Signatures d'un Nouvel État de la Matière Nucléaire "Fluide Quasi Parfait de Quarks et de Gluons" dans les Collisions des Ions Lourds aux Énergies du RHIC

Rachid Nouicer

▶ **To cite this version:**

Rachid Nouicer. Signatures d'un Nouvel État de la Matière Nucléaire "Fluide Quasi Parfait de Quarks et de Gluons" dans les Collisions des Ions Lourds aux Énergies du RHIC. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Strasbourg, 2013. tel-00925262

HAL Id: tel-00925262
https://theses.hal.science/tel-00925262

Submitted on 7 Jan 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

N^{o} d'ordre 293

FACULTE DES SCIENCES

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique Subatomique

Mémoire présenté

et soutenue publiquement par

Rachid NOUICER

Docteur de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg, France
Physicien à Brookhaven National Laboratory, New York, U.S.A.

Titre :

Signatures d'un Nouvel État de la Matière Nucléaire "Fluide Quasi Parfait de Quarks et de Gluons" dans les Collisions des Ions Lourds aux Énergies du RHIC

Soutenue le 20 Novembre 2013, devant le jury ci-dessous

Garant :	M. Christian Beck	Directeur de Recherche CNRS-IPHC, Strasbourg
Président :	M. Abdel-Mjid Nourreddine	Professeur à l'Université de Strasbourg, Strasbourg
Rapporteurs :	Mme Barbara Erazmus	Directeur de Recherche CNRS-SUBATECH, Nantes
	Mme Christelle Roy	Directeur de Recherche CNRS-IPHC, Strasbourg
	M. Joerg Aichelin	Professeur à l'Université de Nantes, Nantes
Examinateurs :	M. Yves Schutz	Directeur de Recherche CNRS-SUBATECH, Nantes
	M. Peter Jacobs	Senior Scientist, Lawrence Berkeley National Laboratory, U.S.A.

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

Direction de la Recherche

Attestation de réussite

ATTESTATION DE DIPLOME

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Attestation de réussite

La Directrice de la Direction de la Recherche de l'Université de Strasbourg, certifie que :

M. Rachid NOUICER

Né(e) le : 06/10/1967 à Mulhouse (68)

a obtenu le **20/11/2013** à l'Université de Strasbourg, le diplôme d'**HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES.**

En foi de quoi, le présent document lui est délivré.

Strasbourg, le 20/11/2013

La Directrice de la Direction de la Recherche

Béatrice MEIER-MULLER

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

Attestation de réussite

Nota *: Il n'est pas délivré de duplicata de ce certificat. Il appartient au titulaire d'établir lui-même et de faire certifier conformes par la Mairie de son domicile les copies qui peuvent lui être nécessaires.*

"L'esprit scientifique consiste à tenter d'établir des lois, des phénomènes, et aussitôt, à voir comment on pourrait les prendre en défaut."
B.Vian, Chroniques de Jazz.

http://www.bnl.gov/rhic/news/112007/story1.asp

RHIC news

Home | Past Issues | Contact Us | RHIC

November 20, 2007 Edition

- Issue Summary / Events List
- Notes From the Associate Director
- System Size, Energy, Centrality and Pseudorapidity Dependence of Charged Particle Density in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC
- PHENIX Preparing for Run 8
- First Beam in Run 8

System Size, Energy, Centrality and Pseudorapidity Dependence of Charged Particle Density in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC

By Rachid Nouicer

In ultrarelativistic heavy ion collisions, the charged particle multiplicities have been studied extensively because of the intrinsic interest in understanding the production mechanism. More recent interest comes in the context of searching for and studying new forms of matter that are expected to be created in heavy ion collisions at these energies. A key quantity that contains information about the longitudinal aspects of the multiparticle production process, and that has provided valuable input for discriminating between phenomenological models in the past, is the rapidity distribution of identified particles.

When particle identification is not available, the almost equivalent pseudorapidity density distribution of charged particles ($dN_{ch}/d\eta$) suffices. For this reason, such distributions have been studied in detail in hadron + proton, hadron + nucleus, proton + proton and nucleus + nucleus collisions. The PHOBOS experiment has performed a comprehensive set of measurements in Au+Au, Cu+Cu and d+Au collisions at several energies, $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6, 22.4, 62.4, 130 and 200 GeV, as well in

http://www.bnl.gov/rhic/inside/news.php?a=22960

Brookhaven National Laboratory search U.S. DEPARTMENT OF ENERGY

inside RHIC

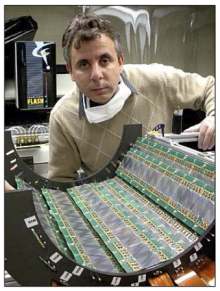
Chronicling recent research at the Relativistic Heavy Ion Collider

Home | Archives | Submission Guidelines | Contact | RHIC

Monday, March 19, 2012

New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC: PHENIX Silicon Vertex Tracker

By Rachid Nouicer



One of the striking discoveries from the heavy-ion program at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) is that the medium created in central 200 AGeV Au-Au collisions behaves like a nearly perfect fluid. This finding was rated the top physics news story of 2005 and the four experiments at RHIC: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS, and STAR published White Papers discussing the evidence of the existence of this new form of matter [1].

To investigate the properties of this new state of matter, usually referred to as the Quark Gluon Plasma (QGP), penetrating and well calibrated probes are essential to quantitatively deduce the effect of the medium on those probes. One type of such probe are hadrons which carry a heavy flavor - a charm quark with mass $m_c \approx 1.5$ GeV or a beauty quark with mass $m_b \approx 5$ GeV - like D- and B-mesons. These mesons present a powerful tool to study the properties of the hot, dense medium created in high-energy nuclear collisions as they are generated early in the reaction and subsequently diffuse through the created matter.

At RHIC, the PHENIX experiment currently studies heavy-quark production *indirectly* via the measurement of electrons from semileptonic decays of hadrons carrying charm or beauty without distinguishing between D- and B-mesons. As shown in figure 1, taken from Ref. [2], there are two rather unexpected observations that have emerged. First, heavy mesons, despite their large mass, exhibit a suppression at high transverse momentum (p_T) compared to that expected from p+p interactions, see panel (a). This suppression is found to be similar to that of light mesons which implies a substantial energy loss of fast heavy quarks while traversing the medium. Secondly, an elliptic flow is observed for heavy mesons which is comparable to that of light mesons like pions (π^+, π^-, π^0), see panel (b). This flow implies a collective motion of heavy quarks in the expanding medium.

In order to understand these medium effects in more detail it is imperative to *directly* measure the nuclear modification and flow of D- and B-mesons independently. Based on this motivation and impelled by the exciting physics we have already uncovered, the PHENIX Collaboration opened a new era for measuring heavy flavor at RHIC by constructing a new detector called the Silicon Vertex Tracker (VTX). The detector construction was carried out by the PHENIX VTX collaboration from BNL, Columbia U, ISU, ORNL, LANL, RBRC, SBU, UMASS, UNM in the USA, JAEA, KEK, RIKEN, U Tokyo, Kyoto U, Rikkyo U in JAPAN and Ecole Polytechnique in FRANCE.

The VTX detector consists of four layers of barrel detectors located in the region of pseudorapidity $|\eta| < 1.2$ and covers almost 2π azimuthal angle. Pseudorapidity, η, is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, where θ is the detected particle emission angle relative to the beam axis; η=0 is at 90° to the beam direction and η=1 is close to 45°.

The two inner barrels of VTX detector consist of silicon pixel detectors (SPD). The technology of SPD is based on the ALICE1LHCb sensor-readout hybrid, which was developed at CERN for the ALICE and LHCb experiments. The first and second silicon pixel barrels consist of 10 and 20 ladders, respectively. One ladder is electrically divided into two independent half-ladders. Each ladder consists of four sensor modules mounted on a mechanical support called a stave.

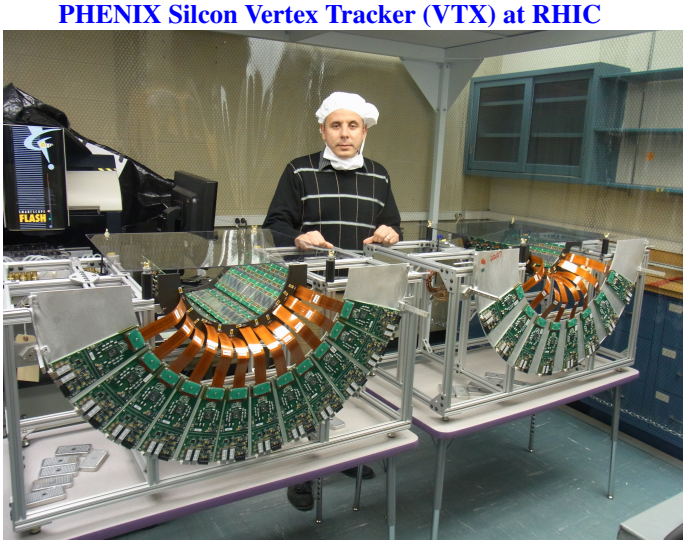
Recent Stories

- Polarized Proton Operation in Run 12
- The sPHENIX Proposal
- The RHIC/AGS Users Meeting
- Search for Associate Laboratory Director for High Energy and Nuclear Physics
- The Annual State of RHIC Report

>> Complete Archives...

PHOBOS Silcon Pad Detector at RHIC

PHENIX Silcon Vertex Tracker (VTX) at RHIC



Remerciements

Mes premiers remerciements vont naturellement à Monsieur Christian Beck mon garant de cette thèse, Habilitation à Diriger des Recherches (HDR), à la fois pour sa disponibilité, son appui constant, sa rigueur, et ses qualitiés de directeur de recherches, mais aussi pour m'avoir offert la possibilité de presenter ce travail dans son laboratoire, l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg. Je remercie chacun des membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie, d'évaluer ce travail et de leurs appréciations après la soutenance : Monsieur Abdel-Mjid Nourreddine pour avoir présidé le jury, Madame Barbara Erazmus, Madame Christelle Roy et Monsieur Joerg Aichelin qui en ont été les rapporteurs, ainsi que Messieurs Yves Schultz et Peter Jacobs, les examinateurs. Leurs lectures très attentives et leurs remarques précieuses m'ont été fort utiles pour mettre les dernières touches à ce manuscript. Je tiens particulièrement à remercier Madame Barbara Erazmus pour ses conseils et son soutien moral durant la réalisation de ce travail d'HDR, ainsi pour nos nombreuses discussions scientifiques durant différentes rencontre au RHIC et dans les congrès Internationaux. Je remercie également Madame Christelle Roy pour son soutien et son aide.

Je remercie très sincèrement mes amis Jérôme Lauret (de la collaboration STAR au BNL) et Paul Stankus (de la collaboration PHENIX au ORNL), a qui je dois beaucoup, notamment leurs conseils judicieux, disponibilités ainsi les fructueuses discussions scientifiques que nous avons eues durant la préparation de ce travail d'HDR. Je souhaite aussi remercier Messieurs Bolek Wyslouch, Yasuyuki Akiba, Mark Baker et Nu Xu pour leurs lettres de soutien et pour avoir pris le temps de détailler mes capacites à diriger des projets de recherches de très haut niveau, dans le cadre des grandes collaborations internationales, aussi bien sur le plan instrumental que dans le domaine des simulations et de l'analyse des données. Je voudrais remercier les personnes de mon groupe PHENIX du BNL : Messieurs Brant Johnson et Edward O'Briend pour leurs commentaires durant la preparation de mon exposé de soutenance ainsi David Morrison et Michael Tannenbaum qui m'ont accueilli dans le groupe PHENIX du BNL et pour leurs encouragements à realiser ce travail d'HDR. Et puis merci à tous les collègues de PHOBOS et de PHENIX.

Enfin, remercier ma famille ne serait suffire. Je souhaite qu'ils trouvent ici l'experession de ma profonde reconnaissance que je n'ai pas toujours su leur temoigner. Je leur dédie ce travail d'HDR, bien modeste récompense pour tant d'années d'efforts et de patience. Je voudrais particulièrement remercier mon épouse Zina pour sa présence à mes côtés, pour les sacrifices qu'elle a fait et pour ses encouragements constants tout au long de cette thèse. Une attention particulière à mes enfants Sirine, Adam, Norine et Rayan, pour le bonheur qu'ils me procurent au fil des jours.

New York, le Mercredi 18 Décembre 2013

Rachid NOUICER

Table des matières

CHAPITRE I **5**

I Résumé de Carriere et Synthèses des Activités **7**

CHAPITRE II **64**

II Sujet : Objectif et Plan du Manuscript **65**

II.1 Objectif 67
II.2 Plan du manuscript 68

CHAPITRE III **69**

III Contexte Physique : Plasma de Quarks et de Gluons **71**

III.1 But de la physique nucléaire 73
III.2 Aspects théoriques 74
III.2.1 QCD comme théorie de jauge non abélienne 75
III.2.2 Évolution de la constante de couplage : Liberté asymptotique 77
III.2.3 Déconfinement et plasma de quarks et de gluons 79
III.2.3.a Diagramme de phase de la matière nucléaire 80
III.2.3.b Formation du plasma de quarks et de gluons 81
III.2.3.c Estimations thermodynamiques (modèle de sac) 81
III.2.3.d Prédictions de la chromodynamique quantique 83
III.3 Aspects expérimentaux 85
III.3.1 Plasma de quarks et de gluons en laboratoire 85
III.3.1.a Régime d'arrêt et régime de transparence 85
III.3.1.b Evolution hydrodynamique et modèle de Bjorken 88
III.3.1.c Différentes étapes de la collision 90
III.3.1.d Description de l'état initial de la collision en utilisant le modèle CGC . . 90
III.3.2 Ecoulement collectif : flot des particules 92
III.3.2.a Notions des effets collectifs de type "flot" 92
III.3.2.b Distribution azimutale des particules et comportement du flot à bas p_T . 93
III.3.2.c Notion du Flot dirigé "v_1" et résultats aux AGS/SPS 96
III.3.2.d Notion du flot elliptique "v_2" et résultats aux AGS/SPS 100

III.3.3 Collisionneur des ions lourds ultra-relativistes - RHIC . . . 103
III.3.3.a Accélérateur . . . 103
III.3.3.b Expériences . . . 105
III.3.4 Aspects géométriques des collisions entre ions lourds . . . 110
III.3.4.a Interaction multiple et le modèle de Glauber . . . 110
III.3.4.b Calculs analytiques dans le modèle de Glauber . . . 111
III.3.4.c Détermination de la centralité dans les collisions . . . 114
III.3.5 Les signatures du déconfinement . . . 115
III.3.5.a Multiplicité des hadrons chargés: Densité d'énergie . . . 116
III.3.5.b Flot des hadrons chargés: Effets collectifs . . . 117
III.3.5.c Suppression des hadrons de haut p_T : Jet quenching . . . 118
III.3.5.d Effets dans l'état initial : shadowing, anti-shadowing, effet Cronin . . . 118
III.3.5.e Augmentation de la production d'étrangeté . . . 120
III.3.5.f Production de photons, dileptons thermiques et processus du Drell-Yan . 122
III.3.5.g Physique des résonances J/ψ et Υ . . . 124
III.3.6 Physique du SPS au RHIC . . . 131

CHAPITRE IV **131**

IV Construction des Détecteurs: Détecteurs Silicium Pixels PHOBOS et Détecteurs de Traces Silicium Stripixel PHENIX **133**

IV.1 Contribution personnelle à la construction des détecteurs silicium PHOBOS et PHENIX au RHIC . . . 135
IV.1.1 Publications choisies: . . . 135
IV.1.2 Présentations choisies: . . . 136
IV.2 Principe de fonctionnement des détecteurs silicium . . . 137
IV.2.1 Jonction *pn* dans un détecteur silicium . . . 137
IV.2.1.a Courants à l'équilibre . . . 138
IV.2.1.b Jonction *pn* polarisée en direct . . . 139
IV.2.1.c Jonction *pn* polarisée en inverse . . . 139
IV.2.1.d Caractéristique théorique de i vs. v . . . 140
IV.2.1.e Caractéristique réelle d'une diode à jonction . . . 141
IV.2.1.f Claquage de la jonction en inverse . . . 141
IV.2.2 Signal d'un détecteur silicium . . . 142
IV.3 Détecteurs en silicium pixels de multiplicité et vertex pour l'expérience PHOBOS . . . 142
IV.3.1 Dispositif de Détection en PHOBOS . . . 142
IV.3.2 Motivations . . . 144
IV.3.3 Caractéristiques et structure interne des senseurs silicium pixels . . . 144
IV.3.4 Étape 1: Tests d'évaluation des senseurs silicium . . . 148
IV.3.5 Étape 2: Assemblage des modules silicium et résultats des tests . . . 152
IV.3.6 Étape 3: Lecture de silicium, Front-End-Controller et Latchup . . . 155
IV.3.7 Étape 4: Alignement, installation et fonctionnement . . . 157

IV.3.8 Succés du détecteur silicium PHOBOS : premiers résultats du RHIC 158
IV.4 Détecteurs de traces en silicium stripixel (VTX) pour l'expérinece PHENIX 168
IV.4.1 Sommaire exécutif 168
IV.4.2 Objectifs Physique: 169
IV.4.2.a Perte d'énergie des quark-lourds 170
IV.4.2.b Flot elliptique des quarks lourds et dépendance en masse 170
IV.4.3 Détecteur PHENIX et caractéristiques de VTX 172
IV.4.3.a Considérations de conception du détecteur VTX 175
IV.4.3.b Mes responsabilités et mes idées dans le projet VTX-Stripixel 178
IV.4.3.c Caractéristiques du silicium senseur "stripixel forme spiral" 180
IV.4.3.d Tests d'évaluation du silicium senseur et effets d'irradiation 180
IV.4.4 Assemblage du premier prototype du module silicium de stripixel 184
IV.4.5 Performances du premier module silicium stripixel 186
IV.4.5.a Réponse aux électrons d'une source bêta ^{90}Sr 186
IV.4.5.b Réponse aux muons des rayonnements cosmiques 188
IV.4.5.c Résponse au faisceau de proton à 120 GeV 189
IV.4.5.d Résumé des performances du détecteur de stripixel 192
IV.4.6 Phase de production du détecteur silicium stripixel 192
IV.4.6.a Concept 192
IV.4.6.b Production des modules silicium stripixel 196
IV.4.6.c Production des ladders silicium stripixel 196
IV.4.6.d Production des barils silicoim stripixel 196

CHAPITRE V **206**

V Analyse: Distributions de la Pseudorapidité Densité des Particules Chargées dans PHOBOS au RHIC et Prédictions pour LHC **207**

V.1 Liste des articles incluant mon travail d'analyse "hit-counting" 209
V.2 Pourquoi mesurer la multiplicité des particules chargées? 211
V.3 Contribution personelle: méthode d'analyse "hit-counting" 211
V.3.1 Description de la méthode d'analyse de hit-counting 213
V.3.2 Fusionnement de hits (anglais : Hits-Merging) 215
V.3.2.a Détermination des coupures du bruit de fond δE^{Oct}_{noise} et δE^{rings}_{noise} 216
V.3.2.b Détermination des coupures de fusionnement $\delta E^{Oct}_{minmerge}$ et $\delta E^{Oct}_{maxnmerge}$ . . 216
V.3.3 Correction géométrique pour l'acceptance du détecteur 220
V.3.3.a Identification et correction aux pixels non fonctionelles 221
V.3.4 Correction pour l'occupation élevée des particules par pixel 222
V.3.4.a Méthode de Poisson 223
V.3.4.b Méthode Landau "Convoluted" 224
V.3.5 Correction des hits pour les particules secondaires 226
V.3.6 Estimation des erreurs systématiques de la multiplicité des particules 228
V.4 Résultats et interpretations 231

V.4.1 Distributions de pseudorapidité des particules chargées . . . 231
V.4.1.a Collisions Au + Au, Cu + Cu et comparison au modèle de saturation CGC 231
V.4.1.b Collisions d + Au et prévisions théoriques CGC, HIJING, AMPT, RQMD 236
V.4.2 Densité de particules à mi-rapidité aux énergies AGS, SPS et RHIC . . . 239
V.4.3 Phénomène du "Limiting Fragmentation" de ISR au RHIC . . . 240
V.4.3.a Limiting Fragmentation dans les collisions $\bar{p} + p$ et Au + Au . . . 242
V.4.3.b Limiting Fragmentation dans les collisons d + Au et p+A . . . 242
V.4.3.c Limiting Fragmentation dans les collisons Au + Au et Cu + Cu . . . 242
V.4.4 Phénomène du "sacaling" et nouvelles observations expérimentales . . . 243
V.4.4.a Phénomène "sacaling" au même $\mathbf{N_{part}}$ dans les collisions Au + Au et Cu + Cu . . . 243
V.4.4.b Phénomène "sacaling" au même volume nucléaire $\mathbf{N_{part}/2A}$ dans les Collisions Au + Au et Cu + Cu . . . 245
V.4.4.c Phénomène "sacling" au **même fraction de section efficace inélastique** dans les Collisions Au + Au et Cu + Cu . . . 245
V.4.4.d Multiplicité totale des particules chargées N_{ch}^{Tot} . . . 247
V.4.4.e Comparison de la multiplicité totale des particules chargées: d + Au versus p + A normalisé au $p + p$ . . . 250
V.4.4.f Comparison de la multiplicité totale des particules chargées: Au + Au versus Cu + Cu normalisé aux pp et e^+e^- . . . 252
V.5 Prédictions pour LHC à l'aide des résultats AGS, SPS et RHIC . . . 255
V.5.1 Calculs de N_{part} dans les collisions $Pb + Pb$ à 5.5 TeV à l'aide des modèles: Glauber et optique . . . 255
V.5.2 Prédictions de la densité des particules chargées à mi-rapidité dans $Pb + Pb$ au LHC et comparison au modèle CGC . . . 256
V.5.2.a Comportement logarithmique quadratique du RHIC au LHC . . . 256
V.5.2.b Comportement logarithmique linéaire du AGS au SPS . . . 258
V.5.3 Prédiction des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en 4π des collisions $Pb + Pb$ à LHC . . . 258
V.5.3.a Procédure d'extrapolation de $dN_{ch}/d\eta$ en 4π du RHIC vers LHC . . . 258
V.5.3.b Prédictions des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en 4π pour différentes classes de centralité dans les collisions $Pb + Pb$ à 5.5 TeV au LHC . . . 261

CHAPITRE VI **261**

VI Points Culminants des Résultats du RHIC: "Fluide Quasi Parfait de Quarks et de Gluons" **265**
VI.1 Introduction . . . 267
VI.1.1 Découvertes de RHIC . . . 267
VI.1.2 Collisions $p + p$ comme référence pour la physique des ion lourdes . . . 268
VI.1.2.a Diffraction dans les collisions $p + p$ . . . 269
VI.1.3 Collisions d + Au pour étudier l'état initial de la matière nucléaire . . . 270
VI.2 Synthèse des résultats de RHIC . . . 270
VI.2.1 Conditions initales . . . 270

VI.2.1.a Densité d'énergie au RHIC . . . 270
VI.2.1.b Condensat de verre de couleur (CGC) . . . 274
VI.2.2 Signatures observées au RHIC . . . 277
VI.2.2.a Rapport de particules : équilibre chimique . . . 277
VI.2.2.b Flot elliptique : "Liquide Parfait" . . . 279
VI.2.2.b.1 Rappel sur le modèle d'hydrodynamique idéale . . . 279
VI.2.2.b.2 Mesure du flot elliptique . . . 280
VI.2.2.b.3 Origine partonique du milieu : invariance de v_2/n_q pour les mésons et les baryons . . . 284
VI.2.2.b.4 Extraction de la viscosité sur densité du fluid η/s . . . 286
VI.2.2.b.5 Harmonique supérieur du flot transversal v_n . . . 289
VI.2.2.c Perte d'énergie dans un milieu dense : "Jets Quenching" . . . 291
VI.2.2.c.1 Photons . . . 292
VI.2.2.c.2 Jets : corrélations de particules de grande impulsion transverse 294
VI.2.2.c.3 Suppression de particules de grande impulsion tansverse . . . 297
VI.2.2.c.4 Apperçu sur la suppression de particules de grande p_T à LHC . 302
VI.2.2.c.5 Charmonium : production directe des mésons J/ψ . . . 302
VI.2.2.c.6 Saveurs lourdes ouvertes: charme et beauté ouverts . . . 306
VI.2.2.c.7 Premiers résulats : sonder la matière nucléaire chaude et dense avec des mesures de charme et de beauté en utilisant le traqueur de silicon PHENIX-VTX . . . 310
VI.3 Qu'avons-nous appris et où en sommes-nous? . . . 317

CHAPITRE VII **318**

VII Publications Choisies **319**

VII.1 Publications (auteur principal) . . . 321
VII.2 Publications (auteur clé) . . . 339

CHAPITRE VIII **356**

VIII Références Bibliographiques **357**

Chapitre I

Résumé de Carriere et Synthèses des Activités

Dr. Rachid NOUICER

Physicien

Brookhaven National Laboratory, Physics Department, New York, U.S.A.

Champs d'intérêt

- Physique Nucléaire Expérimentale
- Physique des Ions Lourds Ultra-Relativistes
- Développement de Détecteur

Contenue :

1 - Curriculum Vitae page 05

2 - Synthèse des travaux de recherches page 08

3 - Synthèse des travaux d'enseignement et d'encadrement page 13

4 - Exposés dans des conférences, congrès internationaux et séminaires page 14

5 - Publications (auteur principal) : exécutant l'analyse de données, écrivant l'article, interagissant avec l'editeur et les référes du journal page 18
- Publications dans des revues internationales avec comité de lecture
- Publications dans des congrès internationaux (avec actes)

6 - Publications (auteur clé) : analyse des données, contribué amplement, membre du committé de revue interne page 21

7 - Publications : liste complète des articles les plus importants page 24

8 - Projets d'expériences et rapports internes page 35

9 - Lettres d'appui :
- Prof. Bolek Wyslouch, Massachusetts Institute of Technology (MIT) : PHOBOS page 37
- Dr. Mark Baker, Brookhaven National Laboratory (BNL) : PHOBOS page 40
- Dr. Yasuyuki Akiba, RIKEN BNL Research Center (BNL) : PHENIX page 45
- Dr. Nu Xu, Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), Berkeley : STAR page 49

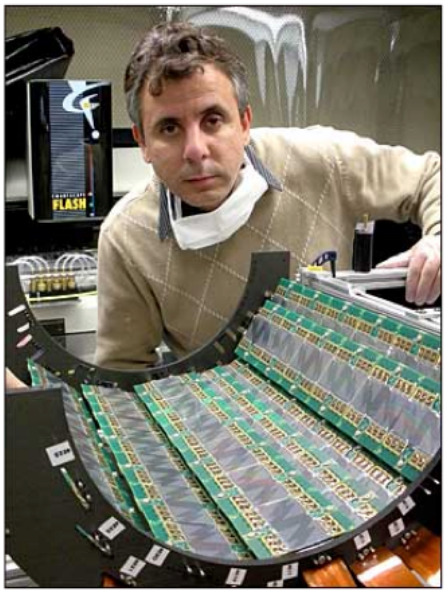
10 - Diplômes et certificats de qualification :
- Diplôme de doctorat page 53
- Diplôme d'Études Approfondies (DEA) page 54
- Qualification aux fonctions de Maître de conférence page 55

http://www.bnl.gov/rhic/inside/news.php?a=22960

Monday, March 19, 2012

New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC: PHENIX Silicon Vertex Tracker

By Rachid Nouicer



One of the striking discoveries from the heavy-ion program at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) is that the medium created in central 200 AGeV Au-Au collisions behaves like a nearly perfect fluid. This finding was rated the top physics news story of 2005 and the four experiments at RHIC: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS, and STAR published White Papers discussing the evidence of the existence of this new form of matter [1].

To investigate the properties of this new state of matter, usually referred to as the Quark Gluon Plasma (QGP), penetrating and well calibrated probes are essential to quantitatively deduce the effect of the medium on those probes. One type of such probe are hadrons which carry a heavy flavor - a charm quark with mass $m_c \simeq 1.5$ GeV or a beauty quark with mass $m_b \simeq 5$ GeV - like D- and B-mesons. These mesons present a powerful tool to study the properties of the hot, dense medium created in high-energy nuclear collisions as they are generated early in the reaction and subsequently diffuse through the created matter.

At RHIC, the PHENIX experiment currently studies heavy-quark production *indirectly* via the measurement of electrons from semileptonic decays of hadrons carrying charm or beauty without distinguishing between D- and B-mesons. As shown in figure 1, taken from Ref. [2], there are two rather unexpected observations that have emerged. First, heavy mesons, despite their large mass, exhibit a suppression at high transverse momentum (p_T) compared to that expected from p+p interactions, see panel (a). This suppression is found to be similar to that of light mesons which implies a substantial energy loss of fast heavy quarks while traversing the medium. Secondly, an elliptic flow is observed for heavy mesons which is comparable to that of light mesons like pions (π^+, π^-, π^0), see panel (b). This flow implies a collective motion of heavy quarks in the expanding medium.

In order to understand these medium effects in more detail it is imperative to *directly* measure the nuclear modification and flow of D- and B-mesons independently. Based on this motivation and impelled by the exciting physics we have already uncovered, the PHENIX Collaboration opened a new era for measuring heavy flavor at RHIC by constructing a new detector called the Silicon Vertex Tracker (VTX). The detector construction was carried out by the PHENIX VTX collaboration from BNL, Columbia U, ISU, ORNL, LANL, RBRC, SBU, UMASS, UNM in the USA, JAEA, KEK, RIKEN, U Tokyo, Kyoto U, Rikkyo U in JAPAN and Ecole Polytechnique in FRANCE.

The VTX detector consists of four layers of barrel detectors located in the region of pseudorapidity $|\eta| < 1.2$ and covers almost 2π azimuthal angle. Pseudorapidity, η, is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, where θ is the detected particle emission angle relative to the beam axis; $\eta=0$ is at 90° to the beam direction and $\eta=1$ is close to 45°.

The two inner barrels of VTX detector consist of silicon pixel detectors (SPD). The technology of SPD is based on the ALICE1LHCb sensor-readout hybrid, which was developed at CERN for the ALICE and LHCb experiments. The first and second silicon pixel barrels consist of 10 and 20 ladders, respectively. One ladder is electrically divided into two independent half-ladders. Each ladder consists of four sensor modules mounted on a mechanical support called a stave.

Recent Stories

Polarized Proton Operation in Run 12

The sPHENIX Proposal

The RHIC/AGS Users Meeting

Search for Associate Laboratory Director for High Energy and Nuclear Physics

The Annual State of RHIC Report

>> Complete Archives...

http://www.bnl.gov/rhic/news/112007/story1.asp

RHIC news

November 20, 2007 Edition

Issue Summary / Events List

Notes From the Associate Director

System Size, Energy, Centrality and Pseudorapidity Dependence of Charged Particle Density in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC

PHENIX Preparing for Run 8

First Beam in Run 8

System Size, Energy, Centrality and Pseudorapidity Dependence of Charged Particle Density in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC

By Rachid Nouicer

In ultrarelativistic heavy ion collisions, the charged particle multiplicities have been studied extensively because of the intrinsic interest in understanding the production mechanism. More recent interest comes in the context of searching for and studying new forms of matter that are expected to be created in heavy ion collisions at these energies. A key quantity that contains information about the longitudinal aspects of the multiparticle production process, and that has provided valuable input for discriminating between phenomenological models in the past, is the rapidity distribution of identified particles.

When particle identification is not available, the almost equivalent pseudorapidity density distribution of charged particles (dN_{ch}/dh) suffices. For this reason, such distributions have been studied in detail in hadron + proton, hadron + nucleus, proton + proton and nucleus + nucleus collisions. The PHOBOS experiment has performed a comprehensive set of measurements in Au+Au, Cu+Cu and d+Au collisions at several energies, $\ddot{O}s_{NN}$ = 19.6, 22.4, 62.4, 130 and 200 GeV, as well in

Prénom	: Rachid
Nom	: NOUICER
Né	: 06 octobre 1967 à Mulhouse, FRANCE
Profession	: Physicien
Adresse professionnelle	: Brookhaven National Laboratory, Physics Department, Bldg. 510, Upton, New York, 11973, U.S.A.
Adresse électronique	: rachid.nouicer@bnl.gov
URL	: http://www4.rcf.bnl.gov/~nouicer

Cursus Universitaire et Titres

2013 en prep.	**Habilitation à Diriger des Recherches (HDR)**, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France. Titre : Signatures d'un Nouvel État de la Matière Nucléaire "Fluide Quasi Parfait de Quarks et de Gluons" dans les Collisions des Ions Lourds à RHIC.
2005	**Qualifié en fonction de Maître de conférence** 29^{me} section (constituants élémentaires) N^o de qualification MCF - 2005 - 29 - 05229150970.
1997	**Diplôme de Doctorat en Physique Nucléaire**, de l'Université Louis Pasteur et Institue de Recherches Subatomiques (IReS), Strasbourg, France. Mention : Très Honorable avec Félicitations http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00805800
1994	**Diplôme d'études approfondies (DEA) en physique subatomique**, Université Louis Pasteur et Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg.

Cursus Professionnel

2007 à présent	**Physicien** à Brookhaven National Laboratory, New York, U.S.A.
2004 à 2007	**Associate Scientist** à Brookhaven National Laboratory, New York, U.S.A.
2002 à 2004	**Research Associate Professor** à University of Illinois at Chicago, U.S.A.
2000 à 2002	**Research Assistant Professor** à University of Illinois at Chicago, U.S.A.
1998 à 2000	**Postdoctoral** à University of Illinois at Chicago, U.S.A.
1994 à 1996	**Chargé de cours** de mathématiques et de physique à l'Aumônerie Universitaire Protestante à Strasbourg, France.
1994 à 1997	**Opérateur des faisceaux d'ions accélérés** au VIVITRON, l'IReS, Strasbourg.

Autre Fonctions Professionnelles

2009 à présent	chercheur affilié, RIKEN(Japan)-BNL(USA) Centre de Recherches, NY, U.S.A.
1998 à 2000	chercheur visiteur à Argonne National Laboratory, Illinois, U.S.A.

Association Scientifique

2000 à présent	Membre de l'association «American Physical Society»
2013 à présent	Membre de l'association «European Physical Society»

Productions Scientifiques

- Exposés dans des conférences et congrès internationaux : 28
- Séminaires : 13
- Publications (auteur principal) exécutant l'analyse de données et écrivant l'article : 24
- Publications (auteur clé) analyse des données, contribuée amplement... : 26
- Publications en tant qu' auteur : 133
- http://inspirehep.net/search?p=FIND+AUTHOR+RACHID+NOUICER : 230
- Référée, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics : 12
- Référée, projects de recherche pour le Département d'Energy (DOE/USA) : 10

Participations aux Fonctions Scientifique

2006 à présent	consultant de projets pour le Department d'Energie (DOE), U.S.A.
2006 à présent	référée des articles, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics
Janvier 2012	membre du comité de revue, le Traceur Intermediare en silicium (IST) pour l'expérience STAR au RHIC
2011 à présent	en charge "system manager" de l'operation et la maintenance du détecteurs silicium à micropistes (VTX) de PHENIX
2005 à 2011	responsable par intérim et responsable adjoint du projet sur la conception et la construction du détecteurs silicium à micropistes (VTX) pour PHENIX
2010 à 2011	member du comité du bureau des conférenciers pour l'expérience de PHENIX
2008 à 2010	coordinateur de "Global-Hadrons Physics working group" de PHENIX.
June 2010	Président du comité d'organization du workshop "Viscosity/hydro/initial conditions", 2010 RHIC & AGS "Annual Users Meeting" au BNL
2008 à 2009	président du comité d'organisation des séminaires de physique nucléaire, département de physique au BNL
2007 à 2008	membre du comité d'organisation des séminaires de physique nucléaire, département de physique au BNL
2005 à 2008	membre du conseil de PHOBOS représentant le groupe du BNL.
2005 à 2008	membre du comité de revues internes sur les mesures de flot de PHOBOS.
2004 à 2008	"co-convener of the multiplicity working group" pour l'expérince PHOBOS.

2000 à 2008	acteur majeur dans l'analyse des mesures de la multiplicité des particules avec la méthode "hit-counting".
Octobre 2007	membre jurys de thèse, Ph.D. thesis de Vasundhara Chetluru, departement de physique, University of Illinois at Chicago, Titre :"Antiparticle to Particle Ratios in Au+Au and Cu+Cu Collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider"
1998 à 2005	expert (construction, installation et opération) en détecteurs silicium pour l'expérience PHOBOS.
2004 to 2005	membre du comité, "Protecting National Security concerning Foreign National Access to DOE information system" au BNL.

Autres Compétences et qualifications

Instrumentation	expertise sur les détecteurs en Silicium, Germanium, scintillator-phototube ; large conaissances en électronique associées avec ces détecteurs.
Outils d'analyse et de calcul	analyse de données et de la simulation Monte Carlo avec GEANT. Programmation en C/C++, FORTRAN-77, LabView. Outils : Root et PAW++
Bureautique	LaTeX, MS Office et OpenOffice
Langue	Anglais (lu, écrit et parlé) - Certificat 'Advanced speaking skills in English", de l'university of Illinois at Chicago. 15 ans de travail au États-Unis d'Amérique.

Synthèse des travaux de recherche

Mon travail de recherche s'inscrit dans le domaine de la physique des ions lourds ultra-relativistes. Ce domaine de recherche affiche aujourd'hui une ambition scientifique qui vise à comprendre de manière globale comment se construit la matière nucléaire. Je participe aux expériences des programmes internationaux PHOBOS et PHENIX au "Relativistic heavy Ion Collider (RHIC)", New York, U.S.A. portant sur l'étude du plasma de quarks et de gluons.

Collaboration Scientifique et Postes

Collaboration Détecteur PHENIX à BNL (2003 à présent)

- 2011 to present — en charge "system manager" de l'operation et de la maintenance du détecteurs silicium à micropistes (VTX) de PHENIX
- 2003 to 2011 — Contact principal et co-directeur de la construction et de la commission du détecteurs silicium à micropistes (VTX) de PHENIX
- 2010 to 2011 — member du comité du bureau des conférenciers de PHENIX
- 2008 to 2010 — coordinateur de "Global-Hadrons Physics working group" de PHENIX
- 2008 to 2010 — contributeur clé dans la réalisation du proposal de faisceau pour RUN-10

- **Accomplissements significatifs sélectionnés**

► **Construction du Traqueur de Vertex en Silicium** (Lettre d'appui de Mr. Yasuyuki's Akiba)

J'ai joué un rôle principal, je suis "députy/acting subsytem manager durant la construction et manager durant l'operation" en charge du détecteur stripixel vertex traqueur en silicium dans le cadre de mise à jour de l'expérience PHENIX. Cet mise à jour assurera les mesures des quarks lourds charme (c) et beauté (b) et l'étude de la structure de spin du proton aux énergies du RHIC. Mes responsabilités se résument à la construction, l'assemblage, le fonctionnement et la mise en service de ce détecteur pour l'expérience PHENIX durant l'acquisiton des données au RHIC. J'ai travaillé sur la conception et à la construction de détecteur en tant que contact principal et co-directeur du détecteur de stripixel. Avant tout, j'ai joué un rôle décisif en résolvant une crise avec la conception technique qui aurait de manière significative retardé le projet. J'ai personnellement surveillé chaque étape de la construction. Après que le projet du VTX ait été accompli et soit entré dans la phase d'opération, j'ai été nommé en tant que directeur du détecteur de stripixel dans le plan d'opération pour le VTX pour PHENIX. Dans tout ce projet, j'ai montré ma capacité de direction et enseignement forts/tutelle à un haut niveau avec la physique et la technologie de détecteur. Mes travaux de recherche dans le domaine du hardware ont été valorisés par plusieurs participations à des congrès en tant qu'invité, et par des publications dans des revues à comité de lecture :

Publications choisies : Rachid Nouicer et al.

▲ Journal of Instrumentation, JINST 4 P04011 (2009)
Tilte : Status and Performance of New Silicon Stripixel Detector for the PHENIX Experiment at RHIC : Beta Source, Cosmic-rays and Proton Beam at 120 GeV

▲ Proceedings of Science VERTEX2007 (2007) 042
Title : Silicon Vertex Tracker for PHENIX at RHIC : Capabilities and Detector Technology

▲ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 1067
Title : PHENIX upgrade : Novel stripixel detector for heavy quark detection and proton spin structure measurements at RHIC energies

Présentations choisies :

- ▲ "New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC : PHENIX Silicon Vertex Tracker Construction and Performance Results from Run-11"
  Nuclear Physics Seminar, Brookhaven National Laboratory, November 29, 2011.
- ▲ Future of Heavy Flavor Measurements at PHENIX
  International Workshop on Heavy Quark Production in Heavy-ion Collisions, January 2011, Purdue University, West Lafayette, IN, U.S.A.
- ▲ Recent Results from PHENIX Experiment at RHIC : Exploring the QCD Medium
  The 6^{th} International Conference on Physics and Astrophysics of Quark Gluon Plasma (ICPAQGP-2010) will take place during December 2010 in Goa, India.
- ▲ First Performance Results of the PHENIX Silicon Stripixel Detector at RHIC.
  Pixel 2008 International Workshop, September 2008, Fermilab, U.S.A.
- ▲ Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC : Capabilities and Detector Technology.
  The 6^{th} International Workshop on Vertex detectors, September 2007, Lake Placid, NY.
- ▲ PHENIX Upgrade : Novel Stripixel Detector for Heavy Quark Detection and Proton Spin Structure Measurements at RHIC Energies.
  The 19^{th} International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry, August 2006, Fort Worth, U.S.A.

► **Contribution en Physique :**

Parallèle avec mon rôle dans la construction de VTX, j'étais co-coordinateur de "Global-Hadrons Physics working group" . Les co-coordinateurs sont responsables de la supervision et de la qualité de toute l'analyse dans PHENIX, aussi bien que recueillent l'entrée pour la planification du prochain run de données, donnant un avis sur l'optimisation de la reconstruction de données, et contrôler la préparation et la rédaction des papiers de la collaboration. Après la construction du détecteur de VTX et les succés des prises de données par le détecteur VTX des collisions d'$Au + Au$ dans Run-11 et $p + p$ dans Run-12 à RHIC, j'ai joué le rôle principal dans l'analyse de données de la production du charme et de la beauté par l'intermédiaire des mésures des électrons et positrons issus de la décroissance des mésons D et de B produits dans les collisions $Au + Au$ et $p + p$ à 200 GeV. À la conférence de Quark Matter en 2012, j'ai présenté les premiers résultats du charme et de beauté mesurés par PHENIX à RHIC. Le titre de ma presentation était : "Probing Hot and Dense Matter with Charm and Bottom Measurements with PHENIX VTX Tracker". Certaines de mes publications significatives récentes sont :

Publications choisies recente :

- ▲ Nuclear Physics A 904-905C (2013) 647
  Rachid Nouicer et al.
  Tilte : Probing Hot and Dense Matter with Charm and Bottom Measurements with PHENIX VTX Tracker
- ▲ Journal of Physics : Conference Series 420 (2013) 012021
  Rachid Nouicer et al.
  Tilte : Heavy Flavor Physics in PHENIX
- ▲ Nuclear Physics A 862−863 (2011) 62
  Rachid Nouicer et al.
  Tilte : Recent Results from PHENIX Experiment at RHIC : Exploring the QCD Medium
- ▲ Phys. Rev. C 87 (2013) 034904
  PHENIX Collaboration
  Tilte : Transverse-Momentum Dependence of the J/ψ Nuclear Modification in d+Au Collisions at 200 GeV

Collaboration Détector PHOBOS à BNL (1998-2008)

- 2005 to 2008 membre du conseil de PHOBOS représentant le groupe du BNL
- 1998 to 2005 en charge “system manager” de la construction, installation, l’opération et de la désinstallation du détecteur de la multiplicité en silicium
- 2005 to 2008 membre du comité de revues internes sur les mesures de flot
- 2004 to 2008 “co-convener of the multiplicity working group"
- 2000 to 2008 acteur majeur dans l’analyse des mesures de la multiplicité des particules avec la méthode "hit-counting" pour les données Au+Au. Cu+Cu, d+Au and p+p aux énergies du RHIC (11 publications dans des revues internationales avec comité de lecture)

- **Accomplissements significatifs sélectionnés**

► **Construction du Détecteur Pixel en Silicium (lettre d’appui du Prof. Bolek’s Wyslouch) :**

J’étais le physicien responsable de la construction, de l’assemblage et de l’opération du détecteur pixel en silicium pour la mésure de la multiplicité des particules chargées par l’éxpérience PHOBOS. J’ai dirigé le laboratoire de silicium à l’Université de l’Illinois à Chicago pendant la phase de construction puis je me suis déplacé au laboratoire national de Brookhaven pour diriger personnellement l’installation finale et l’opération du détecteur. J’ai été profondément impliqué dans tous les aspects de la construction du détecteur, y compris les négociations de la fabrication des senseurs en silicium, les tests efféctuer, et de l’études des détecteurs silicium dans la phase d’opération avec les faisceaux. Pendant la vie de fonctionnant de PHOBOS à RHIC (1999 2005), j’étais l’un des deux experts qui ont dirigé et superviser le fonctionnement du détecteur et assurer la qualité des données. C’était une responsabilité essentielle puisque les détecteurs de silicium peuvent être facilement affectés par des flaques de rayonnement pendant les instabilités de l’accélérateur. Le détecteur pixel en silicium a continué à fonctionner sans faute pour la durée de vie de PHOBOS et pendant des augmentations importantes de la luminosité des faisceaux de RHIC. La qualité de l’appareil, détecteur en silicium, a dépassé les attentes de la collaboration de PHOBOS. Certaines de mes publications significatives sont :

Publications choisies : Rachid Nouicer et al.

▲ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A461 (2001) 143
Tilte : Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment at RHIC
▲ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 499 (2003) 603
Tilte : The PHOBOS detector at RHIC

► **Contribution en Physique : (lettre d’appui de Mr. Mark’s Baker) :**

J’ai joué un rôle principal dans l’analyse de données et la publication des résultats sur les distributions en pseudorapidité des particules chargées mésurées dans des collisions Au+Au, Cu+Cu et d+Au à plusieurs énergies de RHIC : 19,6, 22,4, 62,4, 130 et 200 GeV, aussi bien dans des collisions de p+p à 200 et à 410 GeV en utilisant le même détecteur en silicium. Ceci a permis de faire une étude systématique complète de la production de particules en fonction de l’énergie dans ces collisions. J’étais l’auteur correspondant sur trois publications de physique et j’ai joué un rôle essentiel ou principal dans l’analyse de huit papiers de physique.

Pendant ma période sur PHOBOS, en plus de participer à la mesure de dN/dη pour presque chaque combinaison d'énergie disponible et espèces, j'étais également co-coordinateur du groupe de travail de la multiplicité aussi bien un membre du comité d'examen interne de physique du flot. Certaines de mes publications significatives sont :

▹ **Publications (auteur principal) : exécutant l'analyse de données, écrivant l'article, interagissant avec l'editeur et les référes du journal**

▲ Physical Review Letters 102 (2009) 142301
Title : "System Size, Energy and Centrality Dependence of Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in Relativistic Heavy Ion Collisions"

▲ Physical Review C72 (2005) 031901(R)
Title : "Scaling of Charged Particle Production in d+Au Collisions at 200 GeV"

▲ Physical Review Letters 93 (2004) 082301
Title : "Pseudorapidity Distribution of Particles in d+Au Collisions at 200 GeV"

▹ **Publications (auteur clé) : analyse des données, contribué amplement à l'article :**

▲ Physical Review C83 (2011) 024913
Title : "PHOBOS Results on Charged Particle Multiplicity and Pseudorapidity Distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p Collisions"

▲ Physical Review C74 (2006) 021901(R)
Title : "Particle Pseudorapidity Distributions in Au+Au Collisions at 62.4 GeV"

▲ Physical Review C70 (2004) 021902(R)
Title : "Collision Geometry Scaling of $dN_{ch}/d\eta$ in Au+Au from 19.6 to 200 GeV"

▲ Physical Review Letters 91 (2003) 052303
Title : "Significance of the Fragmentation Region in Heavy Ion Collisions"

▹ **Membre du comité de revues internes sur les mesures de flot :**

▲ Physical Review Letters 98 (2007) 242302
Title : "System Size, Energy, Pseudorapidity, and Centrality Dependence of Elliptic Flow"

▲ Physical Review Letters 97 (2006) 012301
Title :"Energy Dependence of Directed Flow Over a Wide Range of Pseudorapidity in Au+Au Collisions at RHIC"

▲ Physical Review C72 (2005) 051901(R)
Title : "Centrality and Pseudorapidity Dependence of Elliptic Flow for Charged Hadrons in Au+Au Collisions at 200 GeV"

▲ Physical Review Letters 94 (2005) 122303
Title : "Energy Dependence of Elliptic Flow Over a Large Pseudorapidity Range in Au+Au Collisions at RHIC"

Collaboration Saclay et Eurogam Multidétecteurs à CNRS (1993-1997)

► **Construction des Multidécteurs Silicon et Germanium :**

La recherche des propriétés du noyau et des mécanismes de réaction nécessite des équipements de plus en plus complexes sous forme de multidétecteurs à grand nombre de compteurs et à grande efficacité. Pour effectuer des mesures de fusion-évaporation et de fusion-fission aux expériences de Saclay, nous avons construit 12 télescopes. Chaque télescope a été fait à partir de deux parts. La première partie s'est composée d'une chambre d'ionisation remplie de gaz CF4 avec à une pression de 52 torrs. La deuxième partie s'est composée d'une couche de semi-conducteur de silicium avec l'épaisseur 500 μm. Pour effectuer des mesures de fission-fission et de gamma, nous avons construit un nouveau multidétecteur composé de quatre détecteurs de silicium

micropiste pour détecter des fragments de fission en coïncidence avec un détecteur du germanium 4π appelé EUROGAM. Cette expérience a été considérée « une expérience pilote » et était réussie. Cette expérience a lancé la construction du détecteur d'EUROBALL (utilisant des fragments en coïncidence gamma).

► Contribution en Physique :

Mon travail pendant mon doctorat a montré d'une part le rôle significatif du mécanisme de Fusion-Fission Asymétrique dans les collisions entre ions lourds légers ($A_{NC} \leq 60$) et, d'autre part, le désalignement des spins dans un système oblate-oblate mettant en évidence pour la première fois le mode papillon lors de la réaction dans les résonances quasi-moléculaires. Ces deux aspects, l'un macroscopique l'autre beaucoup plus lié à des effets microscopiques, sont certes différents d'un point de vue conceptuel, mais tout à fait complémentaires pour une compréhension globale des systèmes di-nucléaires. Dans la première partie, les réactions ^{35}Cl + ^{12}C et ^{35}Cl + ^{24}Mg à 8 MeV/nucléon (expérience effectuée à Saclay) ont fait l'objet de mesures inclusives et de mesures exclusives. La nature des produits donnant naissance au mécanisme de fusion-fission asymétrique a été vérifiée. Il a été également démontré que dans ce domaine en énergie le processus ternaire est très faible. La deuxième partie est consacrée à l'étude de la réaction ^{28}Si + ^{28}Si réalisée sur une énergie de résonance $E_{lab.}$ = 111.6 MeV auprès de l'accélérateur VIVITRON de Strasbourg avec le multidétecteur EUROGAM Phase II. Le moment angulaire $J^{\pi} = 38^{+}$ a été mesuré pour les voies inélastiques et mutuelles de la voie de sortie ^{28}Si + ^{28}Si. La mise en évidence du désalignement des spins a été interprété à l'aide du modèle moléculaire par le mouvement papillon "mouvement Butterfly". La spectroscopie γ semble indiquer une nouvelle transition γ dans la désexcitation du ^{32}S qui est $0^{+}(8507.8\ keV) \rightarrow 2_1^{+}(2230.2\ keV)$. Certaines de mes publications significatives sont :

Publications choisies :

▲ Physical Review C60 (1999) 041303
R. Nouicer et al.
Title : Vanishing Spin Alignment : Experimental Indication of a Triaxial ^{28}Si + ^{28}Si Nuclear Molecule.

▲ Zeit. für Phys. Atoms and Nuclei 365 (1996) 5
R. Nouicer et al.
Title : Statistical Binary Decay of ^{35}Cl + ^{24}Mg at $\approx$ 8 MeV/nucleon

Synthèse des travaux d'enseignement et d'encadrement

Durant ma thèse à l'Institut de Recherches Subatomiques (IReS) (unité mixte de recherches CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur) à Strasbourg, j'ai eu la responsabilité d'encadrer et de superviser des étudiants de maîtrise et de D.E.A. durant leurs stages dans notre laboratoire avec mon directeur de thèse Monsieur Christian Beck. J'ai fait cet encadrement pendant la période 1995 à 1997. De 1998 à 2004, je me suis investi dans le domaine de l'enseignement en tant qu'assistant au Professeur Russell Betts à l'University of Illinois at Chicago (UIC). Cette tâche d'enseignement m'a permis d'apprendre comment présenter les cours et également discuter les problèmes de physique avec les étudiants. À la suite de mes efforts, un bon nombre d'étudiants assistaient à mon cours. De bons résultats ont été obtenus dans les examens de physique présentés par le Pr. Russell Betts. Le travail comme assistant du Pr. Russell Betts dans les cours de physique m'a permis d'apprendre différentes méthodes pédagogiques. J'ai participé à l'encadrement des doctorants de l'University of Illinois at Chicago dans le cadre de l'expérience PHOBOS au RHIC au BNL. On peut récapituler les activités d'enseignement de la manière suivante :

1994-1995	Cours de mathématiques et de physique à l'Aumônerie Universitaire Protestante à Strasbourg. Le nombre d'heures correspond à 2 heures/semaine durant 1 an.
1995-1997	Encadrement d'étudiants de maîtrise et de D.E.A. durant leurs stages à l'IReS.
1998-2004	Enseignant de physique générale en tant qu'assistant puis associé au Pr. Russell Betts à l'University of Illinois at Chicago (UIC). Le nombre d'heures correspond à quelques heures par semestre. J'ai organisé et participé à des TD pour les étudiants à UIC. Le nombre d'heures correspond à 2 heures/semaine.
1999-2004	J'ai participé à l'encadrement des doctorants de l'University of Illinois at Chicago dans le cadre de l'expérience PHOBOS au RHIC à Brookhaven National Laboratory (BNL, New York).
Depuis 2005	Dans le cadre du projet du détecteur traceur de vertex en silicium micropistes (VTX) pour l'expérience PHENIX, en collaboration avec mon collègue Abhay Deshpande, les noms des étudiants qui ont travaillé sous ma direction sont : 1) Kieran Boyle (SBU, GS), 2) Robert Bennett (SBU, GS), 3) Swadhin Taneja (SBU, Post Doc), 4) Sang Won Lee (SBU, UG), 5) Steve Kaneti (SBU, MSI/GS), 6) Matt Nguyen (SBU, GS), 7) Mike McCumber (SBU, GS), 8) Alan Dion (SBU GS –>ISU, Post Doc), 9) Feng Wei (ISU, GS), 10) Hua Pei (ISU, GS), 11) Dave Winter (Columbia, Post Doc), 12) Ali Hanks (Columbia, GS), 13) Eric Vazquez (Columbia, GS), 14) Tatia Engelmore (Columbia, GS), 15) Hai Jing (SBU, GS) et 16) Michael Eggleston (ISU, GS) Remarque : GS : "Graduate Student", SBU : "Stony Brook University", ISU : "Iowa State University".
2008 à 2010	Co-directeur (avec le Prof. Abhay Deshpande) de Steven A. Kaneti, «Master of Scientific Instrumentation (MSI) in Physics», Université Stony Brook à New York. Titre : "Prototype Silicon Stripixel Detector for PHENIX Experiment"

Exposés dans des conférences, congrès internationaux et séminaires

Liste des exposés dans des conférences et congrès internationaux

Liste des exposés en tant qu'invité

[1]. **PHENIX Heavy Flavor Measurements in Heavy Ion Collisions**
Workshop on Heavy Flavor Production in High-Energy Nuclear Collisions, June 17-18, 2012 in Chicago, Illinois, U.S.A.

[2]. **Heavy Flavor Physics in PHENIX**
The 11th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2012), May 27th to June 2nd, 2012 in San Antonio, Texas, U.S.A.

[3]. **Future of Heavy Flavor Measurements at PHENIX**
International Workshop on Heavy Quark Production in Heavy-ion Collisions, January 4-6, 2011, Purdue University, West Lafayette, IN, U.S.A.

[4]. **Recent Results from PHENIX Experiment at RHIC : Exploring the QCD Medium**
The 6th International Conference on Physics and Astrophysics of Quark Gluon Plasma (ICPAQGP-2010) will take place during 6-10 December 2010 in Goa, India.

[5]. **First Performance Results of the PHENIX Silicon Stripixel Detector at RHIC.**
Pixel 2008 International Workshop, September 23-26, 2008, Fermilab, Batavia, Illinois, U.S.A.

[6]. **Highlights of the Recent RHIC Results : "Signatures of QCD Matter at RHIC"**
The 24th conference, Symmetries and Spin, SPIN-PRAHA, July 20-26, 2008, Prague, Czech Republic.

[7]. **Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC : Capabilities and Detector Technology.**
The 6th International Workshop on Vertex detectors, September 23-28 2007, Lake Placid, NY, U.S.A.

[8]. **Elliptic Flow, Initial Eccentricity and Elliptic Flow fluctuations in Heavy Ion Collisions at RHIC.**
Fundamental Interactions, Lake Louise Winter Institute, February 19-24, 2007, Alberta, Canada.

[9]. **Probing Strongly Interacting Matter with the Measurements of Charged Particle Multiplicity, Flow and Spectra over a Wide Rapidity.**
Second Joint Meeting of the Nuclear Physics Divisions of the American Physical Society and the Physical Society of Japan. September 18-22, 2005, Ritz-Carlton, Kapalua, Maui, Hawaii, U.S.A.

[10]. **Latest Results from RHIC on Multiparticle Production from Au+Au, Cu+Cu, d+A and p+p Collisions.**
XXXV International Symposium on Multiparticle Dynamics 2005 (ISMD2005) August 9-15, 2005, Kromeriz Czech Republic.

[11]. **Charged Particle Multiplicity and Limiting Fragmentation in Au+Au Collisions at RHIC Energies Using the PHOBOS Detector.**
37th Recontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, 9-16 March, 2002, Les Arcs, France.

[12]. **Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment at RHIC.**
The 8th Pisa Meeting On Advance Detectors "Frontier Detectors for Frontier Physics", May 21-27, 2000, Elba, Italy.

[13]. **The PHOBOS Experiment at RHIC.**
Workshop on Flow and Strangeness Production in Heavy Ion Collision from Relativistic to Ultra-Relativistic Energies, September 27-30, 1999, Obernai, France.

[14]. **Fission Fragment Spectroscopy on a ^{28}Si + ^{28}Si Quasi-Molecular Resonance.**
The 6th International School-Seminar on Heavy Ion Physics September 22-27,1997, Dubna, Russia.

[15]. **Etudes de la Déformation des Produits de Fission Issus du Noyau Composé ^{56}Ni.**
Rencontres Jeunes Chercheurs de la Société Française de Physique, 9-13 Décembre 1996, Aussois, France.

Liste des exposés en tant que contribué

[1]. **Probing Hot and Dense Matter with Charm and Bottom Measurements**
Quark Matter 2012 International Conference, August 13-18, 2012, Washington, D.C., U.S.A.

[2]. **Bulk Parton Collectivity and Jet Energy Loss in Relativistic Heavy Ion Collisions at RHIC**
International Nuclear Physics Conference (INPC), July 4-9, 2010, Vancouver, Canada.

[3]. **Energy and Centrality Dependence of Directed and Elliptic Flow in Cu+Cu and Au+Au Collisions at RHIC Energies.**
Quark Matter 2006 International Conference, November 14-20, 2006, Shanghai, China.

[4]. **PHENIX Upgrade : Novel Stripixel Detector for Heavy Quark Detection and Proton Spin Structure Measurements at RHIC Energies.**
The 19th International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry, August 20 - 25, 2006, Fort Worth, Texas, U.S.A..

[5]. **Charged Particle Multiplicity in A+A and p+p Collisions in the Constituent Quarks Framework.**
Workshop on Physics of Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Hot Quarks), 15-20 May, 2006, Villasimius, Sardinia, Italy.

[6]. **Global Observables from Au+Au, Cu+Cu, d+Au and p+p Collisions at RHIC Energies.**
Particles and Nuclei International Conference, PANIC05, October 24-28, 2005, Santa-Fe, NM, U.S.A..

[7]. **Centrality Dependence of Charged Particle Pseudorapidity Distributions in d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.**
Quark Matter 2004 International Conference, January 11-17, 2004, Oakland, California, U.S.A.

[8]. **Evidence of Final-State Suppression of High-p_T Hadrons in Au+Au Collisions Using d+Au Measurements.**
International Europhysics Conference On High Energy Physics, July 17-23, 2003, Achen, Germany.

[9]. **Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment.**
American Physical Society “Centennial Meeting”, March 20-26, 1999, Atlanta, GA, U.S.A.

[10]. **Spin-Alignment and Quasi-Molecular Resonance in Heavy-Ion Collision.**
The 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics January 26-31, 1998, Bormio, Italy.

[11]. **Mise en Évidence de la Fusion-Fission Asymétrique dans le Processus de Désexcitation des Noyaux ^{59}Cu et ^{47}V.**
Rencontres Jeunes Chercheurs de la Société Française de Physique, Aussois, 4-8 Décembre 1995, France.

[12]. **Fusion et Mécanismes de Réaction Binaires dans le Système $^{35}Cl +^{24} Mg$ à $E_{lab} = 275\ MeV$.**
Ecole JOLIOT-CURIE de physique nucléaire, Maubuisson, Septembre 1995, France.

Liste des exposés dans des séminaires

[1]. **"New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC :**
PHENIX Silicon Vertex Tracker Construction and Performance Results from Run-11"
Rachid Nouicer
Nuclear Physics Seminar, Brookhaven National Laboratory, November 29, 2011.

[2]. **Physics and Capabilities of Silicon Vertex Tracker of PHENIX "VTX"**
Rachid Nouicer
The PHENIX Focus seminar series (2010), Brookhaven National laboratory, New York, U.S.A.

[3]. **Silicon Stripixel Vertex Tracker Review**
Rachid Nouicer for PHENIX Collaboration
Department of Energy (DOE) Review of Silicon Vertex Tracker project for PHENIX experiment upgrade presented on : July 2010, June 2009, June 2008 and May 2006, Brookhaven National Laboratory, New York, U.S.A.

[4]. **Silicon Vertex Tracker of PHENIX "VTX" : Capabilities and Detector Technology**
Rachid Nouicer
The PHENIX Focus seminar series (2007), Brookhaven National laboratory, New York, U.S.A.

[5]. **Pseudorapidity Distribution of Charged Particles in d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV**
Seminar presented at Brookhaven National Laboratory, November 14, 2003, New York, U.S.A.

[6]. **First Results from the PHOBOS Experiment at RHIC**
Seminar presented at SUBATECH Laboratory, March 2002, Nantes, France.

[7]. **First Results from the PHOBOS Experiment at RHIC**
Seminar presented at IPNL Laboratory, March 2002, Lyon, France.

[8]. **First Results from the PHOBOS Experiment at RHIC**
Seminar presented at IReS laboratory, March 2002, Strasbourg, France.

[9]. **Multiplicity and Vertex Silicon Detectors of PHOBOS**
Seminar presented at Brookhaven National Laboratory, January 2001, New York, U.S.A.

[10]. **Performance of Multiplicity and Vertex Silicon Detectors**
Seminar presented at National Central University, March 2000, Tapei, Taiwan.

[11]. **First Observation of Spin Disalignment in Heavy-Ion Collision : ^{28}Si+^{28}Si on the Resonance Energy 111.6 MeV**
Seminar presented at Argonne National Laboratory, April 8, 1998, Argonne, U.S.A.

[12]. **Spectroscopie Gamma des Produits de Fission sur une Résonance Quasi-Moléculaire ^{28}Si+^{28}Si.**
Seminar presented at l'IReS laboratory, Octobre 30, 1997, Strasbourg, France.

[13]. **Corrélations Fragments-Fragments : Processus de Fusion-Fission et de Deep-Inélastique dans les Collisions entre Ions Lourds Légers.**
Seminar presented at CNRS laboratory, June 24, 1996, Strasbourg, France.

Publications (auteur principal) :

exécutant l'analyse de données, écrivant l'article, interagissant avec l'éditeur et les référents du journal

1) Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

2) Publications dans des congrès internationaux (avec actes)

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

[1]. **Physical Review Letters 102 (2009) 142301**
Title : “System Size, Energy and Centrality Dependence Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in Relativistic Heavy Ion Collisions”

[2]. **Physical Review C72 (2005) 031901(R)**
Title : “Scaling of Charged Particle Production in d+Au Collisions at 200 GeV”

[3]. **Physical Review Letters 93 (2004) 082301**
Title : “Pseudorapidity Distribution of Charged Particles in d+Au collisions at 200 GeV”

[4]. **Physical Review C60 (1999) 041303**
Title : Vanishing Spin Alignment : Experimental Indication of a Triaxial ^{28}Si + ^{28}Si Nuclear Molecule

[5]. **Zeit. für Phys. Atoms and Nuclei 365 (1996) 5**
Title : Statistical Binary Decay of ^{35}Cl + ^{24}Mg at $\approx$ 8 MeV/nucleon

Publications dans des congrès internationaux (avec actes)

[1]. **To be published in the Nuclear Physics A. (2012)**
Tilte : “Probing Hot and Dense Matter with c and b Measurements with PHENIX VTX Tracker”

[2]. **arXiv :1210.5425. To be published in the Journal of Physics : Conference Series (2012)**
Title : “Heavy Flavor Physics in PHENIX”

[3]. **Nuclear Physics A 862-863 (2011) 62**
Title : "Recent Results from PHENIX Experiment at RHIC : Exploring the QCD Medium"

[4]. **Journal of Instrumentation, JINST 4 P04011 (2009)**
Tilte : Status and Performance of New Silicon Stripixel Detector for the PHENIX Experiment at RHIC : Beta Source, Cosmic-rays and Proton Beam at 120 GeV

[5]. **arXiv :0901.0910. To be published in the European Physical Journal Special Topics**
Title : Formation of Dense Partonic Matter in High Energy Heavy-Ion Collisions : Highlights of RHIC Results

[6]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B261 (2007) 1067**
Title : PHENIX Upgrade : Novel Stripixel Detector for Heavy Quark Detection and Proton Spin Structure Measurements at RHIC Energies.

[7]. **Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics G34 (2007) S887**
Title : Elliptic Flow and Initial Eccentricity in Cu+Cu and Au+Au Collisions at RHIC.

[8]. **Proceedings of Science VERTEX2007 (2007) 042**
Title : Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC : Capabilities and Detector Technology

[9]. **To be published in World Scientific**
Title : Elliptic Flow, Initial Eccentricity and Elliptic Flow Fluctuations in Heavy Ion Collisions at RHIC

[10]. **European Physical Journal, C49 (2007) 281**
Title : Charged Particle Multiplicities in A+A and p+p Collisions in the Constituent Quarks Framework

[11]. **American Institute of Physics Conference Proceedings 842 (2006) 86**
Title : Systematics of Global Observables in Cu+Cu and Au+Au at RHIC Energies.

[12]. **American Institute of Physics Conference Proceedings 828 (2006) 11**
Title : Similarity of Initial States in A+A and p+p Collisions in Constituent Quarks Framework.

[13]. **Journal of Physics G : Nuclear Particle Physics 30 (2004) S1133.**
Title : Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in d + Au and p + p Collisions at 200 GeV.

[14]. **European Physical Journal C33 (2004) S606**
Title : Evidence of Final State Suppression of High-P_T Hadrons in Au + Au Collisions Using d + Au Measurements at RHIC

[15]. **The GIOI publishers : 2002 QCD and Hadronic Interactions, page 381 (2002)**
Title : Charged Particles Multiplicity and Limiting Fragmentation in Au + Au collisions at RHIC Energies Using the PHOBOS Detector

[16]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A461 (2001) 143**
Title : Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment at RHIC

[17]. **Riccerca Scientifica ed Educazione Permanente Supp. 112 (1998) 473**
Title : Spin-Alignment and Quasi-Molecular Resonances in Heavy-Ion Coillisions

[18]. **Eds. Y.Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva, World Scientific 538 (1998)**
Title : Fission Fragment Spectroscopy on a ^{28}Si + ^{28}Si Quasi-Molecular Resonance
e-Print arXiv : nucl-ex/9711002.

[19]. **Proceeding of the 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics January 26-31, 1998 Bormio, Italy. Preprint IReS 98-07**
Title : Spin-Alignment and Quasi-Molecular Resonance in Heavy-Ion Collision

[20]. **Eds. Y.Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva, World Scientific 538 (1998)**
Title : Fission Fragment Spectroscopy on a ^{28}Si+^{28}Si Quasi-Molecular Resonance
e-Print arXiv : nucl-ex/9711002.

[21]. **Proc. Ecole JOLIOT-CURIE de physique nucléaire 449 (1995)**
Title : Fusion et Mécanismes de Réaction Binaires dans le Système $^{35}Cl + ^{24}Mg$ à $E_{lab} = 275\ MeV$

Publications (auteur clé) :

analyse des données, contribué amplement,

membre du committé de revue interne

Contribué dans l'analyse

[1]. **Physical Review C83 (2011) 024913**
Title : Phobos results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions

[2]. **Physical Review Letters 105 (2010) 062301**
Title : Elliptic and Hexadecapole Flow of Charged Hadrons in Au+Au Collisions

[3]. **Physical Review C80, 024909 (2009)**
Title : Systematic Studies of Elliptic Flow Measurements in Au+Au collisions

[4]. **Physical Review C74 (2006) 021901(R)**
Title : Particle Pseudorapidity Distributions in Au+Au collisions at 62.4 GeV

[5]. **Physical Review C74 (2006) 021902**
Title : Centrality and Energy Dependence of Charged-Particle Multiplicities in Heavy Ion Collisions in the context of Elementary Reactions

[6]. **Nuclear Physical A 757 (2005) 28**
Title : The PHOBOS Perspectives on Discoveries at RHIC

[7]. **Physical Review C70 (2004) 021902(R)**
Title : Collision Geometry Scaling of $dN_{ch}/d\eta$ in Au+Au from 19.6 to 200 GeV

[8]. **Physical Review C69 (2004) 034616**
Title : Light Particle Emision in ^{35}Cl+^{24}Mg Fusion Reaction at High Excitation Energy and Angular Momentum

[9]. **Physical Review Letters 91 (2003) 052303**
Title : Significance of the fragmentation region in heavy ion collisions

[10]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A499 (2003) 603 : Cited 79 times**
Title : The PHOBOS Detector at RHIC

[11]. **Physical Review C65 (2002) 014611**
Title : Deformation effects in ^{56}Ni nuclei produced in ^{28}Si+^{28}Si at 112 MeV

[12]. **Physical Review C66 (2002) 034612**
Title : Highly Deformed ^{40}Ca Configuration in ^{28}Si+^{12}C

[13]. **Physical Review Letters 88 (2002) 22302**
Title : Energy Dependence of Particle Multiplicities in Central Au+Au Collisions

[14]. **Physical Review C65 (2002) 061901**
Title : Centrality Dependence of Charged Particle at Midrapidity in Au + Au Collisions at 130 and 200 GeV

[15]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A473 (2001) 197**
Title : First Performance Results of the Phobos Silicon Detector

[16]. **Physical Review Letters 87 (2001) 102303**
Title : Charged Particle Pseudorapidity Density Distributions from Au+Au Collisions at 130GeV

[17]. **Physical Review C63 (2001) 014607**
Title : Molecular Resonance and Highly deformed Fission Fragments in ^{28}Si + ^{28}Si

[18]. **Nuclear Instruments Methods in Physics Research A447 (2000) 257**
Title : The Phobos Silicon Pad Sensors

[19]. **Physical Review C57 (1998) 731**
Title : Fusion and Binary-Reaction Mechanisms in the ^{35}Cl+^{24}Mg System at E/A $\approx$ 8 MeV/nucleon

[20]. **European Physical Journal A2 (1998) 281**
Title : Study of the Fusion-Fission Process in the ^{35}Cl+^{24}Mg Reaction

[21]. **Physical Review C55 (1997) 1380**
Title : Extended Hauser-Feshbach Method for Statistical Binary-Decay of Light-Mass Systems

[22]. **Physical Review C54 (1996) 227**
Title : ^{35}Cl+^{12}C Asymmetrical Fission Excitation Functions

Membre du commité de revue interne de PHOBOS

Membre du comité de revues internes sur les mesures de flot de PHOBOS. Mes connaissances sur les performances et l'analyse des détecteurs de la multiplicité ont été essentiel dans les mesures de flot sur une couverture 4π. J'ai introduit la méthode de fusionnement des hits de particules charhées presque dans toutes les analyses de PHOBOS et parmis eux les mesures de flot. Utilisant mon analyse de multiplicité j'ai vérifié la centralité et l'acceptance du détecteur utilisé dans les mesures du flot. Les papiers impliqués inclus :

[1]. **Physical Review Letters 98 (2007) 242302**
Title : System Size, Energy, Pseudorapidity, and Centrality Dependence of Elliptic Flow

[2]. **Physical Review Letters 97 (2006) 012301**
Title : Energy dependence of directed flow over a wide range of pseudorapidity in Au+Au collisions at RHIC

[3]. **Physical Review C72 (2005) 051901(R)**
Title : Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at 200 GeV

[4]. **Physical Review Letters 94 (2005) 122303**
Title : Energy dependence of elliptic flow over a large pseudorapidity range in Au+Au collisions at RHIC

[5]. **Nuclear Physics A774 (2006) 523**
Title : System Size, Energy and Centrality Dependence of Directed and Elliptic Flow at RHIC

Membre du commité de revue interne de PHENIX

[6]. **Phys. Rev. C 87, 034904 (2013)**
Title : Transverse Momentum Dependence of the J/ψ Nuclear Modification in d+Au Collisions at 200 GeV

Publications :

liste complète des articles les plus importants

Liste complète des articles les plus importants

[1]. **Physical Review C86 (2012) 024909**
PHENIX Collaboration
Title : Nuclear-Modification Factor for Open-Heavy-Flavor Production at Forward Rapidity in Cu+Cu Collisions at 200 GeV

[2]. **Physical Review C85 (2012) 064914**
PHENIX Collaboration
Title : Deviation from quark-number scaling of the anisotropy parameter v2 of pions, kaons, and protons in Au+Au collisions at 200 GeV

[3]. **Physical Review D85 (2012) 092004**
PHENIX Collaboration
Title : Ground and excited charmonium state production in p+p collisions at 200 GeV.

[4]. **Nuclear Physics A862-863 (2011) 62-70**
PHENIX Collaboration
Title : Recent results from PHENIX experiment at RHIC : Exploring the QCD medium

[5]. **Physical Review Letter 107 (2011) 172301**
PHENIX Collaboration
Title : Suppression of back-to-back hadron pairs at forward rapidity in d+Au Collisions at 200 GeV

[6]. **Physical Review C84 (2011) 044902**
PHENIX Collaboration
Title : Production of ÏL' mesons in p+p, d+Au, Cu+Cu, and Au+Au collisions at 200 GeV

[7]. **Physical Review C84 (2011) 054912**
PHENIX Collaboration
Title : J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at 200 GeV

[8]. **Physical Review C83 (2011) 064903**
PHENIX Collaboration
Title : Identified charged hadron production in p+p collisions 200 and 62.4 GeV

[9]. **Physical Review C83 (2011) 024913**
PHOBOS Collaboration
Title : Phobos results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions

[10]. **Physical Review C83 (2011) 044912**
PHENIX Collaboration
Title : Azimuthal correlations of electrons from heavy -flavore decay with hadrons in p+p and Au+Au collisions at 200 GeV

[11]. **Physical Review D83 (2011) 032001**
PHENIX Collaboration
Title : Cross section and double helicity asymmetry for η mesons and their comaprison to neutral pion production in p+p at 200 GeV

[12]. **Physical Review D84 (2011) 012006**
PHENIX Collaboration
Title : Event Structure and Double Helicity Asymmetry in jet Production from Polarized p+p Collisions at 200 GeV

[13]. **Physical Review Letters 106 (2011) 062001**
PHENIX Collaboration

Title : Cross section and parity violating spin asymmetry of $W^{\pm}$ boson production in polarized p+p collisions at 500 GeV

[14]. **Physical Review D83 (2011) 052004**
PHENIX Collaboration
Title : Measurement of neutral mesons in p+p collisions at 200 GeV and scaling properties of hadron production

[15]. **Physical Review C83 (2011) 024909**
PHENIX Collaboration
Title : Nuclear modification factors of phi mesons in d+Au, Cu+Cu and Au+Au collisions at 200 GeV

[16]. **Physical Review Letters 105 (2010) 142301**
PHENIX Collaboration
Title : Azimuthal anisotropy of neutral pion production in Au+Au collisions at 200 GeV : path -length dependence of jet quenching and the role of initial geometry

[17]. **Physical Review D82 (2010) 112008**
PHENIX Collaboration
Title : Measurement of transverse single-spin asymmetries for j/ψ production in polarized p+p collisions at 200 GeV

[18]. **Nuclear Instruments and Methods A623 (2010) 374**
PHENIX Collaboration
Title : Silicon vertex tracker for RHIC PHENIX experiment

[19]. **Physical Review D82 (2010) 072001**
PHENIX Collaboration
Title : High-p_T direct photon and π^0 triggered azimuthal jet correlations and measurement of k_T for isolated direct photons in $p + p$ collisions at 200 GeV

[20]. **Physical Review C82 (2010) 011902**
PHENIX Collaboration
Title : Transverse momentum dependence of meson suppression η suppression in Au+Au collisions at 200 GeV

[21]. **Physical Review Letters 105 (2010) 062301**
PHENIX Collaboration
Title : Elliptic and hexadecapole flow of charged hadrons in Au+Au collisions at 200 GeV

[22]. **Physical Review C81 (2010) 024904**
PHOBOS Collaboration
Title : System size dependence of cluster properties from two-particle angular correlations in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200-GeV

[23]. **Physical Review Letters 104 (2010) 062301**
PHOBOS Collaboration
Title : High transverse momentum triggered correlations over a large pseudorapidity acceptance in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[24]. **Physical Review Letters 104 (2010) 252301**
PHENIX Collaboration
Title : Trends in Yield and Azimuthal Shape Modification in Dihadron Correlations in Relativistic Heavy Ion Collisions

[25]. **Physical Review C81 (2010) 034915**
PHOBOS Collaboration
Title : Non-flow correlations and elliptic flow fluctuations in gold-gold collisions at $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV

[26]. **Physical Review D82 (2010) 012001**
PHENIX Collaboration
Title : Transverse momentum dependence of J/psi polarization at Midrapidity in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV

[27]. **Physical Review C81 (2010) 034911**
PHENIX Collaboration
Title : Detailed measurement of the e^+e^- pair continuum in $p+p$ and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV and implications for direct photon production

[28]. **Physical Review D81 (2010) 012002**
PHENIX Collaboration
Title : Double Helicity Dependence of Jet Properties from Dihadrons in Longitudinally Polarized p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[29]. **Physical Review Letters 104 (2010) 142301**
PHOBOS Collaboration
Title : Event-by-event Fluctuations of Azimuthal particle anisotropy in Au+Au collisions at 200 GeV

[30]. **Physical Review C80 (2009) 024909**
PHENIX Collaboration
Title : Systematic Studies of Elliptic Flow Measurements in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[31]. **Physical Review Letters 103 (2009) 142301**
PHENIX Collaboration
Title : Kaon interferometric probes of space-time evolution in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[32]. **Physical Review Letters 103 (2009) 082002**
PHENIX Collaboration
Title : Measurement of Bottom versus Charm as a Function of Transverse Momentum with Electron-Hadron Correlations in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[33]. **Physical Review C80 (2009) 024908**
PHENIX Collaboration
Title : Photon-Hadron Jet Correlations in p+p and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[34]. **Journal of Instrumentation (JINST) 4 P04011 (2009)**
Rachid Nouicer et al.
Title : Status and Performance of New Silicon Stripixel Detector for the PHENIX Experiment at RHIC : Beta Source, Cosmic-rays and Proton Beam at 120 GeV

[35]. **European Physical Journal C61 (2009) 575**
PHOBOS Collaboration
Title : Recent results from PHOBOS on particle production at high p(T)

[36]. **Submitted to European Physical Journal**
Rachid Nouicer et al.
Title : Formation of Dense Partonic Matter in High Energy Heavy-Ion Collisions : Highlights of RHIC Results

[37]. **Physical Review D79 (2009) 012003**
PHENIX Collaboration
Title : Inclusive cross section and double helicity asymmetry for π^0 production in p+p collisions at 62.4 GeV

[38]. **Physical Review Letters 103 (2009) 012003**
PHENIX Collaboration
Title : The Polarized gluon contribution to the proton spin from the double helicity asymmetry in inclusive π^0 production in polarized p + p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[39]. **Physical Review C80 (2009) 011901**
PHOBOS Collaboration
Title : Scaling properties in bulk and p(T)-dependent particle production near midrapidity in relativistic heavy ion collisions

[40]. **Physical Review Letters 102 (2009) 142301**
PHOBOS Collaboration
Title : System size, energy and centrality dependence of pseudorapidity distributions of charged particles in relativistic heavy ion collisions

[41]. **Physical Review C77 (2008) 061901**
PHOBOS Collaboration
Title : Identified charged antiparticle to particle ratios near midrapidity in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV and 200 GeV

[42]. **Journal of Physics G34 (2007) S887-892**
Rachid Nouicer et al.
Title : Elliptic Flow and Initial Eccentricity in Cu+Cu and Au+Au Collisions at RHIC

[43]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B261 (2007) 1067**
Rachid Nouicer et al.
Title : PHENIX Upgrade : Novel Silicon Stripixel Detector for Heavy Quark Detection and Proton Spin Structure Measurements at RHIC Energies

[44]. **Physical Review C77 (2008) 014906**
PHOBOS Collaboration
Title : Importance of correlations and fluctuations on the initial source eccentricity in high-energy nucleus-nucleus collisions

[45]. **PoS VERTEX2007, 042 (2007)**
Rachid Nouicer et al.
Title : Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC : Capabilities and Detector Technology

[46]. **published by World Scientific**
Rachid Nouicer et al.
Title : Elliptic Flow, Initial Eccentricity and Elliptic Flow fluctuations in Heavy Ion Collisions at RHIC

[47]. **Physical Review C75 (2007) 054913**
PHOBOS Collaboration
Title : Cluster properties from two-particle angular correlations in p+p collisions at 200 and 410 GeV

[48]. **Journal of Physics G34 (2007) S1103-1108**
PHOBOS Collaboration
Title : Antiparticle to particle ratios and identified hadron spectra in Cu + Cu and Au + Au collisions

[49]. **Journal of Physics G34 (2007) S1005-1010**
PHOBOS Collaboration
Title : Two-particle angular correlations in p+p and Cu+Cu collisions at PHOBOS

[50]. **Physics Review Letters 98 (2007) 242302**
PHOBOS Collaboration
Title : System size, energy, pseudorapidity, and centrality dependence of elliptic flow

[51]. **Physical Review C75 (2007) 024910**
PHOBOS Collaboration
Title : Identified hadron transverse momentum spectra in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = = 62.4-GeV

[52]. **Physical Review C74 (2006) 021902**
PHOBOS Collaboration

Title : Centrality and Energy Dependence of Charged-Particle Multiplicities in Heavy Ion Collisions in the context of Elementary Reactions

[53]. **European Physical Journal C49 (2007) 281-286**
Rachid Nouicer
Title : Charged Particle Multiplicity in A+A and p+p Collisions in the Constituent Quarks Framework

[54]. **American Institute of Physics Conference Proceedings 828 (2006) 5**
PHOBOS Collaboration
Title : New PHOBOS Results on Event-by-Event Fluctuations

[55]. **Physical Review C74 (2006) 011901**
PHOBOS Collaboration
Title : Forward-Backward Multiplicity Correlations in $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$ Au+Au Collisions

[56]. **American Institute of Physics Conference Proceedings 842 (2006) 86**
Rachid Nouicer et al. Title : Systematics of Global Observables in Cu+Cu and Au+Au Collisions at RHIC Energies

[57]. **American Institute of Physics Conference Proceedings 828 (2006) 11**
Rachid Nouicer
Title : Similarity of Initial States in A+A and p+p Collisions in Constituent Quarks Framework

[58]. **Physical Review Letters 96, 212301 (2006)**
PHOBOS Collaboration
Title : System Size and Centrality Dependence of Charged Hadron Transverse Momentum Spectra in Au+Au and Cu+Cu Collisions at 62.4 and 200 GeV

[59]. **Physical Review Letters 97 (2006) 012301 : Cited 34 times**
PHOBOS Collaboration
Title : Energy Dependence of Directed Flow over a wide range of Pseudorapidity in Au+Au Collisions at RHIC

[60]. **International Journal of Modern Physics A20 (2005) 4405**
PHOBOS Collaboration
Title : Ultra-relativistic Au+Au and d+Au Collisions : Experiment studies by PHOBOS

[61]. **Nuclear Physics A774 (2006) 523**
PHOBOS Collaboration
Title : System Size, Energy and Centrality Dependence of Directed and Ellipltic Flow at RHIC

[62]. **Physical Review C74 (2006) 021901**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Particle Pseudorapidity Distributions in Au+Au Collisions at 62.4 GeV

[63]. **Journal of Physics G31 (2005) S41**
PHOBOS Collaboration
Title : Elliptic Flow in Au+Au Collisions at RHIC

[64]. **Physical Review C73 (2006) 031901**
PHOBOS Collaboration
Title : Transverse Momentum and Rapidity Dependence of HBT Correlations in Au+Au Collisions at 62.4 and 200 GeV

[65]. **Physical Review C72 (2005) 051901**
PHOBOS Collaboration
Title : Centrality and Pseudorapidity Dependence of Elliptic Flow for Charged hadrons in Au+Au Collisions at 200 GeV

[66]. **Physical Review Letters 94 (2005) 122303**
PHOBOS Collaboration
Title : Energy Dependence of Elliptc Flow over a Large Pseudorapidity Range in Au + Au Collisions at RHIC

[67]. **Physical Review C71 (2005) 021901(R)**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Antiparticle to Particle Ratios Near Midrapidity in p+p Collisions at 200 GeV

[68]. **Nuclear Physics A757 (2005) 28**
PHOBOS Collaboration
Title : The PHOBOS Perspectives on Discoveries at RHIC

[69]. **Physical Review C72 (2005) 031901(R)**
PHOBOS Collaboration
Title : Scaling of Charged Particle Production in d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[70]. **Journal of Physics G30 (2004) S1133**
Rachid Nouicer *et al.*
Title : Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in d+Au and p+p Collsions at 200 GeV

[71]. **Physical Review Letters 94 (2004) 082304**
PHOBOS Collaboration
Title : Centrality Dependence of Charged Hadron transverse Momentum Spectra in Au+Au Collisions from 62.4 to 200 GeV

[72]. **Physical Review Letters 93 (2004) 082301**
PHOBOS Collaboration
Title : Pseudorapidity Distribution of Charged Particles in d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[73]. **European Physical Journal, C33 (2004) S606**
Rachid Nouicer *et al.*
Title : Evidence of Final State Suppression of High P_T Hadrons in Au + Au Collisions Using d + Au Measurements at RHIC

[74]. **Physical Review C70 (2004) 061901(R)**
PHOBOS Collaboration
Title : Pseudorapidity Dependence of Charged Hadron Transverse Momentum Spectra in d + Au Collsions at 200 GeV

[75]. **Physical Letters B578 (2004) 297**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Hadrons Transverse Momentum Distributions in Au + Au Collisions at 200 GeV

[76]. **Physical Review C70 (2004) 051901(R)**
PHOBOS Collaboration
Title : Particle Production at Very Low Transverse Momenta in Au + Au Collisions at 200 GeV

[77]. **Nuclear Physics A734 (2004) 61**
PHOBOS Collaboration
Title : Results From PHOBOS Experiment at RHIC

[78]. **Physical Review C70 (2004) 021902**
PHOBOS Collaboration
Title : Collision Geometry Scaling of Au + Au Pseudorapidity Density from $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6 to 200 GeV

[79]. **Physical Review C70 (2004) 011901(R)**
PHOBOS Collaboration

Title : Centrality Dependence of Charged Antiparticle to Particle Ratio near mid-rapidity in d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

[80]. **Physical Review C69 (2004) 034616**
D. Mahboub *et al.*
Title : Light Particle Emmision in ^{35}Cl+^{24}Mg Fusion Reaction at High Excitation Energy and Angular Momentum

[81]. **Nuclear Physics A715 (2006) 745**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Hadron Transverse Momentum Distributions in Au+Au Collisions at 200 GeV

[82]. **Physical Review Letters 91 (2003) 072302**
PHOBOS Collaboration
Title : Centrality Dependence of Charged Hadron Transverse Momentum Spectra in d+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV

[83]. **Physical Review Letters 91 (2003) 502303**
PHOBOS Collaboration
Title : The Signification of the Fragmentation Region in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions

[84]. **Nuclear Physics A715 (2003) 65**
PHOBOS Collaboration
Title : Global Observations from PHOBOS

[85]. **Nuclear Physics A715 (2003) 490**
PHOBOS Collaboration
Title : Universal Behavior of Charged Particle Production in Heavy Ion Collisions

[86]. **Nuclear Physics A715 (2003) 510**
PHOBOS Collaboration
Title : Identified Particles in Au+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV

[87]. **Nuclear Physics A715 (2003) 611**
PHOBOS Collaboration
Title : Flow and Bose-EINSTEIN Correlations in Au+Au Collisions at RHIC

[88]. **Physical Review C67 (2003) 021901**
PHOBOS Collaboration
Title : Ratios of Charged Antiparticles to Particles Near Midrapidity in Au+Au Collisions at 200 GeV

[89]. **Nuclear Physics A721 (2003) 227**
PHOBOS Collaboration
Title : Recent Results from PHOBOS at RHIC

[90]. **Nuclear Physics A715 (2003) 745**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Hadrons Transverse Momentum Distributions in Au + Au Collisions at 200 GeV

[91]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A499 (2003) 603**
PHOBOS Collaboration
Title : The PHOBOS Detector at RHIC

[92]. **Physical Review Letters 88 (2002) 022302**
PHOBOS Collaboration
Title : Energy Dependence of Particle Multpilicities in Central Au+Au Collisions

[93]. **Physical Review Letters 89 (2002) 222301**
PHOBOS Collaboration
Title : Pseudorapidity and Cenetrality Dependance of the Collective Flow of Charged Particles in Au + Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 130 GeV

[94]. **Physical Review C65 (2002) 61901**
PHOBOS Collaboration
Title : Centrality Dependence of Charged Particle Multiplicity Near Midrapidity in Au + Au Collision at 130 GeV and 200 GeV

[95]. **Physical Review C65 (2002) 031901**
PHOBOS Collaboration
Title : Centrality Dependence of Charged Particle Multiplicity at Midrapidity in Au + Au Collision at $\sqrt{S_{NN}}$ = 130 GeV

[96]. **The GIOI publishers : 2002 QCD and Hadronic Interactions, edited by Tran Thanh Van, page 381 (2002)**
R. Nouicer *et al.*
Title : Charged Particles Multiplicity and Limiting Fragmentation in Au + Au collisions at RHIC Energies Using the PHOBOS Detector

[97]. **Nuclear Physics A698 (2002) 416**
PHOBOS Collaboration
Title : The PHOBOS Detector at RHIC

[98]. **Nuclear Physics A698 (2002) 88**
PHOBOS Collaboration
Title : $\mathrm{dN}/\mathrm{d}\eta$ Distribution from PHOBOS

[99]. **Nuclear Physics A698 (2002) 564**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Particle Flow Measurement for $|\eta| \leq 5.3$ with the PHOBOS Detector

100]. **Nuclear Physics A698 (2002) 655**
PHOBOS Collaboration
Title : First Results from the PHOBOS Spectrometer

101]. **Nuclear Physics A698 (2002) 555**
PHOBOS Collaboration
Title : Determination of the Collision Geometry and Measurement of the Centrality Dependence of $dN/d\eta$ at Mid-rapidity

102]. **Nuclear Physics A698 (2002) 88**
PHOBOS Collaboration
Title : Measurement of $\mathrm{dN}_{ch}/\mathrm{d}\eta$ from Au+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 130 GeV

103]. **Nuclear Physics A698 (2002) 54**
PHOBOS Collaboration
Title : First Results from the PHOBOS Experiment at RHIC

104]. **Journal of Physics G28 (2002) 1801**
PHOBOS Collaboration
Title : Overview of Results From PHOBOS Experiement at RHIC

105]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A478 (2002) 299**
PHOBOS Collaboration
Title : Performance of the PHOBOS Silicon Sensors

106]. **Physical Review C65 (2002) 014611**
C. Bhattacharya *et al.*
Title : Deformation effects in ^{56}Ni nuclei produced in ^{28}Si+^{28}Si at 112 MeV

107]. **Physical Review C66 (2002) 034612**
M. Rousseau *et al.*
Title : Highly Deformed ^{40}Ca Configuration in ^{28}Si+^{12}C

108]. **Physical Review C66 (2002) 054607**
R. Barna *et al.*
Title : Comparison between α and protons Sequential Emission in the ^{16}O(132 MeV) + ^{58}Ni Deep Inelastic Collision

109]. **Physical Review Letters 87 (2001) 102303**
PHOBOS Collaboration
Title : Charged Particle Pseudorapidity Density Distributions from Au+Au Collisions at 130 GeV

110]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 461 (2001) 143**
R. Nouicer *et al.*
Title : Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment at RHIC

111]. **Physical Review Letters 87 (2001) 102301**
PHOBOS Collaboration
Title : Ratios of Charged Anti-Particles to Particles Near Midrapidity in Au+Au Collisions at 130 GeV

112]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A473 (2001) 197**
PHOBOS Collaboration
Title : First Performance Results of the Phobos Silicon Detector

113]. **Physical Review C63 (2001) 014607**
C. Beck *et al.*
Title ; Molecular Resonance and Highly deformed Fission Fragments in ^{28}Si + ^{28}Si

114]. **Physical Review C64 (2001) 054601**
R. Barna *et al.*
Title : SemiClassical Approach to the Sequential α-Emission in the (96 MeV) ^{16}O + ^{58}Ni and (133 MeV) ^{16}O + ^{48}Ti Deep Inelastic Collisions

115]. **Physics Review Letters 85 (2000) 3100**
PHOBOS Collaboration
Title : Particle Multiplicity near Midrapidity in Central Au+Au Collisions at 56 and 130 GeV

116]. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 447 (2000) 257**
PHOBOS Collaboration
Title : The Phobos Silicon Pad Sensors

117]. **Physical Review C62 (2000) 044305**
F. G. Kondev *et al.*
Title : Interplay Between Octupole and Quasiparticle Excitation in ^{178}Hg and ^{180}Hg

118]. **Physical Review C61 (2000) 044323**
F.G. Kondev *et al.*
Title : High-Spin Collective Structures in ^{178}Pt

119]. **Physics Review C61 (2000) 011303**
F.G. Kondev *et al.*
Title : Complex Band Structure in Neutron-Deficient ^{178}Hg

120]. **Nuclear Physics A661 (1999) 690**
PHOBOS Collaboration
Title : The PHOBOS Experiment at the RHIC Collider

121]. **Nuclear Physics A654 (1999) 882**
M. P. Nicoli *et al.*
Title : Refractive Effects in the Elastic Scattering of Light Heavy Ions Between 6 and 10 MeV/n : The ^{16}O+^{16}O reaction

122]. **Physical Review C60 (1999) 064608**
M.P. Nicoli *et al.*
Title : Elastic Scattering of ^{16}O + ^{16}O at Energies E/A between 5 and 8 MeV

123]. **Nuclear Physics A654 (1999) 841**
C. Bhattacharya *et al.*
Title : Role of Deformation in the Decay of ^{56}Ni and ^{40}Ca Di-Nuclei

124]. **Physical Review C60 (1999) 041303**
R. Nouicer *et al.*
Title : Vanishing Spin Alignment : Experimental Indication of a Triaxial ^{28}Si + ^{28}Si Nuclear Molecule

125]. **Riccerca Scientifica ed Educazione Permanente Supp. 112 (1998) 473**
R. Nouicer *et al.*
Title : Spin-Alignment and Quasi-Molecular Resonances in Heavy-Ion Coillisions

126]. **Eds. Y.Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva, World Scientific 538 (1998)**
R. Nouicer *et al.*
Title : Fission Fragment Spectroscopy on a ^{28}Si + ^{28}Si Quasi-Molecular Resonance

127]. **Physical Review A58 (1998) 3634**
G. Lanzanò *et al.*
Title : A Study of Fast Electrons Produced in Atomic Collisions by 77 MeV/n ^{40}Ar Heavy Ions by Means of the Multidetector ARGOS

128]. **Physical Review C57 (1998) 731**
Sl. Cavallaro *et al.*
Title : Fusion and Binary-Reaction Mechanisms in the ^{35}Cl+^{24}Mg System at E/A $\approx$ 8 MeV/nucleon

129]. **European Physical Journal A2 (1998) 281**
C. Beck and R. Nouicer *et al.*
Title : Study of the Fusion-Fission Process in the ^{35}Cl+^{24}Mg Reaction

130]. **Physical Review C56 (1997) 3242**
Raj K. Gupta *et al.*
Title : Fission and Cluster of ^{76}Sr Nucleus in the Ground-State and Formed in Heavy-Ion Reactions

131]. **Physical Review C55 (1997) 1380**
T. Matsuse *et al.*
Title : Extended Hauser-Feshbach Method for Statistical Binary-Decay of Light-Mass Systems

132]. **Zeit. für Phys. A-Atoms and Nuclei 365 (1996) 5**
R. Nouicer *et al.*
Title : Statistical Binary Decay of ^{35}Cl+^{24}Mg at $\approx$ 8 MeV/nucleon

133]. **Physical Review C54 (1996) 227**
C. Beck *et al.*
Title : ^{35}Cl+^{12}C Asymmetrical Fission Excitation Functions

Projet d'expériences et rapports internes

Liste des projets d'expériences et rapports internes

[1]. **Proposal for an Outer Silicon Tracker (OST) for PHENIX Experiment**
Accepted by PHENIX Collaboration for the sPHENIX upgrade (2011)

[2]. **Proposal for a Silicon Vertex Tracker (VTX) for the PHENIX Experiment**
PHENIX Collaboration
Department of Energy (DOE) for CD1 Review (2006) and PHENIX VTX proposal (2003).

[3]. **Report to the Department of Energy (DOE) of U.S.A.**
Contribution to Group Report of University of Illinois at Chicago (UIC) for Department of Energy (DOE), 2002.

[4]. **Report to the Department Of Energy (DOE) of U.S.A.**
Contribution to Group Report of University of Illinois at Chicago (UIC) for Department of Energy (DOE), 2000.

[5]. **Fission et émission d'agrégats du noyau ^{76}Sr formé dans une collision entre ions lourds.**
Activity Report of ULP-IN2P3-CNRS, Strasbourg 167(1995/1996).

[6]. **Propriétés macroscopiques du processus de fusion-fission dans les collisions entre ions lourds légers.**
Activity Report of ULP-IN2P3-CNRS, Strasbourg 166(1995/1996).

[7]. **Modèle statistique Hauser-Feshbach appliqué au processus de fusion-fission dans les collision entre ions lourds légers.**
Activity Report ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 164(1995/1996).

[8]. **Transition γ entre états moléculaires de ^{24}Mg formés dans la réaction ^{12}C+^{12}C à l'énergie $E_{c.m.}$ = 16.45 MeV.**
Activity Report, ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 158(1995/1996).

[9]. **Spectroscopie des produits de fission issus de la réaction ^{28}Si+^{28}Si à l'énergie de résonance $E_{lab.}$ = 111.6 MeV.**
Rapport d'Activité ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 162(1995/1996).

[10]. **Transition γ entre états hyperdéformés du noyau ^{24}Mg de configuration ^{12}C-^{12}C**
Rapport d'Activité ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 4(1993/1994).

[11]. **Etude de la déformation des fragments lourds par le noyau ^{59}Cu formé par la réaction ^{35}Cl+^{24}Mg à E_{LAB} = 260 MeV**
Rapport d'Activité ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 11(1993/1994).

[12]. **Etudes des corrélations angulaires de particules légères charges dans la réaction ^{35}Cl (260 MeV)+^{24}Mg.**
Rapport d'Activité ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 11(1993/1994).

[13]. **Compétition entre la fission asymétrique et le processus de " deep-inélastique " dans la réaction ^{35}Cl+^{24}Mg à $E_{LAB} = 275\ MeV$**
Rapport d'Activité ULP-IN2P3-CNRS Strasbourg 10(1993/1994).

Lettre d'appui du Prof. Boleslaw Wyslouch

Professeur de physique, Massachusetts Institute of Technology (MIT)

Boleslaw Wyslouch
Professor of Physics

Massachusetts Institute of Technology
77 Massachusetts Avenue, Building 24-518
Cambridge, Massachusetts 02139-4307

Phone (617) 253-5431
Fax (617) 253-1755
Email wyslouch@mit.edu

May 8, 2013

Support letter for Dr. Rachid Nouicer

To Whom it May Concern,

I am writing this letter in support of Habilitation a Diriger Des Recherches of Dr. Rachid Nouicer.

I have worked directly with Dr. Nouicer during the construction and data analysis of Phobos experiment and I am familiar with his contributions to Phobos. I have been the project manager of the Phobos experiment from 1993-2000, during the period of construction and installation of the detector. Presently I moved on to work with the CMS experiment at the LHC but I keep in occasional contact with Dr. Nouicer and I hear about his achievements and progress from my trusted Brookhaven colleagues.

Phobos was one of the "small" detectors at RHIC consisting of basically three sub-detectors: silicon-based multiplicity and vertex detector, silicon-based spectrometer and Time of Flight. The experiment was relatively small with only about 50 active collaborators. The experiment has been very successful in obtaining a series of first results at new accelerator and it provided a comprehensive and detailed survey of hadronic particle production at RHIC. The Brookhaven National Laboratory, where Dr. Nouicer is now employed, was a major player in Phobos with very significant detector and data analysis responsibilities.

Dr. Nouicer was a physicist in charge of the construction, assembly and commissioning of the multiplicity and vertex detector. He ran the silicon laboratory at the University of Illinois at Chicago during construction phase and then moved to Brookhaven National Laboratory to personally supervise final installation and commissioning. He was deeply involved in all aspects of detector construction, including negotiations with silicon manufacturers, testing, and selection of good detectors and understanding of detector operations in final position.

Dr. Nouicer became a part of two person "expert" crew who supervised running of the detector and the quality of data. The two experts have the final say in the detailed running schedule of the whole silicon detector, or, in fact, the whole Phobos experiment. This was an essential responsibility since the silicon detectors can be easily affected by radiation spills during instabilities of the accelerator. The silicon continued to function flawlessly during the full lifetime of Phobos and during major increases of RHIC luminosity. The quality of the apparatus has exceeded everybody's expectations much due to Dr. Nouicer's expertise and dedication.

Dr. Nouicer has demonstrated on many occasions his excellent technical abilities and tremendous dedication to the experiment. His responsibilities were executed with high level of professionalism. It is due to these qualities that he was given probably the most important responsibility while running Phobos. He was one of the few individuals who made Phobos such a resounding success.

Dr. Nouicer is a very active member of a group of physicists that continue to analyze data flowing from RHIC. His detailed knowledge of the functioning of the silicon detector allowed him to obtain important results on charged multiplicity included in several Phobos publications and conference presentations. He was one of the leading authors of the data analysis for the $dN/d\eta$ distributions covering the full pseudorapidity range $|\eta|<5.4$ using hit-counting analysis. He was one of the leaders of the team that analyzed data and published the results of the pseudorapidity distributions of charged-particles produced in several ion species at several RHIC energies, as well in p+p collisions. The energy range covered an order of magnitude in the same detector, allowing for a reliable systematic study of particle production as a function of energy in these collisions. Rachid was the corresponding author on three PHOBOS physics publications and he played an essential or leading role in the analysis for an additional eight PHOBOS papers.

It was quite remarkable to see Rachid transitioning from a super-technical silicon detector expert to a careful and inquisitive physicist trying to uncover fundamental laws of nature. What is even more impressive is that Dr. Nouicer was originally trained as a low energy nuclear physicist and he had to quickly transition to more high-energy like detector handling and analysis.

I understand that Dr. Nouicer plays a major role in the design and construction of the PHENIX vertex detector. I had several conversations with him about the project and I can see "our Rachid in action" advancing the project and overcoming the technical and managerial difficulties. I heard very positive comments from my colleagues, again indicating strong technical knowledge, dedication and the understanding of the physics purpose.

The quality and depth of his work is impressive. He has grown tremendously during last few years. His enthusiasm and dedication allows him to tackle new challenges, learn new ideas and build new skills. With his enthusiasm I expect him to continue to grow and produce superb science.

Dr. Nouicer has given many talks at major conferences. The talks are always meticulously prepared and presented. He has worked closely with many students in the experiment and he supervised them very well.

In general I always considered Dr. Nouicer an extremely valuable member of the Phobos collaboration. His dedication to the physics and running of the experiment are very well known and appreciated. He is very well suited to lead major research efforts. I strongly support his Habilitation a Diriger Des Recherches.

Yours sincerely,

Boleslaw Wyslouch
Professor of Physics
Massachusetts Institute of Technology

Lettre d'appui du Dr. Mark Baker

Physicien (tenured), Brookhaven National Laboratory (BNL)

Physics Department

BROOKHAVEN
NATIONAL LABORATORY

Building 510D
P.O. Box 5000
Upton, NY 11973-5000
Mark.Baker@bnl.gov

managed by Brookhaven Science Associates
for the U.S. Department of Energy

www.bnl.gov

April 26, 2013

Support letter for Dr. Rachid Nouicer

Dear Sir / Madam:

The purpose of this letter is to document some of my knowledge and perspective on Rachid Nouicer's scientific accomplishments on the PHOBOS experiment. I worked closely with Rachid in PHOBOS starting in 1998 and continuing through about 2009 or so when the analysis was mostly finished. In my roles in PHOBOS management, I relied on his expertise in the Silicon detector to help build PHOBOS and keep it running. As one of the physicists involved in the multiplicity measurements in PHOBOS, I relied on him for a large part of the analysis. With no reservation whatsoever, I can say that Rachid Nouicer was one of the key players on PHOBOS both in hardware and in physics analysis.

Silicon Detector on PHOBOS

From 1998-2009, Rachid was involved in the complete PHOBOS multiplicity sub-detector effort from the initial construction through playing a leading role in the physics analysis and paper writing. In particular, he was involved in the construction of PHOBOS silicon detector, wafer testing, silicon modules and barrel assembly and testing, detector installation and survey, signal processing and finally managing and maintaining the silicon multiplicity array during the five PHOBOS running periods. He also co-led the de-commissioning of the silicon detector after PHOBOS was completed.

The silicon multiplicity array was clearly the most unique feature of PHOBOS and crucial for all of our physics results. In particular, it was used for $dN/d\eta$ and $d2N/d\eta d\varphi$ (i.e. v_1 v_2 v_3 etc) over a uniquely wide reach of pseudorapidity and at the lower energies it was also used for centrality determination. Rachid managed this system for basically the entire running of PHOBOS, attending almost daily meetings and being on call during the entire data-taking period for emergencies. He was one of the handful of people without whom PHOBOS wouldn't have been able to run.

Physics Contribution to PHOBOS

Rachid also had a leading role in the data analysis and publication of results on the pseudorapidity distributions of charged-particles produced in Au+Au, Cu+Cu, d+Au collisions at several RHIC energies, 19.6, 22.4, 62.4, 130 and 200 GeV, as well in p+p collisions at 200 and 410 GeV, covering a span of an order of magnitude in the same detector, allowing for a reliable systematic study of particle production as a function of energy in these collisions. Probably most striking is the fact that he was the corresponding author on 3 PHOBOS physics publications and he has played an essential or leading role in the analysis for an additional 8 PHOBOS papers.

During his time on PHOBOS, in addition to participating in the $dN/d\eta$ measurement for almost every conceivable energy/species combination, he was also co-convenor of the PHOBOS Multiplicity Working Group as well as serving on the Flow Physics internal review committee.

Rachid contributed significantly to the data analysis for the $dN/d\eta$ distributions covering the full pseudorapidity range $|\eta|<5.4$. He contributed code and expertise from the beginning (primarily while at UIC) and eventually took the lead on the analysis (primarily at BNL). The PHOBOS analysis included three main methods:
1) the "tracklet" method useful only near mid-rapidity;
2) the "analog" method, where the energy deposited in the Silicon detectors was divided by the (Monte Carlo based) expected energy per particle;
3) the "digital" method where hit pads (pixels) were counted event-by-event and corrections were made for the occupancy - the fact that some pads were hit more than once.

Rachid's first major software effort was considered part of the "digital" method, but was really a hybrid. He fit the energy spectrum in each pad to a convolution of Landau distributions, allowing a statistical distinction between pads hit by a different number of particles (1,2,3...). This allowed us to confirm that the occupancy distribution was close enough to Poisson to use the simpler method of counting hit pads and correcting for occupancy based on a Poisson distribution. This removed a serious systematic concern. His second major effort involved a significant improvement to the digital method. Previously, each pad was treated independently because at midrapidity most particles hit only one pad and the occupancy was too high to allow clustering. Between the 130 GeV AuAu analysis and the 200 GeV AuAu analysis, Rachid implemented a "hit merging" (1-d clustering) algorithm for the $|\eta|>1.5$ region of the barrel where the occupancy was lower (due to a smaller $\Delta\eta$/pad) but where there was a significant chance of particles hitting more than one pad. Previously the effect of particles hitting multiple pads was corrected using the Monte Carlo. Rachid's analysis improvement led to a much better agreement between the octagon barrel and the ring detectors and between the analog and digital methods. This significantly reduced our systematic errors which dropped by more than a factor of two in that region. Looking back, this seems like an obvious thing to do, but at the time it was controversial and he had to convince the collaboration that we should make this change which eventually became the standard. In particular, the hit merging algorithm turned out to be essential for our measurement of elliptic flow for $1.5 < |\eta| < 3.0$. Steadily, Rachid became responsible for more and more of the analysis. By 2003, he was responsible for the full digital hit-counting analysis. By 2004, he was also responsible for combining the digital and analog results.

I can also comment in more detail on his contribution to the 11 papers discussed above.

For three papers he was the primary or "corresponding" author - performing the main data analysis, writing the paper and interacting with the journal editor and referees:

- PRL 102 (2009) 142301 - "System size, energy and centrality dependence of pseudorapidity distributions of charged particles in relativistic heavy ion collisions" In this paper Rachid demonstrated that we were seeing "$N_{part}/2A$" or geometric scaling. He showed that CuCu and AuAu pseudorapidity distribution shapes $(1/N_{ch})*dN/d\eta$ were different for the same value of N_{part} but that they matched much better for the same fractional centrality or even more precisely, the same $N_{part}/2A$.
- PRC 72 (2005) 031901 (R) - "Scaling of charged particle production in d+Au collisions at 200 GeV". This paper provided a wide variety of scaling features in the pseudorapidity distribution and was enthusiastically received by theorists such as Miklos Gyulassy and Dima Kharzeev (actually especially in it's preliminary version at Quark Matter).
- PRL 93 (2004) 082301 - "Pseudorapidity distribution of charged particles in d+Au collisions at 200 GeV". First results on this topic.

For 4 papers, he analyzed data, made figures and/or contributed significantly to the article:

- PRC 83 (2011) 024913 - "Phobos results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultra-relativistic energies." This was the PHOBOS "big" summary multiplicity paper where Rachid contributed analysis details, figures, and even some new data analysis for the more peripheral collision data.
- PRC 74 (2006) 021901 (R) - "Charged particle pseudorapidity distributions in Au+Au collisions at 62.4 GeV". In the case of this paper, Rachid had essentially written a complete article on the $dN/d\eta$ distributions for all AuAu energies at RHIC. In parallel, the UIC group wrote a paper on precision midrapidity $dN/d\eta$ (using tracklets in the vertex detector). The collaboration decided to combine these into one paper and for political reasons, neither of the original authors could be promoted to the author of the full paper, so someone else was asked to synthesize them and write a more complete paper. If things had worked out differently, there might have been two papers, one of them with Rachid as the lead author.
- PRC 70 (2004) 021902 (R) - "Collision geometry scaling of AuAu pseudorapidity density from 19.6 to 200 GeV". This paper was primarily based on tracklets. Rachid was co-convenor of the multiplicity working group and also ran the digital analysis as a cross-check for the new data points (more central and more peripheral).
- PRL 91 (2003) 052303 (R) - "Significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions". It was during the analysis/writing of this paper that he started taking the lead in the analysis. There were three independent analyses - "digital" (Rachid's), "analog", and "tracklet" (described above) - but Rachid's was the most visible.

Finally, Rachid was a member of the IRC for flow physics papers for a few years. His unique insights into the performance and analysis of the multiplicity detector (used for the high η flow measurements) were essential. As mentioned above, the "hit merging" algorithm was also adopted by the flow group and significantly improved the consistency of their results. The papers involved included:

- PRL 98 (2007) 242302 - "System size, energy, pseudorapidity and centrality dependence of elliptic flow"
- PRL 97 (2006) 012301 - "Energy dependence of directed flow over a wide range of pseudorapidity in Au+Au collisions at RHIC"

- PRC 72 (2005) 051901 (R) - "Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at 200 GeV"
- PRL 94 (2005) 122303 - "Energy dependence of elliptic flow over a large pseudorapidity range in Au+Au collisions at RHIC"

Rachid was definitely visible within the collaboration as a key player in multiplicity and flow. He gave two PHOBOS-based Quark Matter talks, one summarizing our multiplicity results and another summarizing (in a different year) our flow results. In addition to this, Rachid was heavily involved in the discussions and contributed to several more papers as an active participant.

Leadership and collaboration

Rachid developed his leadership and collaboration skills first in PHOBOS and these came into play even more strongly in PHENIX. Rachid started as a postdoctoral researcher in PHOBOS at the University of Illinois, Chicago and ended up with a permanent scientific position at BNL. As indicated in the discussions above, by the end of his time on PHOBOS he was a clear leader in the running of the detector and in the multiplicity analysis as well as playing a significant role in the elliptic flow papers. He put a lot of attention into communicating and teaching what he knew about detectors and physics analysis to students and postdocs around him (as well as to any senior collaborators who needed it). Once he joined PHENIX (where I personally was very peripheral), his leadership and mentoring skills really blossomed. The PHENIX Si VTX project is similar in scope (cost and manpower) to the entire PHOBOS collaboration and Rachid was involved in every aspect from the design and construction to the data analysis. During this project, Rachid personally led a large team of students and postdocs in the construction and testing of the detector. He also served as an essential and primary expert on Silicon detectors for the PHENIX VTX project management.

Summary

I've indicated that Rachid was one of the few essential or key players in BOTH the running of PHOBOS and the physics analysis. He has a rare ability to be a complete experimental physicist, participating in the design, construction, running, data analysis, and finally physics paper writing for an experiment. He has also shown leadership and teaching/mentoring ability at a high level in both physics and detector projects. He's a fine asset for the field.

Sincerely yours,

Dr. Mark D. Baker
Former PHOBOS Group Leader, BNL
Former PHOBOS Deputy Spokesperson & Project Manager

Lettre d'appui du Dr. Yasuyuki Akiba

Vice Chief Scientist, RIKEN Nishina Center, Japan

Chef de groupe expérimental, RBRC, U.S.A.

RIKEN BNL Research Center
Building 510A, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973 USA

29 April 2013

Support letter for Dr. Rachid Nouicer

To whom it may concern,

I am very pleased to write this letter on behalf of Dr. Rachid Nouicer in support for his Habilitation a Diriger Des Recherches. I am writing this to describe his vital contribution in PHENIX collaboration at RHIC.

First, I should introduce myself. I am a vice chief scientist at RIKEN and the experimental group leader of RIKEN BNL Research Center (RBRC). I am a deputy spokesperson of PHENIX experiment at Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) and was the project manager of PHENIX Silicon Vertex Tracker (VTX). After the successful completion of the VTX project in 2011, I am the manager of the VTX detector in PHENIX.

Rachid is one of the few most essential persons in the VTX project from its inception in 2003 to its successful completion in 2011. VTX is a vertex tracker made of 4 layers of silicon detectors. The inner two layers are pixel detectors and the outer two layers are stripixel detectors. Stripixel detector is a new type of silicon detector that allows 2-dimensional (X-U) read-out on a single sided silicon sensor. Rachid is the leading person of construction of the stripixel subsystem.

In early stage of VTX project, we have a serious technical problem in the stripixel detector. Rachid played a decisive role in solving the problem. He then led construction of the stripixel subsystem. In the following few years, there were several technical challenges during the construction of the stripixel system, and Rachid solves these issues one by one and brought the project to a very successful completion. His dedication to the projection and integrity is unmatched.

During the construction of VTX, Rachid led a bunch of graduate students and postdocs for construction and commissioning of the stripixel detector. Here he has shown very strong leadership as well as his great ability as a good mentor and a teacher. I should note that all of the students and postdocs that he led during the project had no prior experience to work with delicate and complex silicon detectors. After working with him for several months, those students and postdocs became “experts” of the stripixel detector. He also cares about that the people who worked with him received proper credit for their contribution. Whenever he made a presentation on the status of the stripixel detector in VTX meetings or in the reviews, or when he announced some important achievement, he was very careful that he mentioned the people, in particular the students and postdocs, who contributed to the work or the achievement.

After the VTX detector was completed, he was named as the stripixel subsystem manager and he has been in charge of daily operation and maintenance of the stripixel system. The VTX detector was installed in PHENIX in January 2011. Rachid led the commissioning effort of the stripixel subsystem. He established the operating procedure of the detector, trained new people working

for the detector, and helped to make monitoring system. He worked day and night for the commissioning of the detector and we could successfully integrate the VTX system in PHENIX. Then we could record more than 5 billion events of Au+Au collisions in the rest of 2011 run. He was also in charge of the stripixel subsystem during 2012 run and we took data smoothly during the run.

Rachid also worked on the data analysis of the VTX. Even though he has been busy and working hard for the detector operation and maintenance, he has been also very eager to work on the data analysis. This is because he knows that the purpose of an experiment and a detector is to do physics, and he wants to extract good physics results from his detector.

He is one of the leading members of the data analysis team of the VTX that produced its first physics results presented in Quark Matter 2012 conference in this August. The main goal of the analysis is to measure electrons from decay of charm and bottom separately. PHENIX previously measured single electrons from heavy flavor decays, but we could not distinguish charm and bottom decay electrons. VTX can precisely measure the distance of closest approach (DCA) of a track and the event collision vertex to separate those two kinds of electrons based on the difference of their DCA distributions. His work in the analysis is from the basic Q/A of the stripixel detector to the final data analysis. He also served as the main editor of the PHENIX internal analysis note of the VTX analysis. We separated bottom and charm decay electrons from their DCA distributions and obtained preliminary results of the nuclear suppression factor, R_{AA}, of b→ e and c→e as a function of p_T. The results suggest that b→e can be suppressed even stronger than c→e. Rachid presented these results in Quark Matter 2012. In the conference, Milos Gyulassy, the leading theorists in the field, said this was one of the most striking results in the conference. We are now working to finalize the results.

In addition to his vital contributions to VTX detector described above, Rachid also made a large contribution to physics of PHENIX. In PHENIX, all physics analysis and papers are developed under Physics Working Groups (PWGs). From 2008 to 2010, Rachid served as a convener of Global-Hadron PWG, one of four PWGs in PHENIX at the time. Conveners of a PWG are very important positions in PHENIX. They are responsible for oversight and quality of all analysis in the PWG, and they are also gathering input for physics and run planning, advising on optimization of data reconstruction, and vetting preparation to write papers. After serving as a convener of Global-Hadron PWG, he served as a member of PHENIX speaker's bureau (PSB), which selects/nominates PHENIX speakers of conferences and workshops, for one year from 2010 to 2011. It should be noted that he did those physics contributions while he was very busy working for construction and commissioning/operation of the VTX detector.

Rachid also has important roles in writing physics papers of PHENIX. In PHENIX, manuscript of a paper is prepared by a small number of collaborators called Paper Preparation Group (PPG). A PPG typically has 3 to 6 members and is made of those who directly involved in the analysis and one or two members who are knowledgeable on the physics subject of the paper. He is a member of the paper preparation groups of the following two PHENIX publications:

- S. Afanasiev, et al., "Systematic studies of elliptic flow measurements in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV", Physical Review C80, 024909 (2009)

RIKEN BNL Research Center
Building 510A, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973 USA

- A. Adare, et al., "Elliptic and Hexadecapole Flow of Charged Hadrons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV", Physical Review Letters 105, 062301 (2010)

Both papers have more than 50 citations to date.

Dr. Nouicer has given many talks at major conferences on behalf of the PHENIX Collaboration. The talks are always well prepared and presented.

In summary, Rachid is a very good experimental physicist. He is a real expert of silicon detector and is the leading person of the construction and commissioning of the stripixel subsystem of PHENIX VTX detector. Throughout the VTX project Rachid demonstrated that he is excellent in detector design and detector construction and he showed strong leadership. He also played the leading role to get the first physics results from the VTX detector. He has also shown leadership and teaching/mentoring ability at a high level in both physics and detector projects. He's a fine asset for the field. No doubt, he deserves for Habilitation a Diriger Des Recherches.

Sincerely,

Yasuyuki Akiba
Vice chief scientist, RIKEN Nishina Center
Experimental Group leader, RIKEN BNL Research Center
PHENIX deputy Spokesperson

Lettre d'appui du Dr. Nu Xu

Senior Scientist, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, U.S.A

Porte-parole de la Collaboration STAR à RHIC

ERNEST ORLANDO LAWRENCE
BERKELEY NATIONAL LABORATORY

Nuclear Science Division

May 5th, 2013

Ref: Supporting letter for Dr. Rachid Nouicer

To Whom It May Concern:

With pleasure I am writing this letter to support Dr. Rachid Nouicer who is presently working at the Brookhaven National laboratory. Although we both belong to a same field we have been doing our researches at different collaborations we have never worked together at any project. However, Rachid is well-known in the field and we have had lots of discussions in the past.

Dr. Nouicer is one of the few world-wide known experts on silicon-detectors for high energy physics. He was in charge of the silicon multiplicity array and vertex detector at the PHOBOS experiment at the early phase of RHIC and later became a leader in the construction, commissioning and operation of the PHENIX silicon stripixel tracker (VTX) for heavy flavor physics at RHIC. Many physicists who's main focus on detectors do not pay much attention on physics. That is not the case for Dr. Nouicer who has led several physics analysis projects at both PHOBOS and PHENIX experiments. For example, utilizing the new VTX detector at PHENIX, Rachid led the effort in analyzing 200GeV Au+Au collisions. For the first time, they claimed that they could isolate the bottom quark hadron production from that of charm hadron production at RHIC. Their results also imply that the heavy quark bottom is suppressed as much as light quarks in heavy ion collisions at RHIC. This result is very important and was reported, by Dr. Nouicer, at the most important Quark Matter conference in 2012.

In the past few years, Rachid has given many talks at international conferences. His talks are always clear and to the points. I must that I always enjoyed his well

RELATIVISTIC NUCLEAR COLLISIONS | ONE CYCLOTRON ROAD | MS70-319 | BERKELEY, CALIFORNIA 94720 | TEL: 510.495.2951 | FAX: 510.486.4818 | Cell: 510-289-8119 | Email: NXu@lbl.gov

prepared talks although we always have some arguments regarding the physics in his talks. In my view, he is a matured physicist with lots of experience on both physics ideas and silicon detector. He is very careful in his work and is capable working on complicated high-tech detector system in larger international collaboration. He has made important contributions to the field and Dr. Rachid Nouicer is ready to lead a group at any size to perform independent research in high-energy collisions.

Sincerely,

Dr. Nu Xu

Spokesperson for the STAR Experiment (http://www.star.bnl.gov/)

Senior Scientist
Nuclear Science Division
Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA

Diplômes et certificats de qualification :

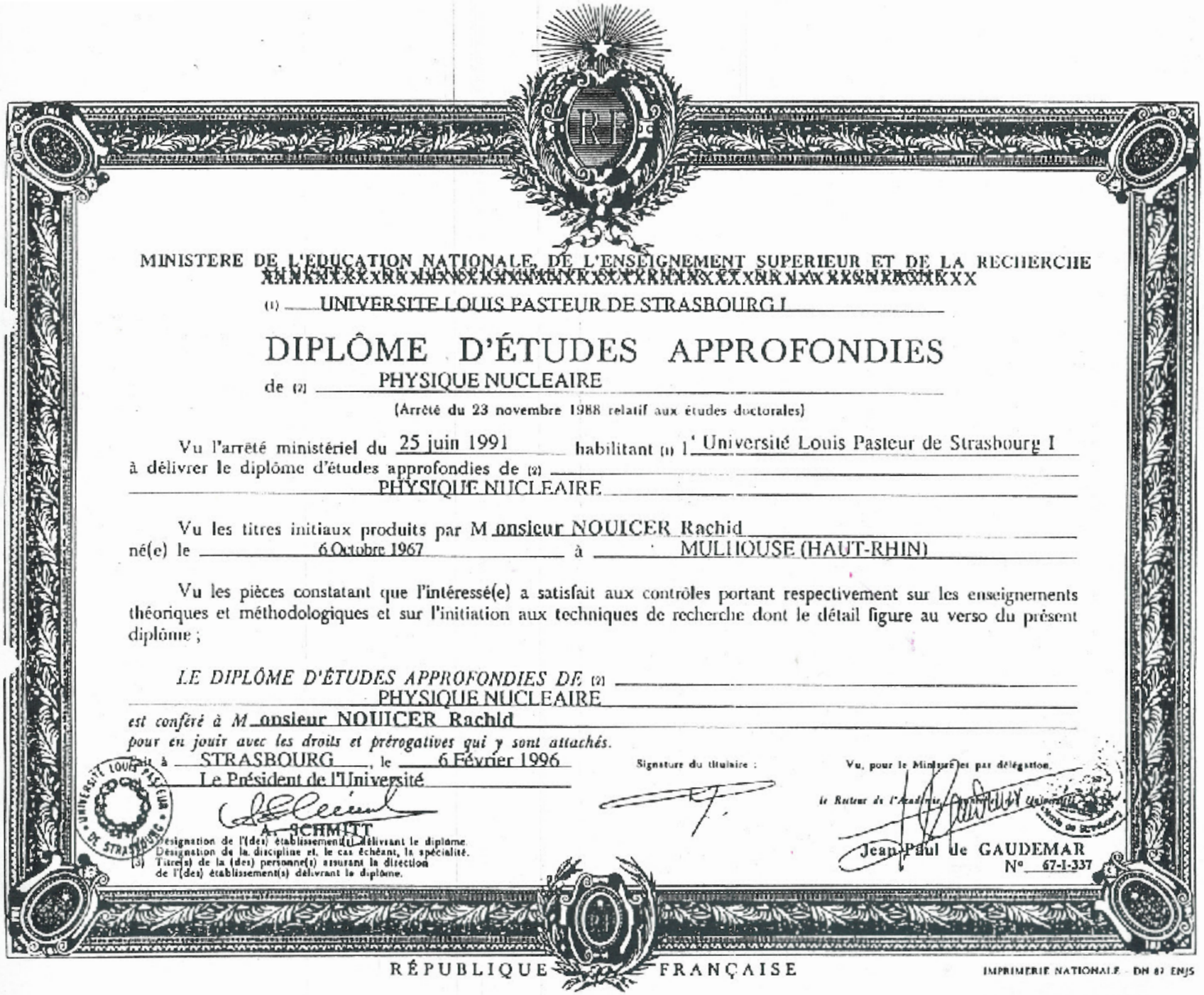
MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE,
DE LA RECHERCHE ET DE LA TECHNOLOGIE

DIPLÔME DE DOCTEUR

DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR
DE STRASBOURG I (1)

(Arrêté du 23 novembre 1988 relatif aux études doctorales)

xxxx



MINISTERE DE L'EDUCATION NATIONALE, DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE

(1) UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG I

DIPLÔME D'ÉTUDES APPROFONDIES

de (2) PHYSIQUE NUCLEAIRE

(Arrêté du 23 novembre 1988 relatif aux études doctorales)

Vu l'arrêté ministériel du 25 juin 1991 habilitant (1) l'Université Louis Pasteur de Strasbourg I à délivrer le diplôme d'études approfondies de (2) PHYSIQUE NUCLEAIRE

Vu les titres initiaux produits par Monsieur NOUICER Rachid
né(e) le 6 Octobre 1967 à MULHOUSE (HAUT-RHIN)

Vu les pièces constatant que l'intéressé(e) a satisfait aux contrôles portant respectivement sur les enseignements théoriques et méthodologiques et sur l'initiation aux techniques de recherche dont le détail figure au verso du présent diplôme ;

LE DIPLÔME D'ÉTUDES APPROFONDIES DE (2) PHYSIQUE NUCLEAIRE
est conféré à Monsieur NOUICER Rachid
pour en jouir avec les droits et prérogatives qui y sont attachés.

Fait à STRASBOURG, le 6 Février 1996
Le Président de l'Université

A. SCHMITT

Signature du titulaire :

Vu, pour le Ministre et par délégation,
le Recteur de l'Académie, Chancelier des Universités

Jean-Paul de GAUDEMAR

N° 67-1-337

(1) Désignation de l'(des) établissement(s) délivrant le diplôme.
(2) Désignation de la discipline et, le cas échéant, la spécialité.
(3) Titre(s) de la (des) personne(s) assurant la direction de l'(des) établissement(s) délivrant le diplôme.

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE

IMPRIMERIE NATIONALE - DN 87 ENJS

Chapitre II

Sujet : Objectif et Plan du Manuscript

"Ce n'est point dans l'objet
que réside le sens des choses,
mais dans la démarche."
Saint-Exupéry.

II.1 Objectif

Depuis plus d'un siècle les physiciens s'accordent à penser que le noyau de l'atome est constitué de nucléons (protons et neutrons) en interaction. Des expériences réalisées dans les années soixantes ont montré que les nucléons eux-mêmes étaient fait d'assemblages de particules encore plus élémentaires, appelées quarks. Tant que l'échelle d'observation est de l'ordre de grandeur de la taille du nucléon, on peut décrire le noyau en utilisant des interactions effectives entre nucléons. Lorsque l'échelle d'observation diminue, on ne peut plus ignorer la structure interne du nucléon et il faut faire intervenir explicitement les interactions entre quarks. La théorie qui décrit cette interaction (interaction forte) est la chromodynamique quantique (anglais : QCD). Dans cette théorie, les hadrons (particules qui subissent l'interaction forte) sont formés soit de 3 quarks (par exemple le proton ou le neutron) soit d'une paire quark-antiquark (comme le méson ρ ou les mésons $\pi^{\pm}$). La confrontation des prédictions de QCD avec les propriétés mesurées des systèmes en interaction forte est aujourd'hui un des centres d'intérêt majeurs de la physique microscopique : physique des ions lourds ultra-relativistes. *Une des prédictions spectaculaires de QCD est l'existence d'une phase particulière, à haute densité et haute température, où tous les hadrons (protons, neutrons, leurs états excités ainsi que les mésons) perdent leur individualité au profit d'une soupe homogène, appelée plasma de quarks et de gluons (PQG).* Dans les années soixantes-dix, plusieurs théoriciens ont prédi le scénario idéal pour les expérimentateurs : une transition de phase brutale pour une certaine température critique entre les états confinés et déconfinés. Le "crime" de déconfinement des partons serait dans ce cas loin d'être parfait et laisserait pour les physiciens toute une série d'empreintes. Rapidement, un cortège de programmes expérimentaux a vu le jour au début des années quatre-vingt aussi bien aux Etats-Unis (AGS avec une énergie maximale dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV dans les collisions Au + Au) qu'en Europe (SPS avec énergie maximale de $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV dans les collisions Pb + Pb), pour aboutir finalement à la récente mise en service en 2000 (Brookhaven, New York/Etats Unis) du premier collisionneur des ions lourds (Relativistic Heavy Ion Collsions, RHIC, avec une énergie maximale de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans les collisions Au + Au) suivi en 2010 par un deuxième collisionneur d'ions lourds au CERN (Large Hadron Collider, LHC, avec une énergie maximal de 5.5 TeV).

Les résultats remarquables obtenus auprès du SPS, notamment dans les collisions Pb+Pb, ont conduit à l'annonce, en février 2000, de l'obtention de "preuves décisives de l'existence d'un nouvel état de la matière nucléaire dans des collisions entre ions lourds", sans toutefois offrir l'opportunité de pleinement le caractériser. Le programme de recherche du RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) s'inscrit dans la continuité des études précédemment menées au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire de Genève) et à l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron de New York) et s'est donné comme objectif d'observer et de caractériser la production de PQG. Contrairement aux programmes du CERN qui opéraient en mode "faisceau sur cible fixe", RHIC fonctionne en mode collisionneur pouvant accélérer divers ions du protons à l'or et permettant d'atteindre des énergies dans le système du centre de masse nucléon-nucléon ($\sqrt{s_{NN}}$) plus de dix fois supérieures à celles du SPS. Le collisionneur RHIC est operationnel depuis juin 2000. Treize campagnes de prise de données ont été réalisées jusqu'à présent à raison d'un run par an (Runs 1 en l'an 2000 à 13 en l'an 2013). Le RHIC a produit une variété de données commençant par les collisions proton-proton (p+p) et deuton-or (d+Au) à l'énergie maximale, 200 GeV, allant vers les collisions plus complexes comme Au+Au et cuivre-cuivre (Cu+Cu) sur une gamme étendue d'énergies de $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon.

Depuis la fin de ma thèse en 1997, mon travail de recherche s'inscrit dans le domaine de la physique des ions lourds ultra-relativistes. Ce domaine de recherche affiche aujourd'hui une ambition scientifique qui vise à comprendre de manière globale comment se construit la matière nucléaire. Le thème central de mes activités de recherche est l'étude des propriétés et du comportement de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de température et de densité d'énergie. Cette étude est basée sur l'analyse des réactions noyau-noyau produites au RHIC. Avec le RHIC, la densité d'énergie au coeur de la collision de deux noyaux pourrait atteindre $\sim$ 8 GeV/fm^3 (suffisamment au-dessus du seuil de formation d'un plasma de quarks et de gluons tel qu'il est prédit par QCD ; i.e 3 GeV/fm^3). Mon travail de recherche s'effectue au sein des collaborations internationales formées autour de l'expérience PHOBOS (depuis Mars 1998 à 2009) et dans celles de l'expérience PHENIX (depuis 2003 à présent) installées toutes les deux au RHIC.

Les quatre expériences BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR de l'accélérateur RHIC sont dédiées à la mise en évidence et à la caractérisation du PQG au cours des collisions des ions lourds ultra-relativistes. Les quatre expériences ont été conçues pour couvrir un grand nombre d'observables. Les objectifs de PHOBOS sont, en particulier, de mesurer les multiplicités des hadrons chargés sur une couverture spatiale unique au RHIC ($\sim 4\pi$), les spectres des hadrons avec identification et les corrélations entre les particules chargées. La caractérisation des collisions est également effectuée à partir des détecteurs de multiplicité. L'expérience permet d'étudier la densité des particules (densité d'énergie), les rapports de particules, les spectres en impulsion transverse, la production d'étrangeté et les corrélations entre particules. J'ai choisi de concentrer mes travaux de recherches sur les mesures qui permettront de répondre aux questions suivantes:

[1]. Quelle est la densité d'énergie du système au moment des collisions des deux ions lourds?

[2]. Quelles sont les propriétés dynamiques de la matière dense créée par les collisions?

[3]. Quelle est la nature du milieu (hadronique ou partonique) créé par les collisions?

Actuellement, ces questions représentent les trois axes principaux de recherche du collisionneur RHIC.

II.2 Plan du manuscript

Cette thèse, élaborée en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches (HDR), est constituée de six chapitres importants.

Le chapitre I est consacré à une description de mon parcours scientifique, un récapitulatif de mes travaux de recherche, expériences professionnelles, productions scientifiques, liste de mes présentations orales dans des conférences et liste de mes publications. Le chapitre II introduit l'objectif de recherches de la physique des ions lourds, les axes principaux de recherche du collisionneur RHIC et le plan du manuscript. Le chapitre III présente le contexte physique du plasma de Quarks et de Gluons (PQG) incluant les aspects théoriques, les aspects expérimentaux, les signatures du déconfinement et la physique du SPS au RHIC. Le chapitre IV porte principalement sur ma contribution personnelle sur la construction, l'assemblage l'installation, le fonctionnement, l'évaluation du signal et la maintenance des détecteurs pixel au silicium pour la mesure de la multiplicité des particules chargées pour l'expérience PHOBOS et le traceur de vertex en silicium (VTX) dont le but est de différencier les mesures des quarks lourds charme et bottom dans l'expérience PHENIX au RHIC. Le chapitre V présente mon travail d'analyse par la méthode de hit-counting (4π) qui permet d'obtenir les distributions en pseudorapidité de densité des

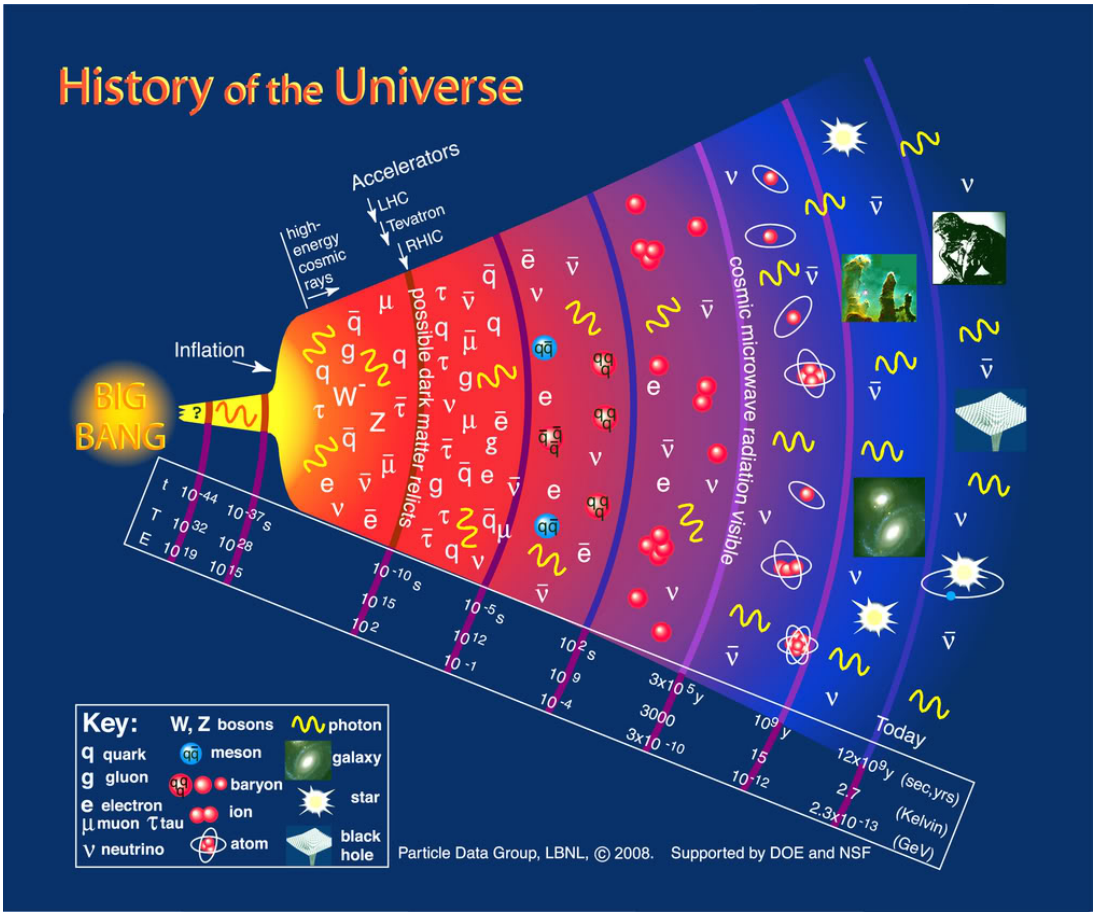
particules chargées dans PHOBOS au RHIC et également ce chapitre illustre mes prédictions pour le LHC. Il illustre également mes publications comme auteur principal et mes responsabilités comme co-conveneur du groupe de multiplicité des particules chargées. Finalement, le chapitre VI présente les points culminants des résultats du RHIC: "Fluide Quasi Parfait de Quark et de Gluons". Ce chapitre illustre une grande richesse de découvertes scientifiques, et quelques grandes surprises produites au RHIC. Celles-ci ont fourni des aperçus nouveaux dans les calculs de QCD. À la fin de ce chapitre, je conclus en répondant à la question : Qu'avons-nous appris et où sommes-nous?

Chapitre III

Contexte Physique : Plasma de Quarks et de Gluons

"J'éprouve l'émotion la plus forte devant le mystère de la vie. Ce sentiment fonde le beau et le vrai, il suscite l'art et la science. Si quelqu'un ne connaît pas cette sensation ou ne peut plus ressentir étonnement ou surprise, il est un mort vivant et ses yeux sont désormais aveugles"

Albert Einstein (1879 - 1955).



III.1 But de la physique nucléaire

La physique nucléaire a commencé en 1911 par la célèbre expérience de Rutherford (Ernest Rutherford) "α-backscattering", qui a fourni la première indication de la présence d'une petite région dense, fortement chargée au centre des atomes, appelée noyau [1]. L'expérience consiste à envoyer un faisceau de particules alpha sur une mince feuille d'or et à observer la distribution des angles de diffusion. Si la matière était un mélange homogène de charges positives et négatives, la distribution aurait une forme gaussienne avec une rapide décroissance aux grands angles de diffusion. La présence d'une décroissance moins rapide en $1/\sin^4(\theta/2)$ et d'une probabilité de diffusion en Z^2 et $1/E^2$ calculable exactement à l'aide de la formule de Rutherford confirme la présence d'un noyau de charge Ze. Depuis cette époque, la caractérisation des propriétés, et la dynamique de ce système a défini les buts et les problèmes de la physique nucléaire. Ces études ont tiré pleinement profit des faisceaux de particules qui ont été disponibles. Les différents faisceaux de particules (noyaux), réalisés sur une grande gamme étendue d'énergies, ont permis des études de structures et d'interactions différentes qui ont fourni des informations diverses et complémentaires au ré-arrangement du monde subatomique.

La mise en service des accélérateurs a permis d'éffectuer des études controlées et systématiques des noyaux, et des processus nucléaires, dans le laboratoire. L'électron, le photon, et les faisceaux de hadrons ont fourni des informations complémentaires sur l'ampleur spatiale du nucléon et des noyaux, aussi bien que les propriétés nucléaires générales, comme l'énergie de liaison, les distributions d'impulsion du nucléon, les moments magnétiques, etc. Ils ont également permis de modéliser l'interaction nucléon-nucléon. Ces études ont mené directement à la découverte de la structure riche hadronique et des premières idées de la sous-structure du nucléon. Une interprétation pour cette sous-structure a été donnée en termes de modèle de quark au début des années 1960 [2]. Les faisceaux leptoniques ont amené à sonder ces nouveaux degrés de liberté et ont assuré la première évidence expérimentale pour de tels objets (quarks) en utilisant l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC) en 1968 [3]. Il n'est pas étonnant que ceci à engendré des questions comme la suivante : une telle sous-structure pourrait-elle jouer un rôle dans les noyaux ?

Pour étudier la sous-structure nucléaire, il a été suggéré qu'il est nécessaire de déposer suffisamment d'énergie dans le noyau pour exciter ses degrés de liberté internes. Cette idée est semblable au phénomène de l'ionisation causée par le dépôt d'énergie dans les atomes qui a permis de révéler la structure atomique, on a cru qu'un processus semblable pourrait exister pour que les systèmes nucléaires libèrent des quarks. Malheureusement, les quarks et les gluons ne se comportent pas d'une façon conventionnelle. Leurs interactions sont décrites en termes de la Chromodynamique Quantique (anglais : QCD) et bien que l'ionisation d'un hadron dans ses quarks constitutifs ne soit pas possible, QCD tient compte de la formation "d'un gaz idéal" des quarks et des gluons (appelé Plasma de Quarks et de Gluons : PQG). Sous une extrême densité, les hadrons peuvent se recouvrir à un tel degré qu'ils perdent leur identité, laissant seulement un système constitué de quarks et de gluons. Ainsi si une quantité d'énergie suffisamment grande pouvait être déposée dans la matière nucléaire, il peut-être possible d'observer une transition de phase pour un tel état.

Avant 1965, il y avait peu de connaissance concernant ce qui se produit au niveau des noyaux soumis à des densités d'énergies extrêmes. A cette époque, les expériences de physique nucléaire conventionnelle déposaient typiquement peu d'énergie dans les noyaux, perturbant modérément le système. Ceci fournit une petite variation de l'excédent de la densité d'énergie de la matière nucléaire normale. Ceci est déjà une réalisation importante, car les limitations dans les descriptions nucléaires conventionnelles sont susceptibles

d'être des conditions extrêmes. Suiavnt cette approche un programme d'études des collisions de type nucléon-noyau (pA) mené au Laboratoire National de Brookhaven (BNL) a commencé au début de l'année 1960. Ces études se sont concentrées plutôt d'une manière générale sur les caractérisations des collisions, mais elles ont initié le projet du future : celui les collisions ion-ion, et en 1969, un laboratoire a été ouvert en Allemagne (GSI) et consacré aux collisions entre ions lourds. Sa mission primaire était d'étudier la dynamique de systèmes nucléaires lourds avec le but final d'atteindre la région de l'îlot de stabilité qui a été estimé se situant autour de l'élément Z = 114 [4]. Dans le milieux des années 70, un petit groupe lance un programme pour étudier des collisions entre ions lourds, à plusieurs centaines de MeV par nucléon (MeV/A) au Bevalac. Comme les expériences qui ont été effectuées au début au BNL, les recherches ont été également concernées par les propriétés très générales des systèmes créés dans le laboratoire comme l'énergie et la multiplicité intégrée, les spectres de particules, etc. Un programme complémentaire au centre européen de recherche nucléaire (CERN) appelé Intersecting Storage Ring (ISR) a également commencé. Des collisions entre des ions légers et deutons (alpha) en variant l'énergie jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV ont été étudiées.

En 1982, les faisceaux avec des projectiles aussi lourds que l'uranium et les énergies de plusieurs centaines de MeV/A étaient disponibles à GSI, et jusqu'à 2.1 GeV/A au Bevalac. A cette époque un groupe international de scientifiques s'est rencontré à Bielefeld pour discuter de la possibilité de produire et d'étudier la matière de Quark dans le laboratoire [5]. Bien que seulement deux cent personnes aient été présentes, elles ont présenté les motivations et ont décrit la physique qui pourrait être découverte en étudiant des collisions entre les ions lourds ultra-relativistes dans le laboratoire. La conséquence immédiate de cette conférence a été la création de deux programmes expérimentaux d'envergure pour explorer ces possibilités au BNL et au CERN.

Vers la fin de 1986, BNL et CERN ont accéléré les ions de masse intermédiaires (^{16}O) aux énergies de 14.6 GeV/A et de 60 GeV/A respectivement. L'année suivante, les mêmes laboratoires ont accéléré des ions de masse plus lourde ^{28}Si à BNL et ^{32}S au CERN ; et en 1988, le CERN pouvait atteindre des énergies de 158 GeV/A (17.3 GeV dans le système du centre de masse). Bien que ces expériences aient fourni un regard sur le comportement de la matière nucléaire à haute densité, le succès général de ces expériences a mené à l'approbation des faisceaux d'ions très lourds 10.6 GeV/A des faisceaux ^{197}Au à BNL et 158 GeV/A des faisceaux ^{208}Pb au CERN en 1990. Simultanément l'accord pour la construction d'une nouvele génération d'accélérateurs consacré aux ions lourds appelé "Relativistic Heavy Ions Collider" (RHIC) à BNL, à été donné ainsi que l'incorporation d'un programme type ions lourds au "Large Hadron Collider" (LHC) au CERN. La physique des ions lourds relativistes est devenue une sous-discipline importante de la physique nucléaire en peu de temps. Un rêve qui est devenu une réalité.

III.2 Aspects théoriques

La Chromodynamique Quantique, QCD, est une théorie physique qui décrit l'interaction forte, l'une des forces fondamentales. Elle fut proposée en 1973 par David Politzer, Frank Wilczek et David Gross (qui reçurent le prix Nobel de physique en 2004 pour ces travaux) pour comprendre la structure des protons, neutrons et particules similaires. Elle utilise la théorie quantique des champs qui permet de rendre compte de l'interaction en quarks et gluons. Dans cette théorie, les quarks sont confinés dans les particules qu'ils constituent et possèdent une propriété nommée "couleur" bleue, vert ou rouge, analogue

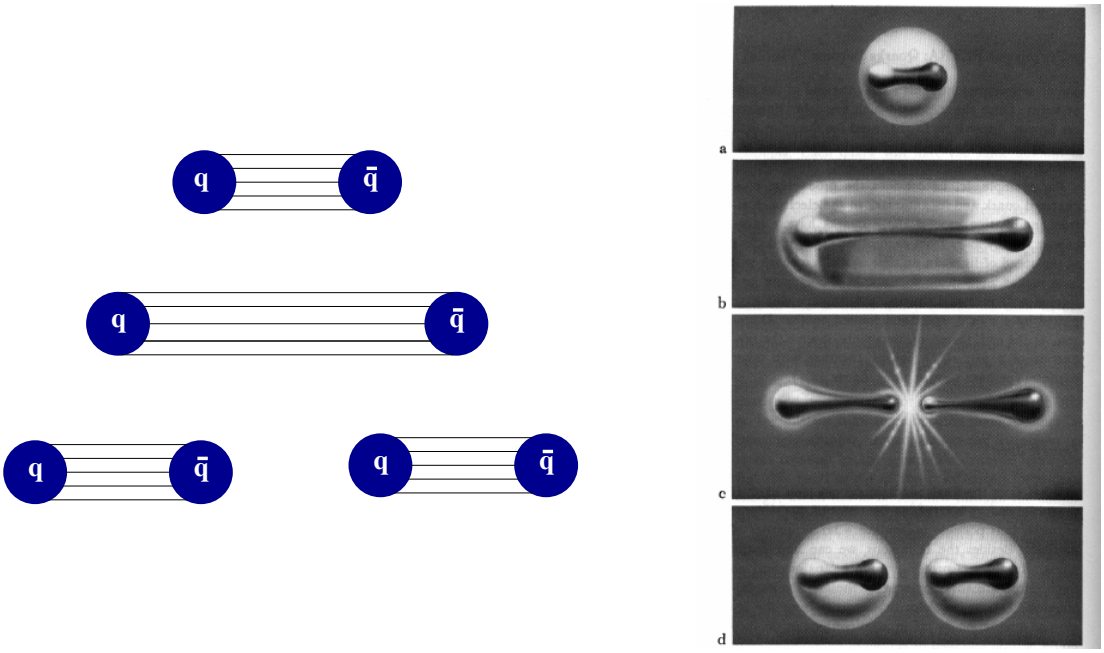


Figure III.1: Représentation schématique de confinement des quarks. Les lignes reliant les quarks sont les lignes de la force de couleur. Figure à droite est une illustration.

à la charge électrique de la force électrostatique. Un autre principe fondamental de la théorie est qu'une particule constituée de quarks doit toujours avoir une couleur résultante blanche.

Le confinement des quarks provient du fait que la force qui les lie croît avec la distance. Lorsque celle-ci est très faible, les quarks n'interagissent presque pas entre eux, tandis que plus ils s'écartent et plus l'interaction s'intensifie. Ce phénomène est appelé la ***"Liberté Asymptotique"***. Cela explique le confinement des quarks : prenons l'exemple d'un méson (particules composée de 3 quarks). Si l'on essaye d'écarter un quark, il faut lui fournir une certaine énergie mais comme l'interaction forte croît avec la distance, il faudra fournir de plus en plus d'énergie, jusqu'à un niveau où l'énergie fournie permettra la création d'une *paire quark-antiquark* (voir figure III.1) et on obtiendra ainsi un méson (particule composée de 1 quark et 1 anti-quark) et un baryon. C'est pour cela que l'on obtient des jets hadroniques durant les collisions dans les accélérateurs de particules, et non des quarks. La chromodynamique quantique est une partie importante du modèle standard de la physique des particules. Le terme "chromodynamique" vient du mot grec *chromos* qui signifie *couleur*. De manière plus précise, la chromodynamique quantique décrit l'interaction forte comme un groupe de jauge particulier sur la couleur des quarks, nommé groupe de jauge SU(3) (groupe spécial unitaire de degré 3).

III.2.1 QCD comme théorie de jauge non abélienne

Dû au succès prédictif de l'électrodynamique quantique (ou QED pour Quantum Electro-Dynamics), la théorie quantique des champs de l'électromagnétisme, les physiciens voulurent construire une théorie de l'interaction forte également basée sur une symétrie de jauge. Ce fut possible dès que le cadre des théories

de Yang-Mills fut posé [6]. La QCD est construite sur le groupe $SU_c(3)$. Le champ de quarks appartient à la répresentation fondamentale et les quarks peuvent exister sous 3 états de couleur : rouge (R), vert (V) et bleu (B). On définit alors un vecteur d'état de quark à trois composantes.

$$q(x) = \begin{pmatrix} q^{Rouge}(x) \\ q^{Vert}(x) \\ q^{Bleu}(x) \end{pmatrix} \tag{III.1}$$

La transition d'un modèle de quarks à QCD se fait de manière similaire au traitement de la charge électrique en QED [7, 8, 9]. La structure de la QED émerge de l'invariance sous transformation locale du champ électrique par le groupe de jauge $U(1)_{E.M.}$: $\psi(x) \rightarrow \psi(x)e^{iea(x)}$. Une telle invariance existe aussi pour la QCD mais dans ce cas, il existe 3 charges de couleur. En prenant le lagrangien de Dirac des quarks, on a :

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^{N_f} \sum_{i=1}^{3} \bar{q}_{ij}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q_j^i(x) \tag{III.2}$$

i est l'indice de couleur et j la saveur $(u, d, s, ...)$ de quark. Cette équation doit rester invariante sous transformation de jauge. Ces transformations sont déterminées par les générateurs du groupe de jauge SU(3), notés $T^a(a = 1, ..., 8)$; ils sont au nombre de huit et appartiennent à la représentation adjointe du groupe et obéissent à l'algèbre de Lie [10] :

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c \tag{III.3}$$

où f^{abc} sont les constantes de structure de groupe. Sur les quarks $q^i(i$ =1,2,3 indice de couleur) l'action des générateurs est représentée par les matrices de Gell-Mann :

$$(T^a q)^i = \sum_{j=1}^{3} \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)^{ij} q^i \tag{III.4}$$

On peut alors imposer une invariance locale de couleur avec g_s la constante de couplage forte analogue à la charge électrique :

$$q^i(x) \rightarrow [exp\{ig_s \sum_{a=1}^{8} T^a \Lambda^a(x)\}]^{ij} q^j(x) \tag{III.5}$$

avec $\Lambda^a(x)$ une phase arbitraire représentant le paramètre de la transformation dépendant des coordonnées d'espace-temps $\bar{x}$.
Le formalisme de la dérivée covariante utilisé en QED se généralise alors à une invariance de jauge non abélienne :

$$(D_\mu)^{ij} = \partial_\mu \delta^{ij} + ig_s \sum_{a=1}^{8} (T^a)^{ij} A_\mu^a(x) \tag{III.6}$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s T A_\mu \tag{III.7}$$

la dérivée covariante fait intervenir 8 champs de jauge $A_\mu^a(x)(a = 1, ...8)$ dont les quanta sont identifiés aux gluons et à partir desquels on obtient, par dérivation covariante les tenseurs chromodynamiques :

$$F_{\mu\nu} \equiv F_{\mu\nu}^a(a = 1, ..., 8) \tag{III.8}$$

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu - g_s f^{bc} A^b_\mu A^c_\nu \tag{III.9}$$

Avec la notation de sommation implicite sur les indices de couleur, l'interaction forte entre les quarks est donc conduite par les champs de jauge non-abéliens de gluons, comme décrit par QCD et dont le lagrangien est donné par :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \sum_{j=1}^{N_f} \bar{q}_j (iD_\mu \gamma^\mu - m_j) q_j \tag{III.10}$$

où $j = 1, ...N_f$ représente le nombre de saveurs de quarks.

III.2.2 Évolution de la constante de couplage : Liberté asymptotique

La présence du terme quadratique $g_s f^{bc} A^b_\mu A^c_\nu$ dans les champs de jauge $F^a_{\mu\nu}$ (relation III.9) conduit dans le lagrangien QCD à des couplages à 3 et 4 gluons (voir figure III.2). Ceci est une conséquence directe du caractère non abélien de groupe de jauge et de ce fait, ces champs de jauge sont des champs porteurs de charge qui sont auto-couplés [8]. Les règles de Feynman se définissent comme en QED avec le couplage du gluon à un courant de quarks et les propagateurs de quarks et de gluons ; mais à ceci doit s'ajouter les couplages à 3 et 4 gluons.

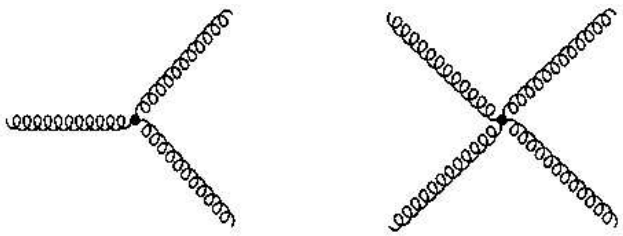


Figure III.2: Dû à la nature non abélienne de QCD, les gluons portent la charge de couleur et interagissent entre eux avec ces vertex.

Les diagrammes d'ordre le plus bas sont des diagrammes "en arbre", c'est-à-dire qu'ils ne comportent pas de boucles ; ils représentent ce que l'on appelle le terme de Born, qui n'est rien d'autre que l'approximation classique. Les effets quantiques apparaissent avec les diagrammes qui comportent des boucles et dont l'amplitude s'obtient (boucle de Wilson, boucle de Polyakov,...) aisément. Malheureusement en général, ces intégrales mènent à des divergences ultraviolettes. La renormalisation permet d'éviter ces divergences et d'obtenir des valeurs finies : pour cela, ordre après ordre, on identifie ces quantités infinies en redéfinissant les quantités observables sont des constantes de couplage et de masse. Dans les années 60, on a prouvé que toute théorie de jauge non abélienne était renormalisable donc celle de QCD l'est [8]. L'auto-couplage de la charge de couleur a un effet d'écran analogue à celui des boucles en QED mais aussi un effet d'anti-écran qui domine sur l'effet d'écran. Ainsi la charge forte renormalisée est une fonction décroissante de l'énergie de renormalisation qui s'annule lorsque cette énergie tend vers l'infini. On peut définir par analogie avec la constante de structure fine, la constante de couplage de l'interaction forte, c'est-à-dire de façon similaire à la QED, la constante de couplage de QCD est redéfinie par

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{(2\pi\hbar c)}. \tag{III.11}$$

La valeur du couplage de la théorie dépend de l'énergie échangée lors de l'interaction. Son évolution en fonction du quadri-moment de transfert Q peut être déduite des équations du groupe de renormalisation [7, 11] :

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2} = \beta(\alpha_s). \tag{III.12}$$

La fonction $\beta(\alpha_s)$ peut être déterminée en se plaçant dans le cadre de QCD perturbatif (pQCD). En considérant le premier ordre en α_s, on obtient

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s^2(1 + \partial(\alpha_s^3)) \quad \text{avec} \quad b = (33 - 2n_f)/12\pi. \tag{III.13}$$

La solution de l'équation III.13 donne la variation de la constante de couplage en fonction de l'énergie échangée Q

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2)\left(\frac{33-2n_f}{12\pi}\right)\ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \tag{III.14}$$

Dans cette équation, le paramètre μ représente l'énergie à laquelle on renormalise. Il constitue ainsi l'échelle à laquelle on observe le système et le degré de détail observé. En effet, les équations du groupe de renormalisations contiennent toute l'information sur les effets des fluctuations quantiques. Ainsi μ permet la connaissance de tous les processus " virtuels ", c'est-à-dire issus des effets des fluctuations quantiques dont il faut tenir compte pour le calcul de l'observable physique, ici l'intensité du couplage entre quarks. Néanmoins, μ n'est pas un paramètre de la théorie et la valeur d'une observable physique ne doit pas en dépendre. n_f est le nombre de saveurs possibles pour les quarks.

De l'équation III.14, si le nombre de saveur n'est pas grand ($n_f < 17$), on observe deux comportements distincts, dont celui de ***"liberté asymptotique"***, qui permet de valider la symétrie $SU_c(3)$ comme fondamentale pour l'interaction forte [11, 12]. D'une part, lorsque $Q^2 >> \mu^2$, la constante de couplage est faible, les partons interagissent très faiblement au sein du hadron : c'est le régime de "liberté asymptotique" ($\alpha_s << 1$). C'est dans ce domaine que la QCD permet de reproduire au mieux les résultats expérimentaux (expériences de diffusion profondément inélastique) car la petitesse de la constante de couplage autorise un développement perturbatif. Physiquement, cette *"liberté asymptotique"* est comprise par l'effet d'écrantage de la charge de couleur dû à la polarisation du vide par les paires quark-antiquark [15, 16] (effet similaire à celui de l'électrodynamique quantique pour la charge de l'électron). D'autre part, lorsque $Q^2 < \mu^2$, la constante de couplage augmente rapidement et diverge lorsque Q devient très faible. Ce domaine est appelé *"l'esclavage infrarouge"* et le développement en perturbation n'est plus possible. C'est ce comportement de la théorie qui serait à l'origine du confinement des quarks au sein des hadrons [11, 12]. Dans ce régime, on a à faire à un nouveau phénomène, provenant directement du caractère non-abélien de la théorie. En effet, en plus de l'effet d'écrantage de couleur (par les paires quark-antiquark) se rajoute un effet d'anti-écrantage dû aux gluons, eux aussi porteurs d'une charge de couleur. En fait, les deux effets sont en constante compétition, et dans ce régime, l'effet d'anti-écrantage prédomine et le couplage devient très important [13, 14].

La figure III.3 montre l'évolution de α_s en fonction du quadri-moment de transfert Q. Des points expérimentaux, issus de différentes expériences, sont comparés aux prédictions théoriques. Les deux comportements décrits ci-dessus apparaissent clairement : un couplage faible à grand Q (les partons sont presque libres), et un couplage fort à faible énergie (les partons sont alors confinés).

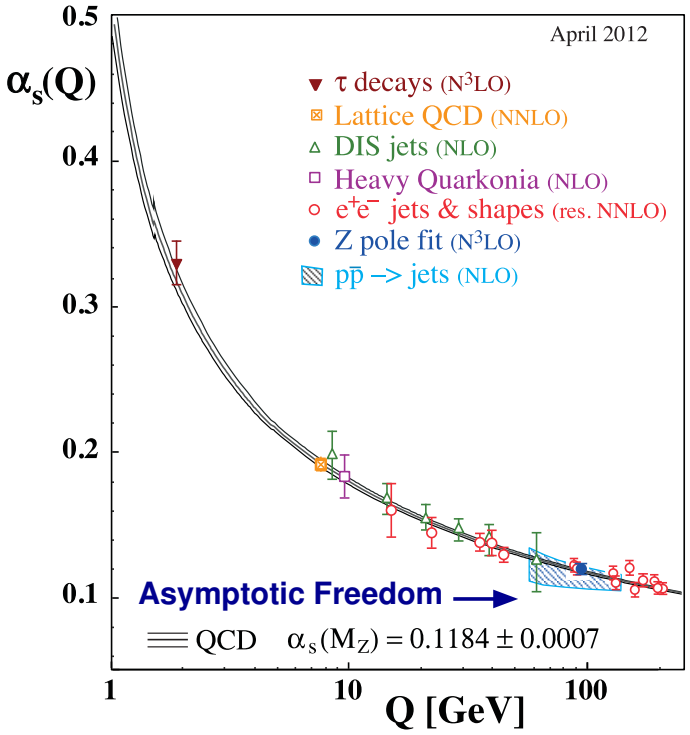


Figure III.3: la figure montre l'évolution de α_s en fonction du quadri-moment de transfert Q. Les points expérimentaux, issus de différentes expériences, sont comparés aux prédictions théoriques [15].

De manière plus pratique, afin d'estimer la validité du développement perturbatif, on définit le paramètre Λ_{QCD}. Ce paramètre, empirique, vaut environ 200 MeV. En introduisant ce paramètre directement dans la définition du couplage, on obtient :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\left(\frac{33-2n_f}{12\pi}\right) \ln\left(\frac{Q}{\Lambda_{QCD}}\right)^2} \tag{III.15}$$

On peut alors déduire le régime dans lequel un processus donné a eu lieu. Si l'énergie Q^2 mise en jeu est de l'ordre de QCD, la constante de couplage diverge, le régime est alors non-perturbatif. Lorsque Q^2 augmente, α_s diminue. Pour $\alpha_s << 1$, le régime est alors perturbatif et le développement en perturbation justifié. Les termes du développement en $O(\alpha_s^n)$ seront alors négligeables par rapport aux termes en $O(\alpha_s^{(n-1)})$. Pour $\alpha_s \sim 0$, les termes dominants seront les termes en α_s^2 : ce sont les termes à l'ordre dominant ou LO, Leading Order. Les termes en α_s^3 seront nommés NLO (Next-to Leading Order).

III.2.3 Déconfinement et plasma de quarks et de gluons

Comme nous l'avons mentionné dans la sous-section précédente, la matière nucléaire, constituée de partons (des quarks et des gluons, les constituants élémentaires) usuellement confinés à l'intérieur de hadrons, serait susceptible, dans des conditions extrêmes de température et de pression, de subir une transition de phase. Cette prédiction théorique implique la possible formation d'un nouvel état de la matière :

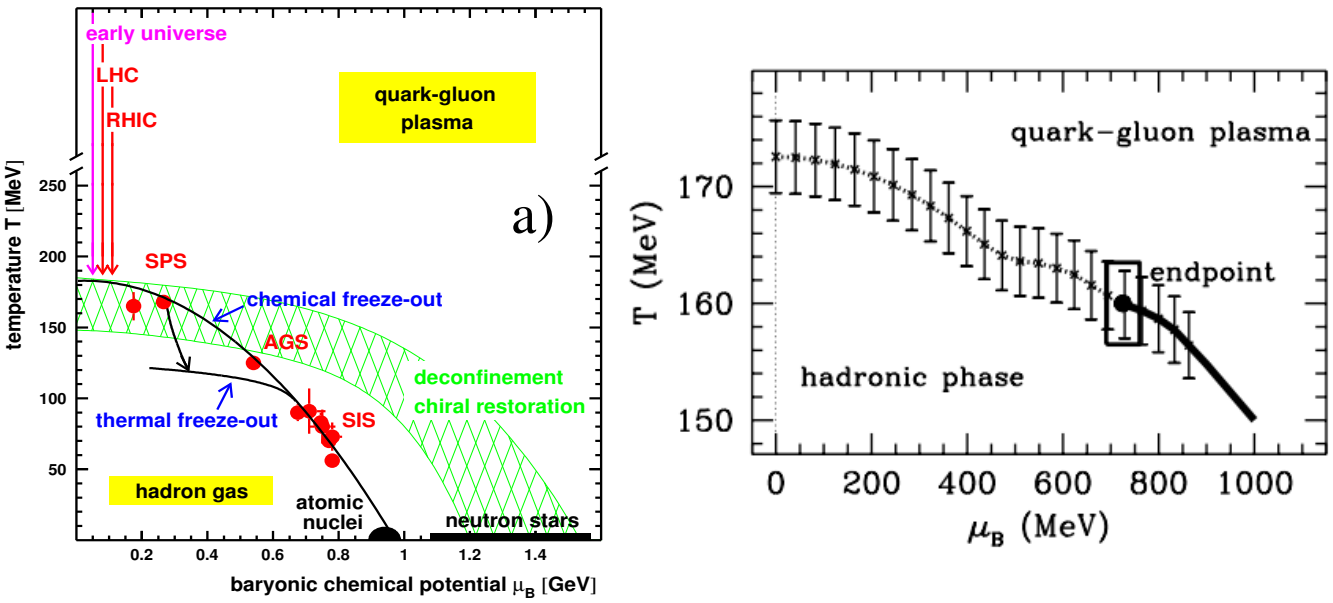


Figure III.4: Diagramme de phase dans le plan température et potentiel chimique baryonique. Figure a) montre l'intégralité du diagramme de manière schématique [16]. Figure b) montre les derniers résultats de QCD sur réseau [17]. Sur la figure de droite, la ligne continue indique une transition de phase du 1^{er} ordre [18]. .

le plasma de quarks et de gluons (PQG). A l'intérieur de celui-ci, le libre parcours moyen des quarks et des gluons devient très supérieur à la taille du hadron originel ; ils évoluent alors quasi-librement. Cet état de la matière nucléaire aurait existé dans l'univers primordial avant qu'il n'évolue vers le monde comme nous le connaissons. La transition de phase du plasma de quarks et de gluons au gaz hadronique se serait passée quelques microsecondes après le big-bang.

III.2.3.a Diagramme de phase de la matière nucléaire

Les calculs de QCD sur réseau permettent de prédire les conditions de formation du plasma. Ces conditions critiques sont récapitulées sur le diagramme de phase présenté sur la figure III.4.a). Celui-ci montre les différents états de la matière nucléaire dans le plan température et potentiel chimique baryonique. La zone de déconfinement prévue par QCD est indiquée sur la figure. Au delà de cette limite, la matière nucléaire serait dans un état de plasma de quarks et de gluons. En dessous, on est en présence d'un gaz de hadrons. En plus de ces deux phases, la matière nucléaire peut se présenter sous deux autre formes : liquide, comme c'est le cas pour la densité de la matière nucléaire normale ($\epsilon_0 = 0.17$ nucléons/fm^3) et solide, pour de fortes densités et de faibles températures. La ligne notée "chemical freeze-out" correspond à la limite de gel des interactions de formation des hadrons. Les points portés sur le diagramme correspondent aux mesures faites auprès des différents accélérateurs (SIS, AGS et SPS). Ils sont disposés sur la ligne de gel chimique parce que ce n'est qu'à partir du "freeze-out" que la composition hadronique est figée. Notons qu'à basse température et haut potentiel chimique, il doit exister une phase de matière mésonique où la matière nucléaire serait supra-conductrice de couleur. Les points critiques de ce diagramme ont été calculés

sur réseaux en augmentant progressivement la valeur de μ_b à partir de $\mu_b = 0$. A l'heure actuelle, la courbe de transition gaz hadronique-plasma de quarks et de gluons n'a pas été entièrement calculée, la partie à haut potentiel chimique baryonique est extrapolée à partir de modèles phénoménologiques et des calculs à plus bas μ_b. La partie droite de la figure III.4.b) donne les différents points calculés de la transition de phase ainsi que les barres d'erreurs.

III.2.3.b Formation du plasma de quarks et de gluons

Pour parvenir à la transition de phase, il y a conceptuellement deux façons extrêmes de procéder:

[1]. on peut augmenter directement la densité de matière en comprimant fortement les nucléons mais en gardant la température du système proche de zéro. Cette augmentation se traduit par une brusque hausse du potentiel chimique baryonique μ_B. Le plasma se forme lorsque le système atteint la densité critique ϵ_c = (5 - 10)ϵ_0, où ϵ_0 étant la densité nucléaire normale.

[2]. on peut "chauffer" le système sans changer le potentiel chimique baryonique. Dans cette deuxième alternative, la densité de matière augmente uniquement en raison des créations de paires quark-antiquark créées par l'apport d'énergie thermique. Le système reste donc à l'équilibre chimique et μ_B nul. Le plasma se forme autour d'une température $T_c \simeq$ 150 - 200 MeV.

Il est évident que dans le cadre de collisions entre ions lourds ultra-relativistes, la trajectoire du système dans le diagramme de phase est intermédiaire, mais cette décomposition schématique permet une conceptualisation simple de l'accès à la transition de phase.

Le mécanisme de base de la formation d'un plasma de quarks et de gluons est l'écrantage de Debye [19]. Au fur et à mesure que la densité de matière augmente, les nucléons puis les quarks commencent à se chevaucher. Si la compression continue, les interactions des partons d'un même hadron et de hadrons voisins vont finir par créer un effet d'écran et un volume va émerger, à l'intérieur duquel les quarks et les gluons pourront se mouvoir librement. En effet, le potentiel de couleur liant deux particules sensibles à l'interaction forte, adopte un comportement (en fonction de la distance r qui sépare les deux partons) qui peut être modélisé par une fonction du type $V(r) = -\alpha_s/r + \sigma r$ est constitué d'un terme coulombien en 1/r, répulsif pour les faibles distances, et d'un terme en σr où σ est la "tension de corde" qui maintient les quarks, ou charges de couleur, confinés (voir figure III.5). A grande densité, l'effet d'écran atténue le potentiel, et le terme en r devient $r((1 - e^{-\mu r})/\mu r)$, où μ^{-1} est le rayon d'écran pour les charges de couleur. Il diminue lorsque la densité de charges augmente. C'est l'équivalent du rayon de Debye pour les charges électriques. L'écrantage est donc un effet global du milieu, réduisant la portée à longue distance du potentiel de liaison. Dès que μ^{-1} devient suffisamment petit, les états liés sont dissous, en commençant par les moins liés. Prenons l'exemple des mésons $c\bar{c}$, quark-antiquark charmés, que sont le J/ψ et ses deux états excités le χ_c et le ψ'. Si l'on sait déposer de tels systèmes dans un milieu déconfiné, on doit observer la dissolution du χ_c et du ψ' autour de la température T_c et la densité ϵ_c : il y a déconfinement.

III.2.3.c Estimations thermodynamiques (modèle de sac)

La transition vers le plasma de quarks et de gluons (PQG) peut être élucidé par le modèle du sac [20]. Le principe est de déterminer les densités d'énergie et les températures des phases confinées et déconfinées par analogie avec un gaz de photons. Pour cela nous devons nous placer dans le cas d'un potentiel chimique

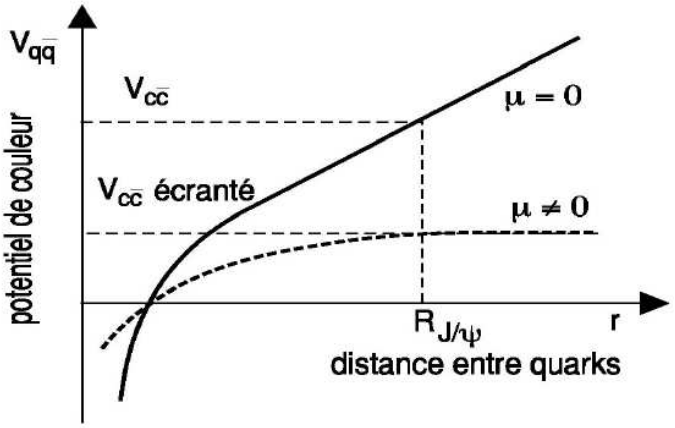


Figure III.5: *Ecrantage du potentiel de couleur, illustration du déconfinement du J/ψ.*

nul. La matière hadronique est alors un gaz de pions considéré comme un gaz parfait de bosons (statistique de Bose-Einstein), où les particules sont de masse nulle et sans interaction. La loi de Stefan-Boltzmann permet d'obtenir la relation entre la pression et la température de ce gaz :

$$p_\pi = 3 \times \frac{\pi^2}{90} \times \frac{(k_B)^4}{(\hbar c)^3} \times T^4 \tag{III.16}$$

Le facteur 3 tient compte des trois états possibles pour le pion (π^0, π^-et π^+). De même, la phase plasma (phase déconfinée) est caractérisée par un gaz de quarks et de gluons:

$$\begin{aligned} p_{quarks-gluons} &= (2 \times 8 + \frac{7}{8}(3 \times n_f \times 2 \times 2)) \times \frac{\pi^2}{90} \times \frac{(k_B)^4}{(\hbar c)^3} \times T^4 - B, \\ &= (16 + \frac{21}{2} \times n_f) \times \frac{\pi^2}{90} \times \frac{(k_B)^4}{(\hbar c)^3} \times T^4 - B, \end{aligned} \tag{III.17}$$

le facteur de dégénérescence prend ainsi en compte les degrés de liberté des gluons (8 couleurs et 2 états de spin) et des quarks (3 couleurs, 2 spins et 2 saveurs : u et d). Les quarks sont de plus des fermions et un facteur 7/8 doit être ajouté pour prendre en compte le changement vers une statistique de Fermi-Dirac. Le facteur de dégénérescence est donc $gg + q\bar{q} = 8 \times 2 + 3 \times 2 \times 2 \times \frac{7}{8}$. Enfin, la constante du sac B tient compte de la différence de pression entre le vide physique et l'état fondamental pour le plasma.

En thermodynamique, l'équilibre d'un système est atteint lorsque son énergie libre a été minimisée, sa pression étant alors maximisée. Donc, la transition de phase apparaît pour une température T_c, température à partir de laquelle la phase plasma permet de maximiser la pression. Le modèle donne :

$$T_c = (\frac{45}{38\pi^2})^{1/4} \times B^{1/4} \simeq 0.59 \times B^{1/4}. \tag{III.18}$$

A partir de la spectroscopie de hadrons,la constante du sac est estimé à $B^{1/4} \simeq 200$ MeV, ce qui permet d'obtenir une température critique de transition de phase $T_c \simeq 145$ MeV et $T_c \simeq 118$ MeV pour un plasma avec trois saveurs de quarks et deux saveurs de quarks, respectivement [21]. Dans ce modèle,

par construction, on obtient une transition de phase de premier ordre. On peut aussi calculer les densités d'énergie :

$$\varepsilon_{\pi} = 3 \times \frac{\pi^2}{30} \times \frac{(k_B)^4}{(\hbar c)^3} \times T^4 \qquad \text{pour la phase gaz de pions,} \tag{III.19}$$

$$\varepsilon_{quarks-gluons} = (16 + \frac{21}{2} \times n_f) \times \frac{\pi^2}{30} \times \frac{(k_B)^4}{(\hbar c)^3} \times T^4 + B \qquad \text{pour la phase plasma.} \tag{III.20}$$

Ces quantités ont pu être déterminées dans l'approximation du gaz parfait (constituent sans interaction), l'équation d'état est alors donnée par $\varepsilon = 3 \times p$. Néanmoins, on peut noter pour la phase plasma une déviation par rapport à ce modèle du gaz parfait [20]

$$\varepsilon_{quarks-gluons} - 3 \times p = 4B$$

cet écart traduit l'existence d'un vide non trivial pour QCD. La valeur d'attente dans le vide non nulle pour le condensat de gluons [22], terme en $F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, instaure une pression et une densité énergétique non nulle dans le vide qui confinent les partons au sein du hadron. Cet effet du vide de QCD est traduit dans " le modèle du sac" par le paramètre B [23] :

$$48B \equiv \langle 0|\frac{\alpha_s}{\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}|0\rangle \approx 0,02\ GeV^4$$

Malgré la simplicité du modèle, la valeur de la température trouvée pour la transition de phase est proche des estimations plus réalistes effectuées grâce aux calculs QCD.

III.2.3.d Prédictions de la chromodynamique quantique

Les estimations présentées dans le paragraphe précédent sont basées sur des approximations très grossières. En particulier le PQG ne peut pas réellement être considéré comme un gaz de particules sans interaction. En fait, on considère que l'interaction entre les quarks ne devient négligeable que lorsque la température dépasse largement 1 GeV, soit une valeur bien supérieure à celle nécessaire pour réaliser une phase déconfinée. Pour prendre en compte ces interactions il faut utiliser la QCD pour modéliser l'ensemble des interactions existantes dans le système. Ceci est rendu possible grâce aux méthodes numériques de la QCD sur réseau (ou lattice QCD). La QCD sur réseau permet une approche statistique de l'interaction forte pour les systèmes complexes (QCD sur réseau à température et/ou densités finies). Elle donne ainsi accès aux caractéristiques thermodynamiques d'un système de quarks et de gluons à l'équilibre, et ce, directement à partir du lagrangien de QCD grâce à l'évaluation numérique des intégrales de chemin. Le point de départ est l'amplitude de transition exprimée dans le formalisme des intégrales de chemin de Feynman. Elle permet la détermination de la fonction de partition. Une introduction aux méthodes utilisées dans la QCD sur réseau se trouve dans la Ref. [24]. Les derniers développements ont permis de calculer à $\mu = 0$ l'évolution de la pression en fonction de la température [25].

La figure III.6 présente les résultats obtenus par cette méthode pour l'étude du déconfinement. Sur la figure III.6.a), la pression est distribuée sous la forme p/T^4 et permet la comparaison avec la pression de Stefan Boltzmann (P_{SB}/T_4) représentée par une flèche. La flèche correspondant à 2 saveurs. Celle- ci peut être généralisée par l'équation III.21 en fonction du nombre de quarks légers (dont la masse est considérée

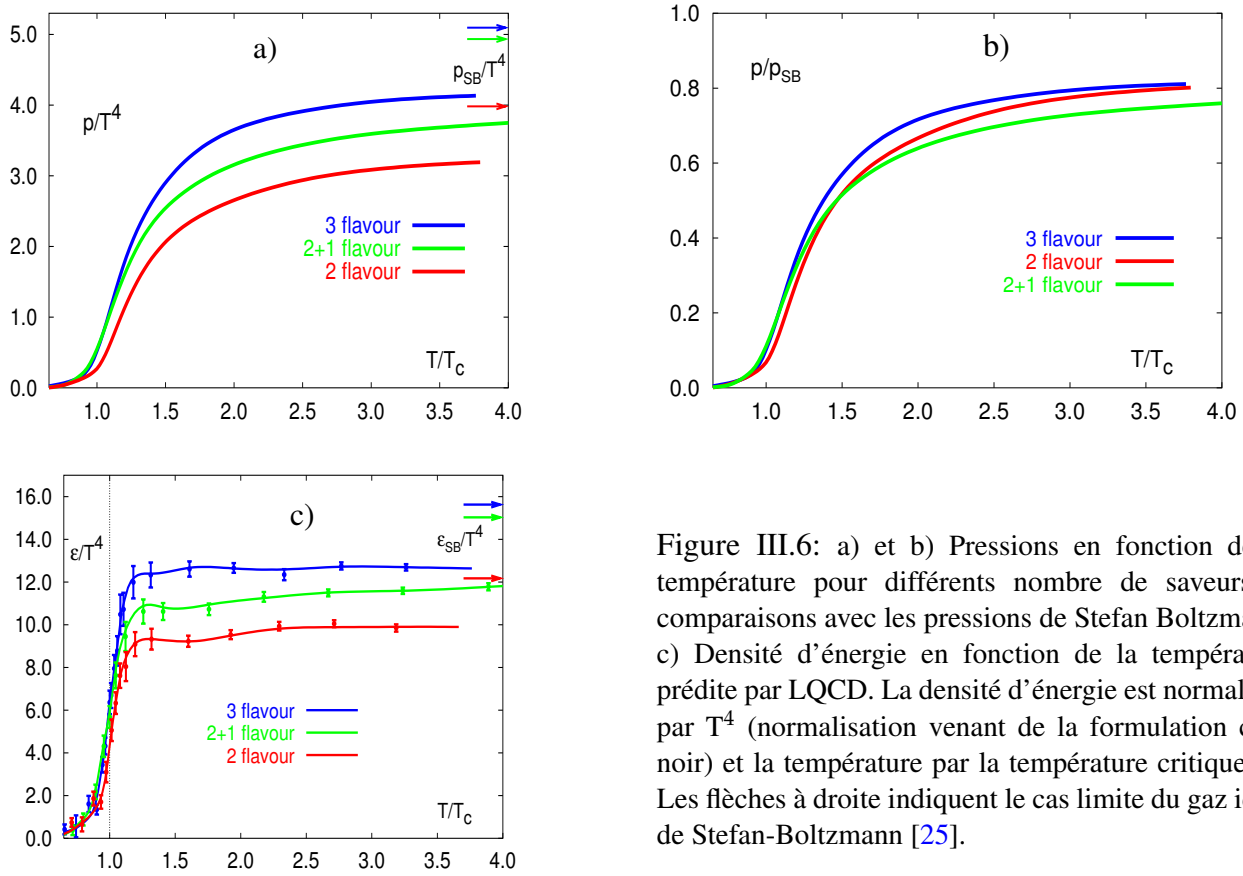


Figure III.6: a) et b) Pressions en fonction de la température pour différents nombre de saveurs et comparaisons avec les pressions de Stefan Boltzmann. c) Densité d'énergie en fonction de la température prédite par LQCD. La densité d'énergie est normalisée par T^4 (normalisation venant de la formulation corp noir) et la température par la température critique T_c. Les flèches à droite indiquent le cas limite du gaz idéal de Stefan-Boltzmann [25].

comme négligeable) pris en compte. Ce nombre est le nombre de saveurs n_s

$$\frac{P_{SB}}{T^4} = (16 + \frac{21}{2} n_s) \times \frac{\pi^2}{90} \times \frac{(k_B)^4}{(\hbar c)^3}. \tag{III.21}$$

La température est de plus normalisée par les températures de transition de phases T_c qui diffèrent pour chaque n_s : T =172± 2 MeV pour $n_s = 2$ et $T = 154 \pm 8$ MeV pour $n_s = 3$ [26]. Le cas $n_s = 2 + 1$ représente les calculs effectués avec 2 quarks u et d légers et un quark s lourd. La température T_c à $n_s = 2 + 1$ est probablement proche de la valeur à $n_s = 2$ mais n'est pas déterminée de manière satisfaisante dans cette étude. On constate sur la figure III.6.a) que la pression augmente de manière importante avec la température. La QCD sur réseau confirme donc l'augmentation brutale, déjà estimée par les équations III.16 et III.17, du nombre de degrés de liberté à la température de transition de phase. Néanmoins la pression calculée est inférieure à la pression de Stefan Boltzmann, en accord avec le fait que l'interaction forte entre les quarks et les gluons du PQG n'est pas négligeable. Ceci est clairement visible à partir des rapports P/P_{SB} présenté sur la figure III.6.b) où la pression se stabilise à environ 80% de P_{SB}. La forme de ces courbes présentent un accroissement brutal de la pression qui atteint ensuite un plateau, plaide fortement en faveur de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. La transition est encore plus flagrante sur la figure III.6.c) qui représente la densité d'énergie en fonction de la température. Il est de plus intéressant de savoir de quel ordre est la

Site	Accélérateur	Type	Début	Faisceau	$\sqrt{s}$/nucléon [GeV]	y_0
CERN	LHC	collisionneur	2007	Pb	5400	7.38
BNL	RHIC	collisionneur	2000	Au, Cu, dAu, pp	200	5.36
CERN	SPS	cible fixe	1992	O, S	19.4	3.03
			1994	Pb	17.3	2.91
BNL	AGS	cible fixe	1986	Si	5.4	

Tableau III.1: Tableau récapitulatif des différents accélérateurs des ions lourds relativistes et de leurs caractéristiques. $\sqrt{s}$ et y_0 sont l'énergie et la rapidité initial dans le centre de masse des collisions nucléon-nucléon, respectivement. Pour plus d'informations sur les faisceaux délivrer par le RHIC voir le tableau III.2.

transition de phases entre la matière hadronique et le PQG. La QCD sur réseau observe une transition du premier ordre dans le cas $n_s = 3$ et du second ordre dans le cas ns = 2. La transition réelle à $\mu = 0$ est supposée être une transition continue du fait de la masse non nulle des quarks. C'est en effet le cas pour les calculs de QCD sur réseau où $n_s = 2 + 1$.

III.3 Aspects expérimentaux

III.3.1 Plasma de quarks et de gluons en laboratoire

Les collisions entre ions lourds à très haute énergie sont l'unique moyen d'obtenir en laboratoire un milieu suffisamment chaud et dense, autorisant l'éventuel établissement du plasma de quarks et de gluons. Pour cela, il est nécessaire non seulement d'atteindre les valeurs critiques de température et de potentiel chimique mais également de maintenir ces conditions jusqu'à la thermalisation du système. Le réservoir thermique est constitué par l'énergie des faisceaux dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) tandis que le degré d'arrêt ou de "stopping" des ions a une influence sur la densité baryonique atteinte. Les collisions entre ions lourds ont été réalisées au AGS, SPS et sont étudiées actuellement au RHIC et LHC. Les caractéristiques des différents accélérateurs sont données dans le tableau III.1.

III.3.1.a Régime d'arrêt et régime de transparence

Il est difficile de trouver une description théorique robuste des collisions entre ions lourds relativistes incluant la transition de phase de QCD pour prévoir des observables. Lors de collisions proton-noyau ou noyau-noyau, de multiples collisions inélastiques nucléon-nucléon ont lieu et vont donner naissance à la production de nouvelles particules à l'issue de la collision. L'énergie disponible pour la production de ces particules est l'énergie cinétique (longitudinale) des nucléons.

Pour la description d'une collision proton-noyau ou noyau-noyau, deux régimes sont utilisés suivant l'énergie disponible dans le centre de masse :

- Pour les valeurs de $\sqrt{s}$ correspondant à celles de l'AGS, les nucléons des deux noyaux se freinent fortement mutuellement et peuvent même s'arrêter dans le référentiel du centre de masse de la collision noyau-noyau. Ceci est appelé régime ***d'arrêt "stopping"***.

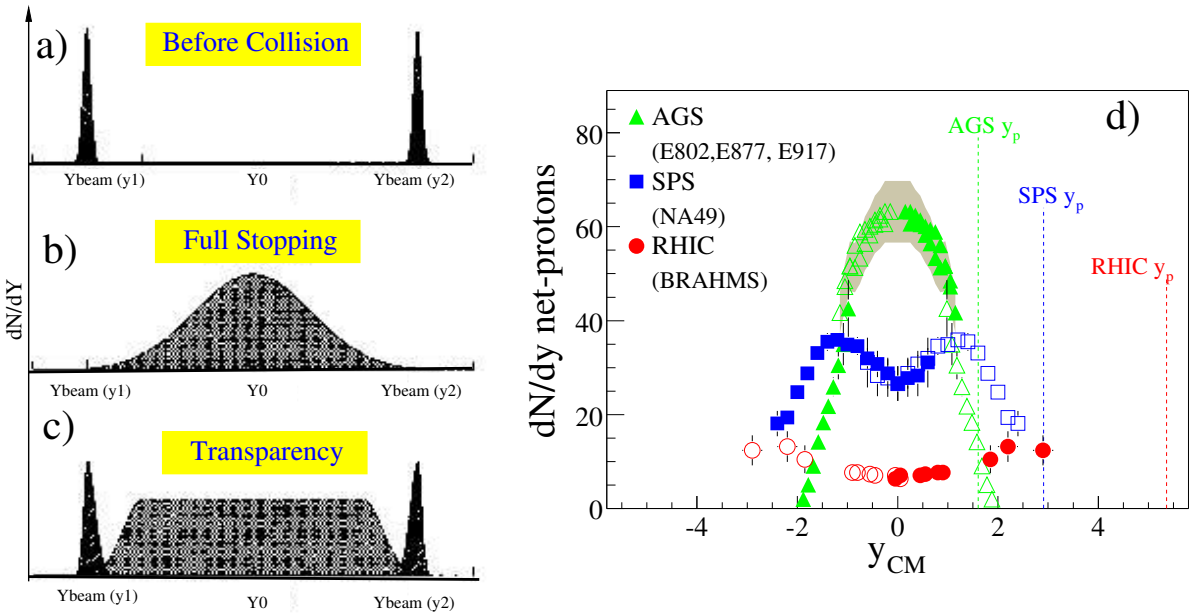


Figure III.7: Scénarios d'arrêts nucléaires. Les distributions de rapidité de particules sont données avant la collision et après la collision dans le cas b) d'un régime d'arrêt "stopping" complet (Landau) et dans le cas c) d'un régime de transparence (Bjorken). Figure d) montre la distribution de rapidité des protons mesurés à AGS, à SPS et à RHIC. Toutes les données correspondent aux collisions les plus centrales (5%) et les barres d'erreur sont statistiques et systématiques. Les données ont été symmetrisées. Les points pleins sont ceux mesurés et les symboles ouverts sont ceux obtenues par reflexion. Pour plus de détails voir la référence [27]

- A très haute énergie, les nucléons incidents subissent des collisions multiples mais, du fait qu'ils possèdent une énergie importante, ils ne sont que faiblement ralentis et gardent une vitesse proche de celle qu'ils avaient au début de la collision. Une région centrale chaude sans baryon est alors formée. Ceci est le phénomène de ***"transparence"***.

Le régime présent lors des collisions du SPS se situe entre ces deux descriptions. Par contre à RHIC et au LHC, on s'attend à observer une région de nombre baryonique nul, le potentiel baryonique nul : régime de transparence, μ_B (RHIC: Au+Au at 130 GeV) = 45 ± 15 et μ_B (SPS: Pb+Pb at 17.3 GeV) = 266 ± 5 [16, 28], (régime de transparence).

Pour la description de la dynamique de la collision la variable adopté unanimement est la rapidité notée y :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right), \tag{III.22}$$

où E est l'énergie totale de la particule considérée et p_z son impulsion le long de l'axe du faisceau.

Pour caractériser la rapidité d'une particule, il est necessaire de connaitre son énergie E et son impulsion parallèlle p_z (selon l'axe du faisceau). Dans plusieurs expériences, il est seleument possible de mesurer l'angle que fait l'impulsion de la particule avec l'axe du faisceau. Dans ce cas il est préferable d'utiliser la

variable appellée pseudorapidité, η, définie par

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \tag{III.23}$$

où θ est l'angle que fait l'impulsion $\vec{\mathbf{p}}$ de la particule avec l'axe du faisceau (on l'appelle également l'angle de détection où l'angle d'émission). On peut aussi écrire la pseudorapidité en fonction de l'impulsion comme :

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}\right), \tag{III.24}$$

En comparant les équations III.22 et III.24, on constate que pour les grandes impulsions $p_z >> m$ (limite ultra-relativiste, où m est la masse de la particule considérée) la définition de la rapidité est la même que la pseudorapidité lorsque $|\mathbf{p}| \approx p_0 = E$. Il est possible d'exprimer la rapidité y en fonction de la pseudorapidité η et vise-versa. À partir de la définition de η on peut écrire :

$$e^{\eta} = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}} \tag{III.25}$$

et

$$e^{-\eta} = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| - p_z}{|\mathbf{p}| + p_z}} \tag{III.26}$$

En sommant les equations III.25 et III.26, nous obtenons;

$$|\mathbf{p}| = p_T \cosh\eta \tag{III.27}$$

où p_T est l'impulsion transverse:

$$p_T = \sqrt{\mathbf{p}^2 - p_z^2} \tag{III.28}$$

La soustraction les equations III.25 et III.26, nous obtenons:

$$p_z = p_T \sinh\eta \tag{III.29}$$

En utilisant ces résultats, on peut éxprimer la variable rapidité en fonction de la pseudorapidité de la manière suivant :

$$y = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\sqrt{p_T^2\cosh^2\eta + m^2} + p_T\sinh\eta}{\sqrt{p_T^2\cosh^2\eta + m^2} - p_T\sinh\eta}\right] \tag{III.30}$$

où m est la masse au repos de la particule. Réciproquement, la pseudorapidité η peut être exprimer en fonction de la rapidité y comme suivant:

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\sqrt{m_T^2\cosh^2 y - m^2} + m_T\sinh y}{\sqrt{m_T^2\cosh^2 y - m^2} - m_T\sinh y}\right] \tag{III.31}$$

Si les particules ont une distribution $dN/dyd\mathbf{p}_T$ en terme de la variable rapidité y, alors la distribution en variable pseudorapidité η est:

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}\eta\mathrm{d}\mathbf{p}_\mathrm{T}} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 y}}\,\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dy}\mathbf{p}_\mathrm{T}} \tag{III.32}$$

Dans beaucoup d'expériences, seulement la variable de pseudorapidité des particules détectées est mesurée pour donner $dN/d\eta$, qui est l'intégrale du $dN/d\eta d\mathbf{p}_T$. On peut comparer cette quantité à dN/dy, qui est l'intégrale de $dN/dy\mathbf{p}_T$ en ce qui concerne l'impulsion transversal. De l'equation III.32, nous pouvons déduire que dans la région de y beaucoup plus grande que zéro, $dN/d\eta$ et dN/dy sont approximativement semblable, mais dans la région de y proche de zéro, il y a une petite dépression en $dN/d\eta$ relatif au distritbution de dN/dy due à la transformation ci-dessus equation III.32. Dans les expériences à hautes énergies où dN/dy a la forme de plateau, cette transformation donne une petite immersion dans le $dN/d\eta$ autour de $\eta \approx 0$.

Nous nous plaçons maintenant dans le référentiel du centre de masse noyau-noyau. Avant la collision, les nucléons ont une rapidité égale à celle des deux faisceaux, elles sont donc centrées autour de deux valeurs y_1 et y_2 (voir figure III.7.a). A l'issue de la collision, la distribution des nucléons va dépendre du degré de stopping. Par contre la distribution en rapidité des particules produites est dans tous les cas centrée autour de $y^* = 0$ (où $y^* = 0$ est la rapidité de la particule dans le référentiel du centre de masse). Dans le régime dit de "stopping" comme il est présenté sur la figure III.7.b, les particules et les nucléons s'accumulent autour de $y^* = 0$. La densité ***b*aryonique** dans la région centrale en rapidité est donc élevée.

Dans le régime dit de "transparence", deux domaines en rapidité peuvent être distingués (voir figure III.7.c):

- Deux régions dites de fragmentation correspondant aux nucléons des deux noyaux incidents. Leur distribution en rapidité est élargie et légèrement décalée par rapport à y_1 et y_2. Le nombre ***b*aryonique** se retrouve en quasi totalité dans ces deux régions.

- Une région centrée autour de $y^* = 0$ très excitée d'où sont émises les particules produites lors de la collision et le nombre baryonique est nul (où très peu nombreux). En effet, cette zone correspond à la formation d'un très grand nombre de ***mésons***. Les pions (π^+, π^-, π^0) se forment en premier car ils sont plus légers que les autres mésons, les kaons ($\mathrm{K}^+, \mathrm{K}^-, \mathrm{K}^0$) etc. Les pions representent 90% du nombre total de mésons. De plus, contrairement aux mésons, les baryons sont très peu nombreux. Dans la suite les mesons autres que les pions seront négligés, ainsi que les baryons devant les pions, et les pions issues des résonnances. L'équation d'état de la région centrale devient alors plus simple. Les propriétés particulières de la zone central sont misent à profit dans le modèle de Bjorken.

Cependant, ces descriptions théoriques ont été confirmées expérimentalement, la figure III.7.d illustre bien le régime du pouvoir d'arrêt (« stopping ») dominant aux énergies d'AGS. Le régime de transparence commence à apparaître d'une manière claire aux énergies du RHIC.

III.3.1.b Evolution hydrodynamique et modèle de Bjorken

L'hydrodynamique relativiste est fréquemment utilisée pour décrire les collisions entre ions lourds, lorsque l'on veut reproduire l'évolution spatio-temporelle de la matière dense et chaude créée dans de tels

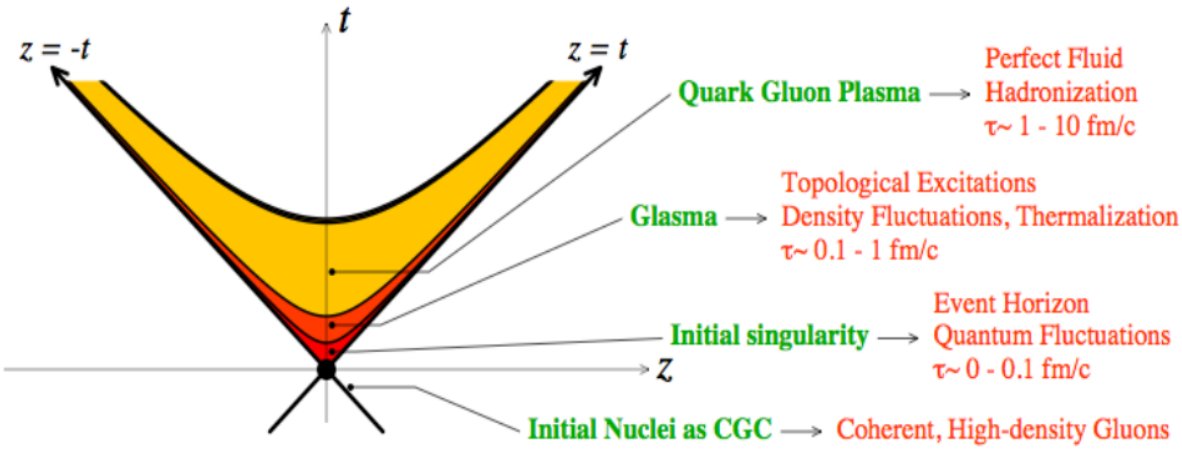


Figure III.8: Evolution d'une collision centrale entre ions lourds ultra-relativistes selon le scénario de BJORKEN [29]; figure extraite de la référence.

événements. En faisant l'hypothèse de l'équilibre local, cette approche donne directement une description de ce qui se passe jusqu'au "freeze-out", en terme de température, pression, etc. On suppose également souvent que la matière produite est idéale, c'est-à-dire que l'on considère un fluide normal, non dissipatif. Des modèles simples ont été développés pour la description de la géométrie des collisions des ions lourds ultra-relativistes, dont le modèle de Bjorken qui a le grand intérêt de fournir des solutions analytiques [29]. Le régime de transparence été proposé par J.D. Bjorken [29] et est utilisé pour la description de l'évolution des collisions entre ions lourds ultra-relativistes et de certaines variables, bien qu'au SPS la transparence ne soit que partielle. Ce modèle hydrodynamique part des hypothèses suivantes :

- La transformation du système prend un certain temps dépendant du repère considéré. On définit le temps propre τ_0 comme le temps nécessaire dans le repère propre du sous-système qui donnera naissance à une particule. Si nous nous plaçons dans un repère particulier (du laboratoire ou du centre de masse) espace-temps (z,t), en négligeant l'expansion transverse, les particules sont produites le long de l'hyperbole par $\tau_0 = \sqrt{t^2 - z^2}$. Du fait des effets de Lorentz ($t = \gamma\tau_0$), les hadrons les plus lents sont formés les premiers.

- La densité de particules produites ne dépend pas de la rapidité : $\frac{dN}{dy} = cte$. Les particules forment alors un "plateau en rapidité" centré autour de $y^* = 0$ (voire figure III.7.c).

- La totalité du nombre baryonique est confinée dans les régions de fragmentation (voire figure III.7.b).

Ainsi, pour schématiser l'évolution du système au cours de la collision il est courant de se placer dans le référentiel du centre de masse de la collision où l'on suppose que les sous-systèmes qui vont produire les particules sont produits au point $(z = 0, t = 0)$, (en se limitant toujours à l'expansion longitudinale) comme illustré dans la figure III.8. Dans un tel diagramme, une particule se déplace le long d'une droite $z = vt$ où v est la vitesse de la particule et son point de production correspond à l'intersection de cette droite avec l'hyperbole $\tau_0 = \sqrt{t^2 - z^2}$.

III.3.1.c Différentes étapes de la collision

On peut distinguer plusieurs étapes lors de l'évolution de la collision. Une description qualitative, et même quantitative en terme de densité énergétique atteinte, en fut donné par Bjorken dès 1983 [29]. La figure III.8. représente l'évolution temporelle d'une collision avec formation du plasma. On peut ainsi découper la collision en plusieurs étapes, t représentant le temps propre [30] (le temps est défini dans le référentiel du centre de masse):

- $t < 0$, la collision est sur le point d'avoir lieu, le modèle du condensat de verre coloré, CGC (Le nom vient du fait que l'état est dominé par une grande densité de gluons, on a donc un condensat, "gelé" sur une petite échelle de temps du fait de la dilatation du temps, d'où l'analogie avec le verre, et coloré puisque les gluons portent une charge de couleur) est ici particulièrement important pour la compréhension de l'évolution de la collision ;
- entre $0.1 \leq t \leq 1$ fm/c, c'est l'étape de thermalisation, le système produit est hors-équilibre appelé "Glasma", il est constitué de partons qui interagissent fortement entre eux, thermalisant ainsi le milieu ;
- entre $1 \leq t \leq 10$ fm/c, si la thermalisation est atteinte alors que la densité d'énergie est supérieure à la densité critique pour la création du plasma, le système est alors sous forme de plasma de quarks et de gluons ; le système continue de s'étendre et se refroidit donc rapidement ;
- pour $t \geq 10$ fm/c, le système s'étant alors considérablement refroidi, l'hadronisation des partons a lieu, donnant ainsi les hadrons qui vont bientôt se désintégrer pour produire la multitude de particules qui seront ensuite détectées dans les différents détecteurs.

III.3.1.d Description de l'état initial de la collision en utilisant le modèle CGC

Afin de mieux comprendre l'évolution de la collision ainsi que les différentes étapes décrites ci-dessus (figure III.8), la connaissance de l'état initial de la collision est indispensable. D'après les expériences de diffusion profondément inélastique réalisées à HERA [31] (HERA est un collisionneur électron−proton situé à DESY, Allemagne) , la structure du nucléon avant collision semble révéler une certaine complexité. En particulier, la densité gluonique s'accroît rapidement à mesure que x diminue et/ou que Q^2 augmente. La variable x est appellé variable de Bjorken [32], la rapidité $y = \ln(1/x)$. x est alors définie comme l'énergie portée par un parton sur l'énergie totale du hadron. Pour des hadrons très énergétiques, leur énergie se répartit suivant ses constituants fondamentaux : quarks, anti-quarks et gluons. La variable Q est le quadri-moment de transfert. En effet, la densité gluonique, donnée par

$$\frac{dN}{dy} = xG(x, q^2). \tag{III.33}$$

Cette densité augmente très rapidement avec l'augmentation de Q^2 comme indiquée par la figure III.9 [33, 34]. Cette augmentation est néanmoins stoppée lorsque la densité atteint une échelle de saturation Q_s, échelle à partir de laquelle la fusion de gluons vient stabiliser la densité gluonique à petit x. Une fois proche de l'échelle de saturation, due à cette densité extrême en gluons, la constante de couplage forte est très

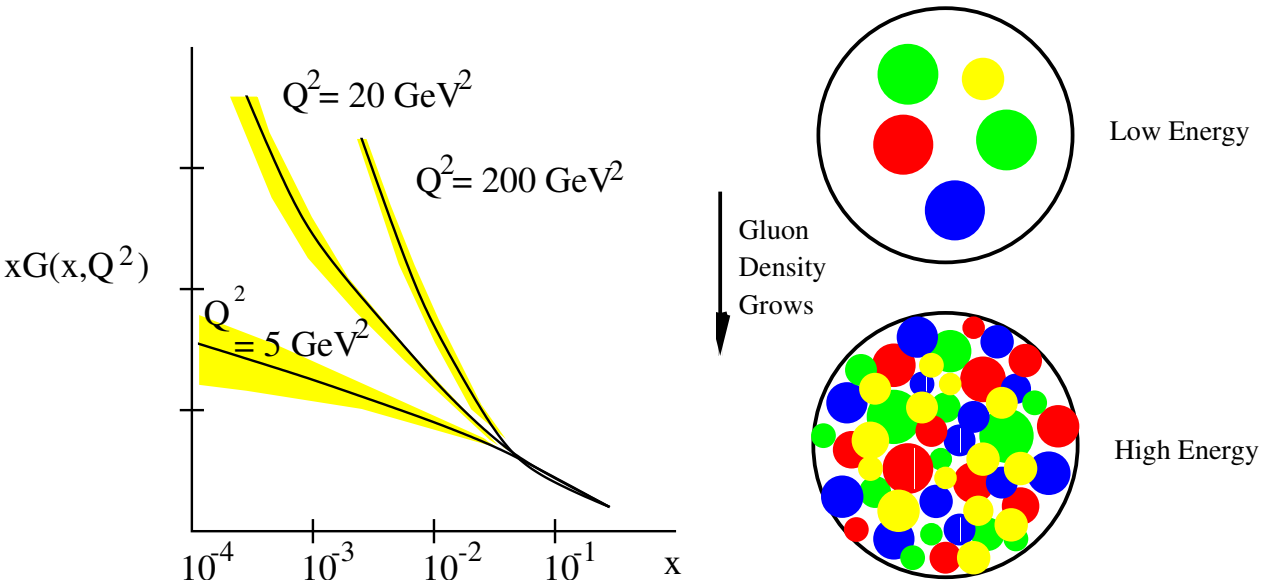


Figure III.9: Gauche; évolution de la densité gluonique dans un proton (données de HERA) par unité de rapidité x pour différentes résolutions Q^2. Droite : une image physique de la densité de gluon de bas x à l'intérieur d'un hadron en fonction d'énergie [33].

faible : $\alpha_s << 1$. Les fonctions d'onde des nucléons avant interaction seraient donc dominées par cet effet : c'est le modèle du condensat de verre coloré, CGC.

La collision a lieu lorsque les noyaux se traversent, les partons des deux noyaux sont diffusés lors de processus durs, à petit x, décrits par QCD perturbative : création de photons et de jets de haut p_T, production de quarks lourds, corrélations entre jets. Du fait des conditions extrêmes, au moins localement, des amas de matière nucléaire déconfinée apparaissent. On a alors un milieu non thermalisé mais partiellement déconfiné. Des modèles de percolation [31, 35] prévoient alors la possibilité que le déconfinement s'étendent à l'ensemble du volume interagissant si les conditions thermodynamiques requises se maintiennent suffisamment longtemps pour permettre la thermalisation du milieu, donc l'établissement d'un certain "équilibre" : c'est le plasma de quarks et de gluons. Si le plasma est créé, on s'attend à un comportement différent d'un certain nombre d'observables. En outre, la création du plasma devrait s'accompagner d'une restauration, au moins partielle de la symétrie chirale.

On peut également noter, à ce niveau de l'évolution de la collision, qu'on ait ou pas formation du plasma de quarks et de gluons, que la matière nucléaire semble adopter un comportement collectif. La physique de la collision ne peut donc pas s'interpréter comme la superposition de collisions nucléon-nucléon indépendantes. C'est ce comportement qui justifie l'applicabilité (et les bons résultats) des modèles hydrodynamiques.

Enfin, avec l'expansion rapide du système et donc son refroidissement, l'hadronisation a lieu avec le confinement progressif des quarks au sein de hadrons. Lorsque l'énergie mise en jeu au cours des interactions ne permet plus de créer ou de casser des particules, la composition en terme de nature des particules est alors "gelée", on a franchi le gel chimique "chemical freeze-out". Les particules peuvent néanmoins toujours interagir entre elles et donc s'échanger de l'énergie. Une fois toutes les interactions terminées, on a atteint le gel thermique "thermal freeze-out". La nature des particules ainsi que leurs

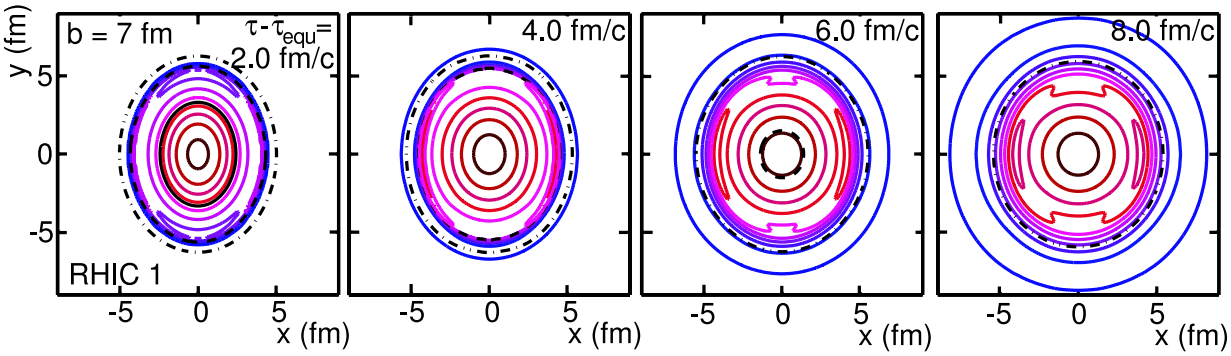


Figure III.10: Contours à une densité d'énergie fixe dans le plan transverse pour différents temps (t = 2, 4, 6, 8 fm/c, respectivement, après équilibre) pour une collision Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV et pour un paramètre d'impact de b = 7 fm. Les contours indiquent les percentages respectifs de 5, 15,...95% de la densité d'énergie maximale. De plus, les lignes pleines, à tirets et, à tiret-pointillées noires indiquent la transition de phase i.e. mélange avec la phase gazeuse de résonance et à l'étape découplée, là où appliquables [36].

énergies sont alors figées. Celles-ci vont se désintégrer pour donner des particules stables qui finiront leur course dans le détecteur.

III.3.2 Ecoulement collectif : flot des particules

III.3.2.a Notions des effets collectifs de type "flot"

Afin d'avoir une bonne compréhension des résultats physiques présentés dans le chapitre V, il est nécessaire d'ilucider dans ce chapitre quelques notions liées à l'étude des effets collectifs de type "flot".

Avant que le système ne parvienne au freeze-out cinétique, il est donc le siège de nombreuses interactions. Ces interactions vont avoir pour conséquence de générer des phénomènes de flot i.e. des phénomènes collectifs, qui traduisent l'émission des particules dans des directions privilégiées de l'espace des phases. En effet, ils trouvent leur origine dans l'existence d'un gradient de pression induit dans la zone de recouvrement des noyaux en collision. Les interactions éjectent les particules et comme elles sont abondantes, elles induisent une vitesse de flot commune (collective) à tous ces particules. Le flot est donc directement sensible à l'ampleur des interactions et les distributions en impulsion transverse des particules résultent de la combinaison d'un mouvement aléatoire qui peut être quantifié par la température au freeze-out cinétique et d'un mouvement lié à une composante collective quantifiée par une vitesse de flot.

Le signal observé d'écoulement (flot) est sensible au temps nécessaire pour le système à atteindre un équilibre. Avant le début de l'évolution hydrodynamique, le système augmente radialement, et n'importe quelle asymétrie initiale sera réduite avant que l'équilibre ne soit atteint. A moins que l'équilibration ne se produise tôt, le signal final observé (comme le flow elliptique noté par v_2) serait diluée, car l'évolution hydrodynamique commencerait sur un système beaucoup moins asymétrique. Plus tard dans l'évolution, les gradients de pression qui sont plus forts dans le plan feront également subir au système une expansion plus rapidement en cette direction, réduisant de ce fait l'asymétrie initiale (voir figure III.10). Ces arguments de la géométrie (qui sont indépendants de modèle) mènent à la conclusion que n'importe quel écoulement elliptique observé dans l'état final doit être produit aux premièrs instant de la collision.

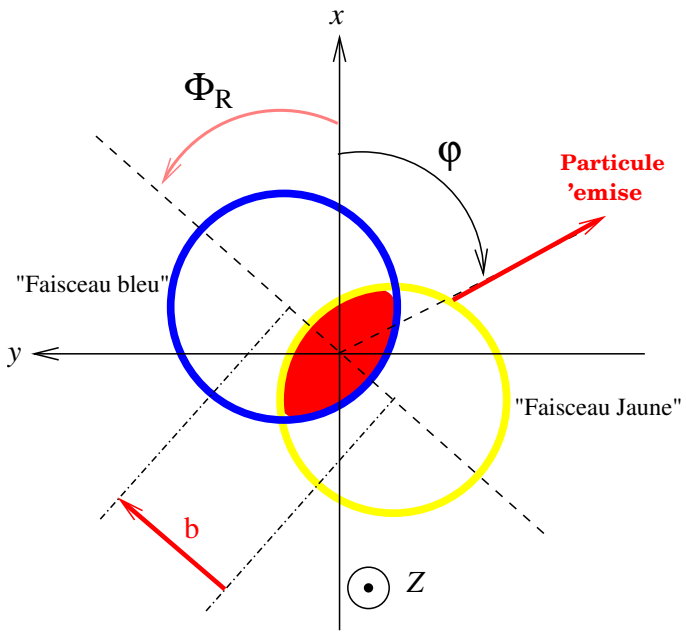


Figure III.11: Schéma illustrant une collision non centrale noyau-noyau à paramètre d'impact b, vue dans le plan transverse *(x,y)*. Le plan de réaction est définie par la ligne discontinue (reliant le centre des deux noyaux) et l'axe du faisceau z. ϕ_R est l'angle azimutal du plan de réaction, et φ est l'angle d'émission de la particules relative du plan de réaction.

III.3.2.b Distribution azimutale des particules et comportement du flot à bas p_T

La spécificité d'une collision entre ions lourds par rapport aux collisions nucléon-nucléon et/ou collisions nucléon-noyau réside dans sa caractérisation par une géométrie bien spécifique. Cette dernière est décrite par un vecteur **b** et l'angle azimutal ϕ_R. La schématisation de la géométrie pour une collision non central est représenté sur la Figure III.11. L'axe z représente l'axe de la collision (l'axe du faisceau), les axes x et y définissent le plan transverse à l'axe z. Le paramètre d'impact **b** est le vecteur qui relie les centres des deux noyaux dans le plan transverse. Il est caractérisé par une direction et un sens, résumés dans son angle azimutal ϕ_R, et une norme qui est fonction de la zone de recouvrement des deux noyaux. Donc nous définissons le plan de réaction par l'axe de la collision et le paramètre d'impact **b**. En général, on nommera aussi ϕ_R le plan de réaction. Ce dernier n'est pas accessible expérimentalement et cela constitue la difficulté principale de l'analyse du flot.

Considérons une collision caractérisée par l'émission des particules détectées. Prenons une particule émise d'énergie E, d'impulsion transverse p_T, de rapidité y et d'angle azimutal dans le plan transverse φ. En considérant un grand nombre de particules et en moyennant sur beaucoup d'événements de même plan de réaction ϕ_R, nous pouvons en principe construire la distribution différentielle par rapport au plan de réaction:

$$\frac{d^3N}{d^3\mathbf{p}} = \frac{d^3N}{p_T\, dp_T\, dy\, d(\varphi - \phi_R)} = f(\mathbf{p}), \tag{III.34}$$

Le point essentiel est que nous étudions des collisions non centrales : la zone de collision est donc asymétrique et la distribution peut être anisotrope. Elle ne le serait pas si nous avions une simple

superposition de collision nucléon-nucléon dans la zone de collision. Ainsi, cette anisotropie traduit des phénomènes collectifs dus aux interactions dans l'état final. Pour la caractériser, nous développons la distribution azimutale, équation III.34, en série de Fourier [37]:

$$f(\varphi - \phi_R) \equiv \frac{dN}{d(\varphi - \phi_R)} = \frac{1}{2\pi}\Big(1 + \sum_{n=1}^{+\infty} 2v_n cos\,[n(\varphi - \phi_R)]\Big). \tag{III.35}$$

Étant donné que nous avons une symétrie par rapport au plan de réaction, par exemple, une invariance de la source sous la transformation $\varphi - \phi_R \mapsto -(\varphi - \phi_R)$, nous avons $\langle \sin n(\varphi - \phi_R)\rangle = 0$ et il n'y a donc pas de termes en $sin\ n(\varphi - \phi_R)$ dans la relation VI.8. Nous pouvons récrire ce développement sous la forme complexe :

$$f(\varphi - \phi_R) = \frac{1}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} v_n e^{in(\varphi - \phi_R)} \tag{III.36}$$

Par définition, les cœfficients v_n sont donnés par :

$$v_n = v_{-n} = \langle cos\ n(\varphi - \phi_R)\rangle = \langle e^{\pm in(\varphi - \phi_R)}\rangle \tag{III.37}$$

Les symboles <> indiquent une moyenne sur toutes les particules dans tous les événements. Notons que nous avons $v_0 = 1$. Les v_n représentent la corrélation des particules d'angle azimutal φ au plan de réaction ϕ_R. Le premier terme dans l'équation III.37 correspond à une source isotrope. Les termes suivants représentent donc l'écart à cette isotropie. Les v_n constituent ce que nous appelons le **flot**. Ainsi, par flot (plus exactement, nous appelons abusivement "flot" le flot transverse à distinguer du flot radial), nous entendrons à la fois corrélations au plan de réaction et anisotropie, ces deux notions étant identiques par définition des v_n. Les deux premiers cœfficients de Fourier sont appelés **flot dirigé** noté $\mathbf{v_1}$ et **flot elliptique** noté $\mathbf{v_2}$. Les particules utilisées dans l'analyse sont des particules détectées : les résultats dépendront donc de l'acceptance du détecteur, par exemple, de l'espace des phases en (p_T, y) couvert par le détecteur. En pratique, pour la distribution du nombre de particules, les premier et second coefficients de Fourier s'écrivent:

$$\begin{aligned} v_1 &= \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle \\ v_2 &= \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle \end{aligned} \tag{III.38}$$

où p_x et p_y sont les impulsions de la particule le long de l'axe x et y respectivement. p_T est l'impulsion total de la particule, $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ [39].

- Comportement du flot à bas p_T

En supposant que $\phi_R = 0$ et que $f(\mathbf{p})$ est la fonction de distribution par rapport au plan de réaction d'une particule d'impulsion p et plus particulièrement sa dépendance $f(p_x, p_y)$ dans le plan transverse où (x, y) est un repère cartésien. Il est raisonnable de supposer que f est suffisamment régulière en $p_T = 0$ pour

pouvoir la développer en séries entières autour de zéro. En utilisant la correspondance entre les coordonnés cartésiennes et les coordonnées polaires, le flot s'écrit

$$\langle \cos n\varphi \rangle = \frac{\int d\varphi \cos n\varphi f(p_x, p_y)}{\int d\varphi f(p_x, p_y)} = \frac{\int d\varphi \cos n\varphi f(p_T \cos\varphi, p_T \sin\varphi)}{\int d\varphi f(p_x, p_y)} \tag{III.39}$$

Le développement en séries entières de $f(p_T \cos\varphi, p_T \sin\varphi)$ donne des puissances $p_T^k \cos^k\varphi$, $p_T^k \sin^k\varphi$, et $p_T^{l+m} \cos^l\varphi \sin^m\varphi$. Or

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \cos n\varphi \cos^k\varphi = \int_0^{2\pi} d\varphi \cos n\varphi \sin^k\varphi = \int_0^{2\pi} d\varphi \cos n\varphi \cos^l\varphi \sin^m\varphi \tag{III.40}$$

Si $k < n$ et $l + m < n$. Finalement, le premier terme non nul dans Eq. III.39 est le terme à l'ordre n. soit

$$v_n \propto (p_T)^n \tag{III.41}$$

A bas p_T, le flot dirigé doit donc être linéaire et le flot elliptique quadratique. Remarquons que ces comportements à bas p_T n'étaient pas observés sur les données publiées par la collaboration NA49 du CERN [40]. Cependant, ces comportements ont été observés dans les mesures du RHIC [41].

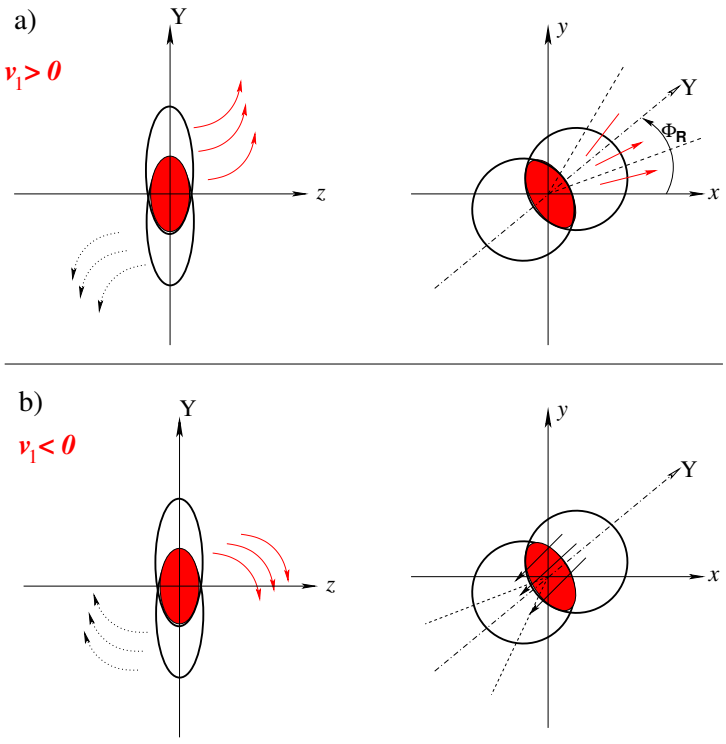


Figure III.12: Interprétation géométrique du flot dirigé v_1. Les axes x et y représentent le plan transverse, alors que les axes Y et z définissent le plan de réaction. cas a) $v_1 > 0$; cas b) $v_1 < 0$.

III.3.2.c Notion du Flot dirigé "v_1" et résultats aux AGS/SPS

Le premier cœfficient de Fourier v_1 est appelé flot dirigé. La Fig.III.12 illustre cette terminologie : nous considérons une collision non centrale dont la direction du paramètre d'impact est l'axe Y. Les schémas de gauche représentent la collision dans le plan de réaction, au moment où les deux noyaux se rencontrent, alors que les schémas de droite nous la montrent dans le plan transverse. Enfin, les schémas du haut figure III.12.a correspondent au cas où $v_1 > 0$ et ceux du bas III.12.b au cas où $v_1 < 0$.

Considérons les particules provenant du projectile. Elles sont émises dans la région $y > 0$ ("forward hémisphère"). Si elles vont préférentiellement vers le haut (et vers l'avant) suivant la direction Y, la moyenne $v_1^{obs} = \langle \cos(\varphi - \phi_R) \rangle$ est positive. La distribution des particules est dirigée, dans le sens où les particules ont en moyenne un angle azimutal proche de ϕ_R. En revanche, si les particules vont plutôt vers le bas, on a $v_1 < 0$, voir figure III.12.b. La discussion ci-dessus a été faite du point de vue de la théorie.

- Physique du flot dirigé aux AGS/SPS

L'étude du flot dirigé se fait en pratique suivant plusieurs observables : le flot dirigé est défini par $v_1 = \langle \cos(\varphi) \rangle$ (nous avons posé ici $\phi_R = 0$), nous pouvons également étudier $\langle p_x \rangle = \langle p_T \cos\varphi \rangle$, voir la quantité $\langle p_x/A \rangle$ où A est la masse du fragment considéré (proton, deuton, etc.). Enfin une dernière observable est souvent utilisée : F, appelée le paramètre de flot, est définie par :

$$F = y_{proj} \frac{d\langle p_T \cos\varphi \rangle}{dy}\Big|_{y=y_{CM}} \tag{III.42}$$

où la valeur moyenne porte sur beaucoup d'événements et de particules d'un certain type et sur leur p_T. y_{proj} désigne la rapidité du projectile exprimée dans le système du laboratoire.

1) Dépendence en centralité

La présence de flot traduit le fait que les effets collectifs se sont développés dans la zone de collision. Par symétrie, le flot s'annule lorsque la collision est centrale. Mais il est également nul pour les collisions très périphériques car peu de collisions entre participants se produisent et les effets collectifs sont alors faibles. Le flot atteint un maximum pour les collisions semi-centrales. Pour une collision Au-Au, cela correspond à un paramètre d'impact de b = 6-8 fm.

2) Dépendence en énergie de la collision

Le flot dirigé est produit par les interactions nucléon-nucléon dans la zone de collision. Nous pouvons comprendre avec des arguments théoriques simples la variation de v_1 avec E_{lab} (E_{lab} est l'énergie du projectile dans le référentiel du laboratoire). Pour une faible valeur de E_{lab} (inférieure à quelques dizaines de AMeV), c'est la composante attractive de cette interaction qui domine. De plus les noyaux sont très peu contractés et les nucléons de l'un sont sensibles au champ moyen des nucléons de l'autre. Le flot dirigé est alors négatif [42], voir figure III.13.a. En revanche, à haute énergie, l'interaction devient répulsive. Un gradient de pression se crée dans la zone de collision et il est plus fort dans la direction du paramètre d'impact : les trajectoires des particules émises sont déviées de l'axe de la collision. Plus schématiquement, les nucléons du projectile "rebondissent" sur la cible et ont alors une trajectoire vers

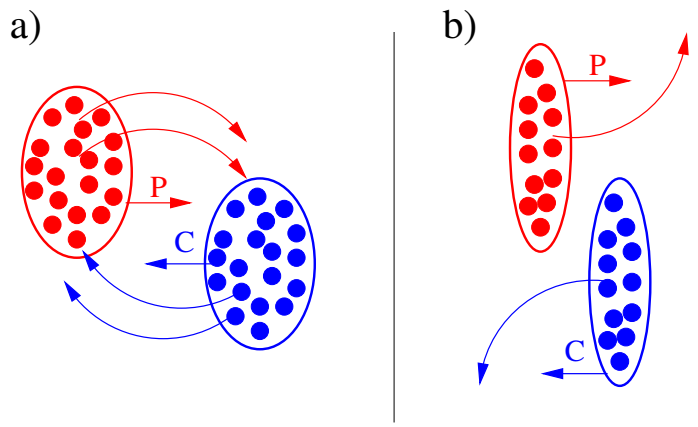


Figure III.13: Schémas d'une collision entre un projectile (P) et une cible (C) vue dans le plan de réaction. a) cas où $E_{lab.} < E_{BAL}$, $v_1 < 0$. b) cas où $E_{lab.} > E_{BAL}$, $v_1 > 0$.

le haut, voir figure III.13.b. Nous avons donc $v_1 > 0$. La transition entre un flot dirigé négatif et un flot positif se fait à E_{BAL}, où E_{BAL} est l'énergie de balance. Elle correspond grossièrement à l'énergie de Fermi des nucléons ($\sim$ 35 MeV). En fait, sa valeur dépend de la taille des noyaux. En effet, à basse énergie, l'interaction attractive provient des nucléons qui sont en surface, v_1 doit donc se comporter comme $A^{2/3}$, où A est le numéro atomique du noyau. En revanche, la partie répulsive de l'interaction nucléon-nucléon est un effet de volume et varie donc comme A. v_1 devient plus vite positif pour les noyaux massifs par rapport à des noyaux plus petits. Autrement dit, E_{BAL} diminue avec A. Les dernières mesures d'INDRA au GANIL le confirment [43].

La figure III.14.a présente différents résultats expérimentaux du paramètre de flot F défini par l'équation III.42. F rend compte de la force du flot dirigé des particules. A plus haute énergie $E_{lab} >$ 0.1 AGeV, v_1 continue d'augmenter, atteint un maximum vers 0.3-0.4 AGeV puis rediminue. En effet, les particules de v_1 sont déviées par la pression dans la zone de collision et elles s'en éloignent d'autant plus vite que l'énergie de la collision est élevée : les effets collectifs donnant naissance au flot dirigé, qui se forme à un temps très court après la collision, n'ont pas le temps de se mettre en place et v_1 est faible. Les mesures au SIS (de 0.09 à 2 AGeV) [44], à l'AGS (de 2 à 11.5 AGeV) [45] et au SPS (à 40 et 158 AGeV) [46] confirment cette tendance. Nous nous attendions à un v_1 très faible à RHIC.

3) Dépendence en rapidité

Pour des collisions symétriques, nous avons déjà remarqué que v_1 est une fonction impaire de y^* (y^* la rapidité dans le référentiel du centre de masse). Il est donc linéaire près de la rapidité centrale, voire sur pratiquement tout l'interval en rapidité. Néanmoins, pour $y \sim y_{proj}$ et $y \sim y_{cib}$, v_1 sature, voire diminue (les dernières analyses de flot par NA49, à 40 et 158 AGeV, semblent au contraire manifester un "anti-flot" pour les protons ; une pente négative à la rapidité centrale en est un exemple.), à cause du "rebond" sur les fragments ("bounce-off") [47] : nous obtenons donc une courbe en forme de S, voir figure III.15.

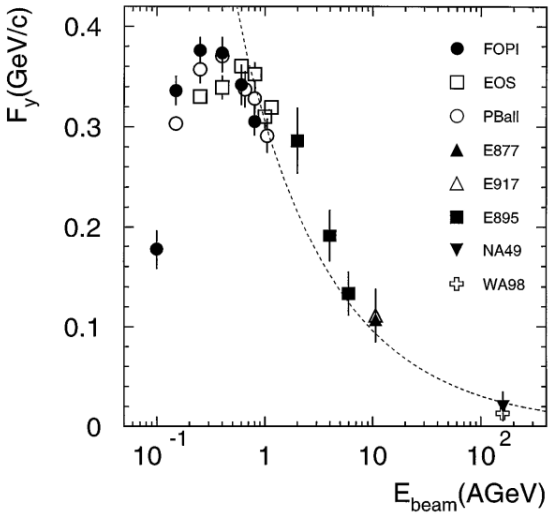


Figure III.14: Mesures expérimentales du paramètre de flot $F_y = F/Y_{CM}$ en fonction de l'énergie de la collision [38].

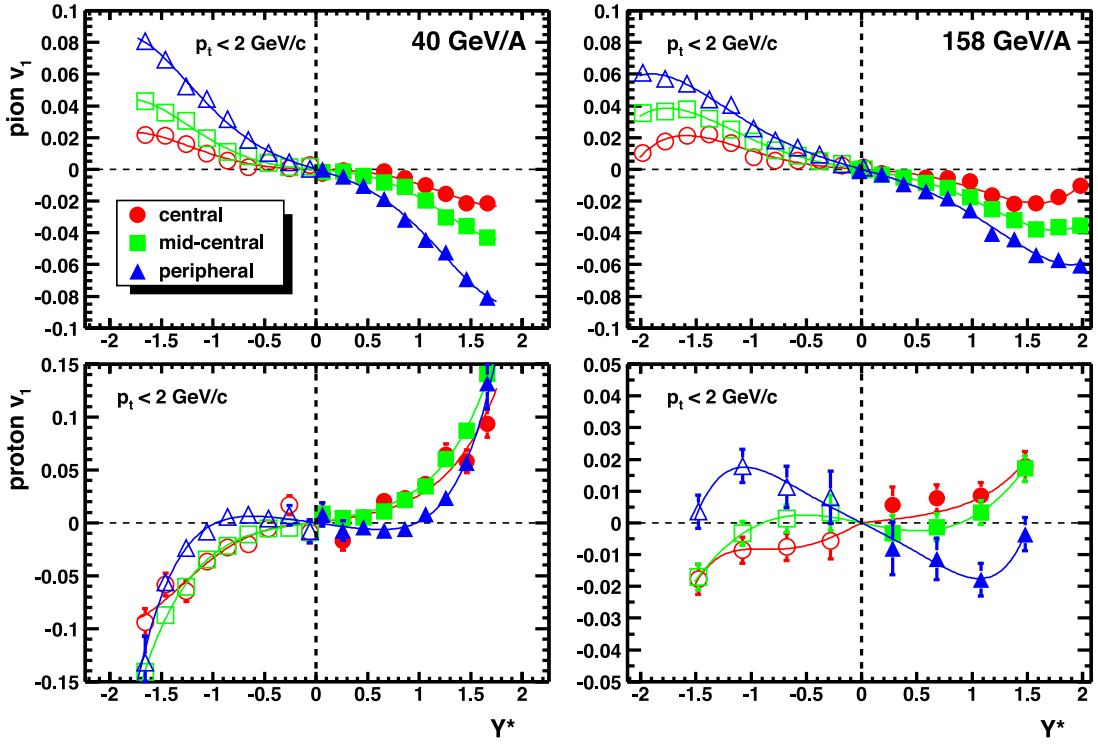


Figure III.15: Flot dirigé v_1 observé au SPS dans les collisions Pb+Pb à 40 A·GeV et 158 A·GeV. L'antiflot de proton mis en évidence dans l'expérience NA49 et correspondant aux collisions centrales, contrairement au modèle UrQMD, n'implique aucune transition de phase [39].

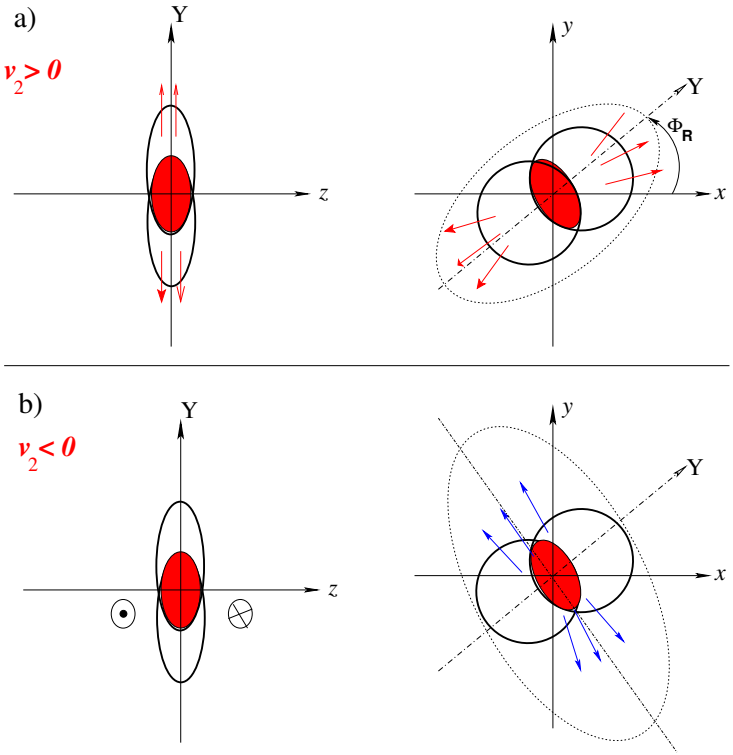


Figure III.16: Interprétation géométrique du flot elliptique v_2. Les axes x et y représentent le plan transverse, alors que les axes Y et z définissent le plan de réaction. En haut, cas où $v_2 > 0$; en bas, cas où $v_2 < 0$.

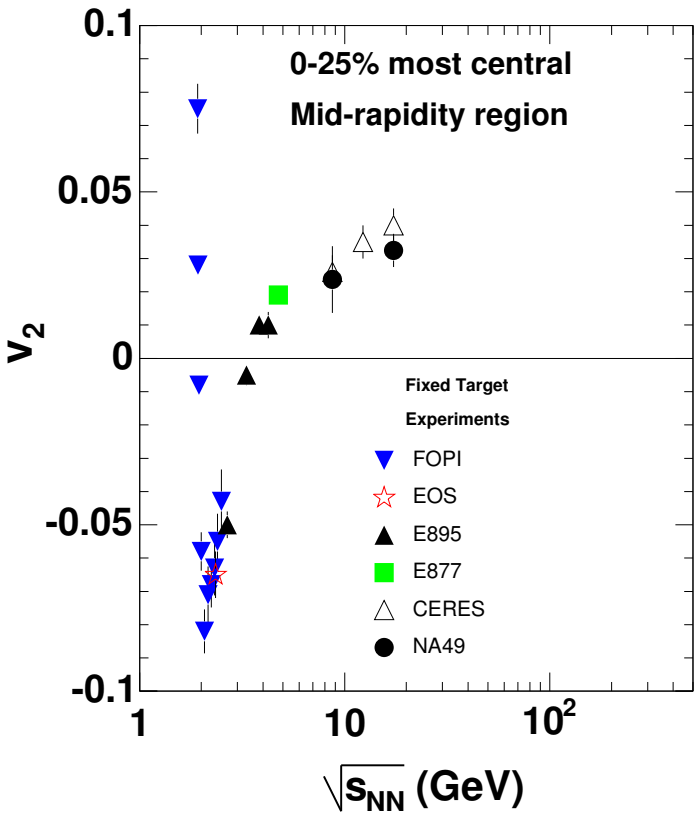


Figure III.17: Fonction d'excitation du flot elliptique v_2 dans la région mid-rapidité pour les collisions avec des cibles fixes et pour une centralité 0-25%. Les données de FOPI, EOS, E895, E877 et de CERES se sont pour les protons. Les données de NA49 sont pour les mésons π. Figure de la réfrence [55].

- Convention de signe: flot des protons et des pions

Le signe absolu de v_1 ne peut être donné par l'expérience. En fait, la plupart des collaborations adoptent la convention de $v_1 > 0$ pour les protons dans la région de rapidité avant. Ainsi l'étude du flot dirigé autour de l'énergie de balance ne se fait pas par l'observation d'un changement de signe, puisque v_1 est pris positif par convention, mais par la mise en évidence d'un minimum autour de E_{BAL}[43]. C'est bien la physique, par exemple les modèles théoriques qui fixent ce signe. Le flot dirigé des pions peut être étudié car les pions sont des particules les plus abondamment produites dans une collision ultra-relativiste. Cependant leur flot dirigé est plus faible car il résulte de collisions sur les nucléons spectateurs ou sur les protons produits. Mais le fait important est qu'ils ont un v_1 de signe *opposé* à celui des protons puisqu'ils diffusent sur les protons [48]. Cela a été vérifié expérimentalement à Saturne [49], l'AGS [45] et au SPS [50], comme le montre la figure III.15.

III.3.2.d Notion du flot elliptique "v_2" et résultats aux AGS/SPS

Le deuxième cœfficient de Fourier v_2 est communément appelé flot elliptique. Nous nous intéressons ici uniquement à la direction des particules dans le plan transverse, sans se soucier de la région de rapidité avant ou arrière, contrairement au flot dirigé. Si $v_2^{obs} = \langle \cos 2(\varphi - \phi_R) \rangle > 0$, cela signifie que les particules vont préférentiellement suivant la direction du plan de réaction. Vue dans le plan transverse (voir Figure III.16.a à droite), la distribution a pour grand axe l'axe Y. On parle alors de flot elliptique dans le plan de réaction "in-plan flow". En revanche, quand $v_2^{obs} < 0$ (voir Figure III.16.b à droite), les particules partent suivant un axe normal au plan de réaction : le flot est dit flot elliptique hors plan de réaction "out-of-plan".

- Physique du flot elliptique aux AGS/SPS

1) Dépendence en énergie de la collision

Les mesures de v_2 en fonction de E_{lab}, provenant de différentes collaborations, sont présentées à la figure III.17. A des énergies inférieures à 0.1 AGeV, le flot elliptique est "in-plane" : les noyaux après la collision forment un système en rotation autour de la direction du paramètre d'impact. Les particules subissant l'effet de la force centrifuge sont donc émises dans le plan de rotation qui est le plan de réaction. Le flot elliptique produit est alors "in-plane" et $v_2 > 0$. Une première transition vers un v_2 négatif a été observée à une énergie notée E_{TRAN}. Nous avons vu qu'à plus haute énergie, la partie répulsive de l'interaction nucléon-nucléon domine. Seulement la présence des fragments autour de la zone de collision gêne l'expansion de cette dernière et les particules sont émises dans les régions libres de nucléons spectateurs, i.e., perpendiculairement au plan de réaction : le flot elliptique est "out-of-plane" et $v_2 < 0$. Cet effet de "squeeze-out" a été discuté dans la Réf. [51]. La collaboration FOPI a mis en évidence ce changement de signe en mesurant v_2 dans les collisions Au+Au pour des énergies allant de 0.09 à 0.4 AGeV [52] : $E_{TRAN} \sim 0.1$ AGeV.

Pour les énergies encore plus élevées, une deuxième transition se produit et le flot elliptique redevient "in-plane" [54]. Cela peut se comprendre en termes de compétition entre deux temps caractéristiques, le temps de passage des noyaux, d'ordre $2R/\gamma$, où γ est le facteur de Lorentz, et le temps τ que prennent les effets collectifs pour se développer. Au SPS ou à RHIC, les noyaux subissent une contraction de Lorentz très grande et les zones de fragmentation ont quitté la région de la collision bien avant que les effets collectifs

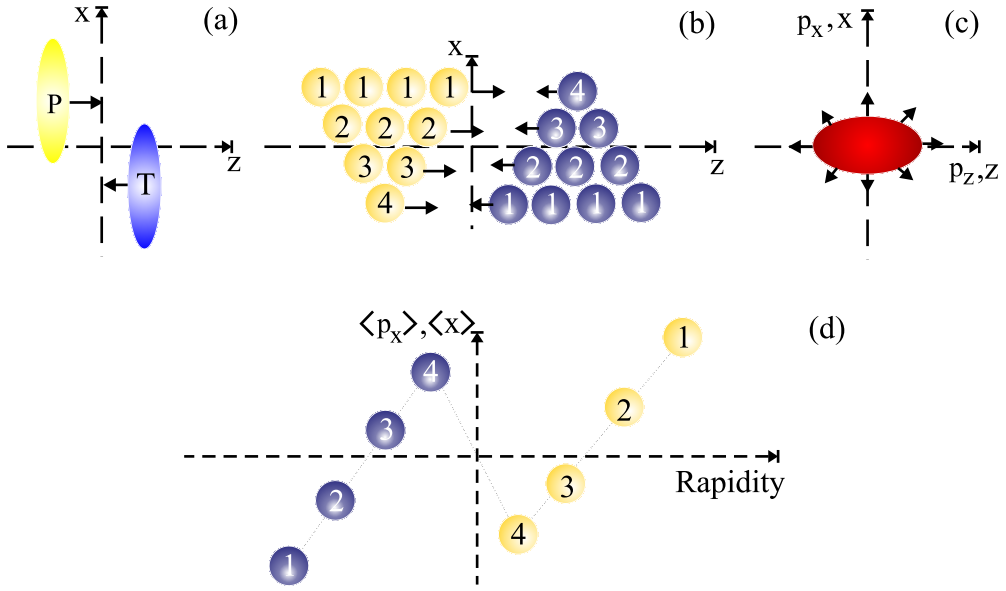


Figure III.18: Vu schématique du milieu d'une collision centrale symétrique des ions lourds en fonction du temps dans (a), (c) et de la distribution en rapidité de $\langle p_x \rangle$ et $\langle x \rangle$ dans (d). Dans (b) la zone de chevauchement est amplifiée et les "spectateurs" ne sont pas montrés. Dans ces figures x est la coordonnée le long de la direction du paramètre d'impact et z est la coordonnée le long de la direction de projectile [53].

n'aient eu le temps de se mettre en place. Maintenant, si la zone de collision est partiellement thermalisée, c'est le gradient de pression qui va imposer la distribution des particules. Comme ce gradient est plus fort le long de la direction du paramètre d'impact, les particules seront émises préférentiellement "in-plane". La transition semblent se faire vers 4 AGeV comme il est montré sur la figure III.17.

Afin d'avoir une bonne compréhension, considérons un nucléon du projectile en regard de la cible comme il est illustré sur la figure III.18. Plus il aura de matière à traverser, plus il sera ralenti et plus sa rapidité sera proche de y_{CM}. En revanche s'il se trouve au bord de la zone de collision, il sera peu ralenti et il aura un grand y. Maintenant, à haute énergie, le flot elliptique est positif et les particules sont donc émises suivant la direction du plan de réaction (suivant l'axe x la figure III.18). Les particules proches de la rapidité centrale ont donc un $\langle p_x \rangle < 0$ alors qu'à grand y, $\langle p_x \rangle > 0$. Ce changement de signe dépend de la centralité de la collision mais surtout de la force du flot elliptique. Il semblerait que jusqu'aux énergies du CERN, des effets comme l'interaction entre les particules produites et les nucléons spectateurs (appelée "shadowing") domine sur la corrélation entre les coordonnées spatiales et l'impulsion, produisant une pente positive [56].

2) Dépendence en centralité

Le flot elliptique a le même comportement que le flot dirigé, à savoir qu'il s'annule pour les collisions très centrales et très périphériques, en passant par un maximum pour les collisions semi-peripheriques. Nous pouvons toutefois en dire un peu plus. A des énergies ultra-relativistes, nous avons vu que la source du flot est le gradient de pression dans la zone de collision, pourvu que le système soit thermalisé. Nous

introduisons l'excentricité ("Standard") de la zone de collision définie par :

$$\epsilon^{st} \equiv \frac{\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle}{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle} \tag{III.43}$$

où x est la direction du paramètre d'impact et y un axe qui lui est perpendiculaire dans le plan transverse. L'anisotropie dans l'espace est la cause de l'anisotropie dans l'espace des impulsions. Pour des sphères dures, $\epsilon^{st} \sim b/(2R_A)$. Un calcul plus réaliste utiliserait une paramétrisation de la densité nucléaire "à la Woods-Saxon" :

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_A)/a}} \tag{III.44}$$

où $R_A = 1.1A^{1/3}$, $a = 0.53$ fm et ρ_o une constante de normalisation. Sauf pour les collisions très périphériques où l'effet de peau du noyau devient important, ϵ^{st} décroît linéairement avec le nombre de participants N_{part}, cette décroissance étant plus rapide pour de gros noyaux.

Il est donc naturel de comparer ϵ^{st} à l'excentricité dans l'espace des impulsions ϵ_p^{st} :

$$\epsilon \equiv \frac{\langle p_y^2 \rangle - \langle p_x^2 \rangle}{\langle p_x^2 \rangle + \langle p_y^2 \rangle} = \frac{\langle p_T^2 v_2 \rangle}{p_T^2}, \tag{III.45}$$

parfois confondue dans la littérature avec v_2. Dans la limite hydrodynamique, i.e., pour un système complètement thermalisé et pour un libre parcours moyen très petit devant R_A, la source du flot elliptique vient uniquement de la déformation du système [54, 57] soit

$$v_2 \propto \epsilon \propto (N_{part}^{max} - N_{part}). \tag{III.46}$$

En revanche, pour un système peu dense, v_2 varie plutôt comme le nombre de collisions [59]

$$v_2 \propto \epsilon \frac{dN}{dy} \propto (N_{part}^{max} - N_{part}) N_{part}, \tag{III.47}$$

où dN/dy est la densité de particules par unité de rapidité, approximativement proportionnelle au nombre de participants. Une déviation de v_2 par rapport à la décroissance linéaire reflète donc une thermalisation incomplète de la zone de collision. v_2 représente donc un bon test de l'équilibre thermique du système.

Une autre manière de voir cet équilibre thermique est d'étudier le rapport v_2/ϵ en fonction de la centralité car les effets purement géométriques s'annulent entre le numérateur et le dénominateur. Ce rapport contient donc toute la dynamique de la thermalisation du système. Alors que la limite thermodynamique ne donne aucune dépendance en centralité, v_2/ϵ doit s'annuler pour les collisions très périphériques où peu de collisions se produisent. Si une transition de phase du premier ordre a lieu à partir d'une certaine centralité, v_2 varie moins vite lorsqu'on augmente encore la centralité : le rapport v_2/ϵ devrait présenter un plateau sur l'intervalle en centralité où une phase mixte est produite [59, 60, 61].

3) Dépendence en rapidité

Les résultats substantiels qui ont été obtenus à SPS de l'énergie 40 et 158 A·GeV par la collaboration NA49 (voir figure III.19) [39] montrent clairement la première signature d'antiflow des protons autour de la mid-rapidité, contrairement aux données d'AGS [39].

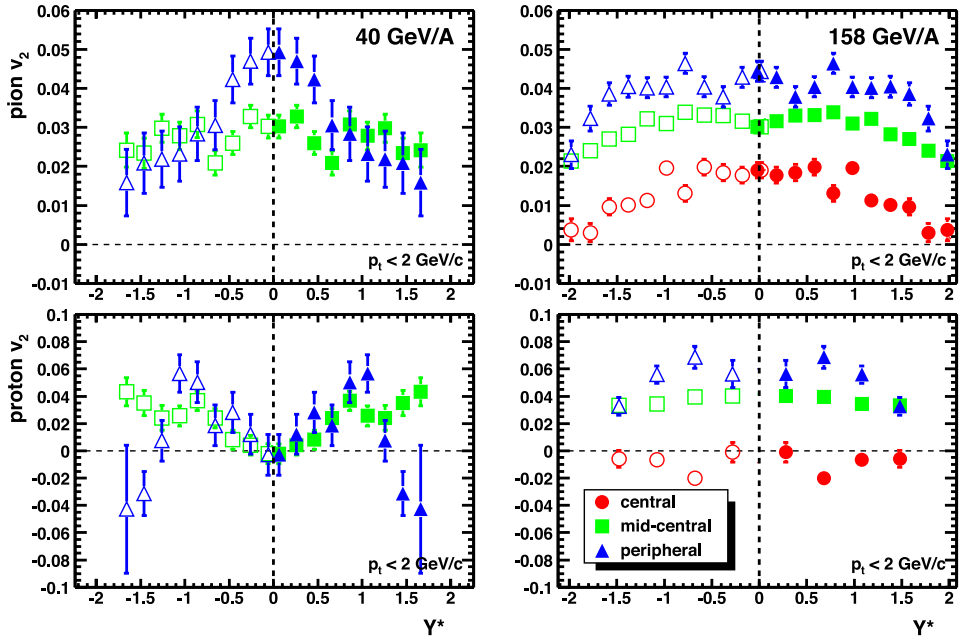


Figure III.19: Flot elliptique v_2 des protons en fonction de la rapidité pour les collisions Pb + Pb à 40 A·GeV mesuré par l'expérience NA49 pour les trois cas de centralité : central (points), mi-central (carrés) et périphérique (triangles) [39].

III.3.3 Collisionneur des ions lourds ultra-relativistes - RHIC

Dans cette section nous décrivons l'accélérateur, les expériences et ainsi que quelques considérations théoriques importantes pour l'analyse des collisions des ions lourds ultra-relativistes.

III.3.3.a Accélérateur

Le Collisionneur des Ions Lourds Relativiste (anglais RHIC) est situé sur le site de Brookhaven National Laboratory (New York). RHIC permet d'accélérer toute une gamme de projectiles, allant du proton au noyau d'or. Il est également le seul collisionneur au monde à pouvoir accélérer des protons polarisés. Il offre donc un potentiel d'étude physique unique et très intéressant. Un descriptif de l'accélérateur RHIC ainsi que des différentes expériences, BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR, peut être trouvé dans la Réf. [62].

Le RHIC renferme deux tubes côte à côte qui permettent la circulation du faisceau dans les deux sens (chaque tube correspond à une ligne de faisceau), voir figure III.20. Chaque ligne de faisceau mesure 3,83 kilomètres de circonférence, et le collisionneur fournit l'espace pour six secteurs d'expériences dont quatre sont actuellement équipés avec des détecteurs (BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR). RHIC a été conçu avec des aimants supraconducteurs pour réaliser la circulation et les collisions. Par suite de ce choix, un grand système cryogénique est employé pour satisfaire les besoins de l'installation. Tous les aimants d'anneau de stockage sont supraconducteurs refroidi à 4.2 K par un réfrigérateur d'hélium de 25 kilowatts. L'établissement du faisceau à sa puissance nominale se fait en plusieurs étapes. Les ions sont

Run	Années	Faisceaux	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	Duree (jours)	$\int \mathcal{L}dt(\mu b^{-1})$
I	2000	Au+Au	56	1	
			130	42	20
II	2001 -	Au+Au	200	112	260
	2002	p+p	200	30	$1.4\ 10^{-6}$
		Au+Au	19.6	1	0.4
III	2003	d+Au	200	70	$74\ 10^{-3}$
		p+p	200	42	$5\ 10^{-6}$
IV	2004	Au+Au	200	84	3740
		Au+Au	62.4	21	67
		p+p	200	49	$100\ 10^{-6}$
V	2005	Cu+Cu	200	56	$42\ 10^{-3}$
		Cu+Cu	62.4	12	$1.5\ 10^{-3}$
		Cu+Cu	22.4	1.6	18
		p+p	200	70	$30\ 10^{-6}$
		p+p	410	1	$0.1\ 10^{-6}$
VI	2006	p+p	200.0	91	$88.6\ 10^{-6}$
		p+p	62.4	12	$1.05\ 10^{-6}$
VII	2007	Au+Au	200.0	89.6	$7.25\ 10^{-3}$
		Au+Au	9.2	1	small
VIII	2008	d+Au	200	63	$437\ 10^{-3}$
		p+ p	200	24	$38.4\ 10^{-6}$
		Au+ Au	9.2	1	small
VIIII	2009	p+p	500	21	$110\ 10^{-6}$
		p+p	200	70	$114\ 10^{-6}$
X	2010	Au+Au	200	76	$10.3\ 10^{-3}$
		Au+Au	62.4	20	544
		Au+Au	39	13	206
		Au+Au	7.7	32	4.23
		Au+Au	11.5	8	7.8
XI	2011	p+p	500	19	$166\ 10^{-6}$
		Au+Au	19.6	3	33.2
		Au+Au	200	45	$9.79\ 10^{-3}$
		Au+Au	27	48	63.1
XII	2012	p+p	200	4.4	$74.0\ 10^{-6}$
		p+p	510	4.9	$283\ 10^{-6}$
		U+U	193	3.1	736
		Cu+Au	200	5.4	$27.0\ 10^{-3}$
XIII	2013	polarisé p+p	510	13.3	$951\ 10^{-6}$
XIIII	2014	Au+Au	14.6	en préparation	
		Au+Au	200	en préparation	

Tableau III.2: *Faisceaux fournis par le collisionneur RHIC classifiés suivant l'année de production, les ions en collision, l'énergie, type des faisceaux, et leur luminosité.* $\int \mathcal{L}dt$ *correspond à l'intensité intégrée fournit pour tous les quatre expériences [58].*

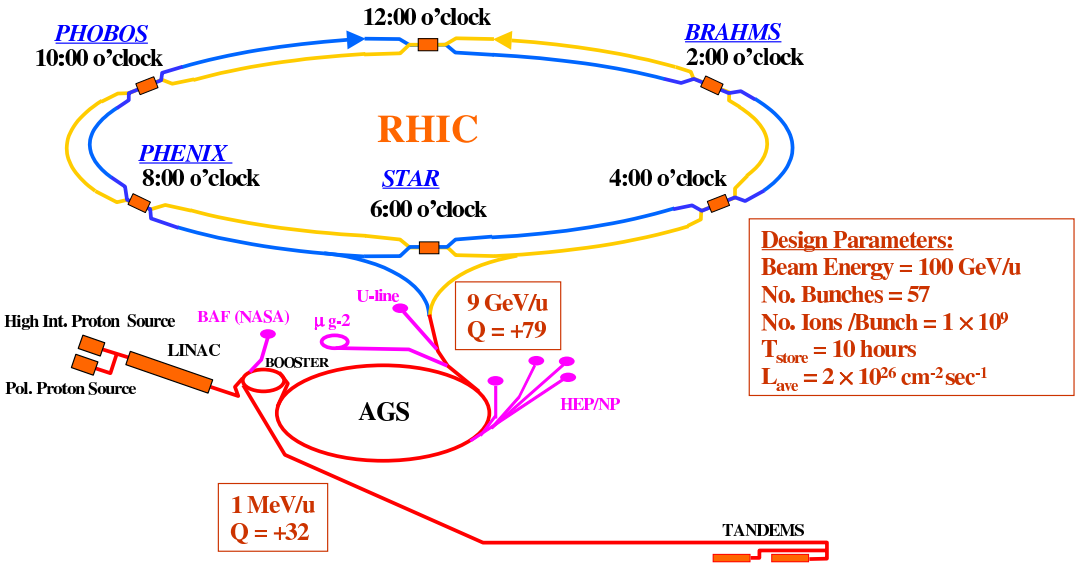


Figure III.20: Vue d'ensemble du complèxe accélérateur du RHIC [62].

d'abord injectés en provenance de la ligne AGS à RHIC (ATR) sous la forme de paquets. Un système d'aimants permet de choisir dans quel sens le paquet est injecté en bout de la ligne ATR. La couleur bleue est traditionnellement attribuée au sens horaire alors que le sens anti-horaire est jaune. L'anneau du RHIC est rempli sur toute sa circonférence lorsqu'un maximum de 56 paquets circule dans chaque sens. La phase d'accélération utilise le principe du synchrotron et dure environ une demi-heure. Les collisions sont finalement possible aux croisements des faisceaux à six endroits différents. RHIC peut collisionner des noyaux de masse s'étendant des protons aux noyaux les plus lourds comme Au. En raison de l'indépendance des anneaux (tubes) RHIC a la grande flexibilité de faire se heurter des masses non identiques, telles que deuton (d) sur noyau d'or (Au). L'énergie maximale des collisions pour les noyaux lourds est $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/nucléon, alors que l'énergie supérieure pour les collisions p + p est $\sqrt{s_{NN}} = 510$ GeV.

La disposition de RHIC est montrée dans Fig. III.20. Les faisceaux des ions lourds proviennent de la source et sont accélérés successivement par un accélérateur de type Tandem van der Graaf, le synchrotron et le synchrotron alternatif de gradient (AGS), où ils sont accélérés à 10,8 GeV/nucléon, entièrement dépouillé de leurs électrons, et injecté dans RHIC. Les protons polarisés atteignent 200 MeV à travers le Linac et sont accélérés par l'impulseur vers l'AGS à 24,3 GeV pour l'injection dans RHIC. La polarisation des protons est maintenue au moyen des serpents sibériens. Pour plus de détails voir le rapport du RHIC dans la Réf. [62]. Le tableau III.2 présente les listes des faisceaux, énergies, et la luminosité intégrée pour les runs du RHIC.

III.3.3.b Expériences

Auprès de RHIC, il y a quatre expériences consacrées à la physique des ions lourds. Ils fonctionnent actuellement sur quatre des zones d'interaction. Chacune des quatre expériences contient des calorimètres identiques appelés ZDC [63]. Ils sont utilisés pour le déclenchement, la surveillance de luminosité, et la caractérisation d'événement. Les ZDCs sont les calorimètres hadroniques compacts fabriqués en fibre de

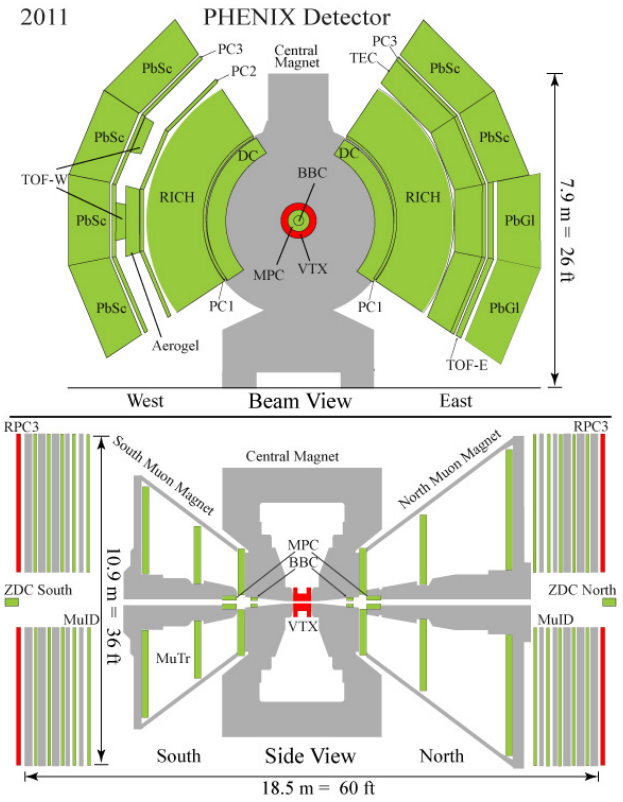


Figure III.21: *Vue schématique de l'expérience PHENIX [64].*

tungstène. Ils sont situés immédiatement en aval des aimants de dipôle de la machine qui définissent la région d'interaction. Les ZDCs ont une acceptance de 2.5 mrad par rapport à la direction du faisceau. Le flux d'énergie dans cette acceptance est dominé dans des collisions d'ions lourds par les neutrons (spectateurs). La résolution en énergie de ZDC est suffisante pour distinguer les vitesses individuelles des neutrons du faisceau [63]. Les quatre expériences du RHIC sont:

[1]. **Expérience PHENIX** (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment): l'expérience PHENIX [64] est conçue pour faire des mesures de précision d'une grande variété de quantités observables, sensibles aux temps de l'évolution des collisions entre ions lourds. L'accent particulier est mis sur les signaux rares (les photons directs, les paires de lepton, J/ψ et les jets de fragmentation) qui testent le système chaud et dense à la phase initiale. La mesure des paires leptoniques à bas p_T est un outil important pour l'étude de la restauration de la symétrie chirale. Les mesures inclusives et les corrélations des hadrons identifiés à haut p_T sont sensibles aux interactions partoniques dans le milieu.

Le détecteur de PHENIX, présenté dans la figure III.21, se compose de quatre spectromètres de deux types différents. Le premier type avec une acceptance $|\eta| < 0.35$ est destiné à l'étude des hadrons chargés, des électrons et des photons au niveau de mi-rapidité. Ils sont chacun composé de chambres à dérive et de chambres à pad pour reconstruire les trajectoires des particules, d'un détecteur

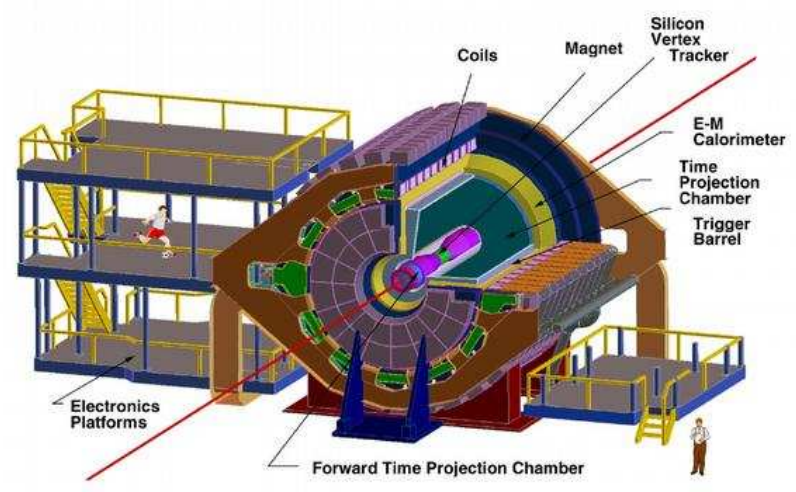


Figure III.22: *Vue schématique de l'expérience STAR [65].*

de temps de vol (TOF), d'un détecteur RICH (Ring Imaging Cherenkov) et des détecteurs de "Time Expansion Chamber" (TEC), donnant l'identification de proton jusqu'à $p_T = 5$ GeV/c. Les électrons et les photons sont mesurés à l'aide d'un calorimètre électromagnétique (calorimètre à verre de plomb), fortement granulaire. Le second type de spectromètre est situé à grand rapidité. Il est destiné à l'étude des paires de muons. Son objectif principal est l'étude du $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ avec une acceptance de -2.25 $< y <$ -1.15 et 1.15 $< y <$ 2.44. Il est constitué d'un absorbeur qui arrête les hadrons et ne laisse traverser que les muons qui interagissent peu. Les paires de muons sont reconstruites dans une série de chambres de trajectographie.

[2]. **Expérience STAR** (Solenoid Traker At Rhic) : l'expérience STAR couvre une grande variété de mesures. Il a pour but d'étudier les hadrons chargés, les baryons, et mésons étranges, les électrons et les photons produits dans les collisions. STAR a des possibilités robustes pour déclencher et mesurer des observables à grand P_T pour étudier des interactions partoniques dans la matière dense. Les mesures de J/ψ et de Υ donneront une sonde directe du déconfinement.

Le détecteur STAR [65] est illustré sur la figure III.22. STAR est construit à base d'un aimant solenoidal, avec un rayon de 260 centimètres ayant un champ de force de 0.5 T, entourant une variété de systèmes de détection. Le dispositif principal de cheminement (tracking) est la chambre de projection de temps (TPC) avec un rayon de 200 centimètres et un couverture azimutale complète sur $|\eta| <$ 1,4. Le cheminement (tracking) supplémentaire est fourni par les détecteurs intérieurs de silicium drift à mid-rapidité et par le TPC situé vers l'avant à 2.5$< |\eta| <$4. Les photons et les électrons sont mesurés par le Barrel et des calorimètres électromagnétiques (EMC), avec une couverture azimutale complète et une couverture en pseudorapidité de -1.0 $< \eta <$ 2.0. L'identification des particules est effectuée en utilisant l'ionisation particulière (dE/dx) dans le gaz de TPC, le temps de vol, la reconstruction des déplacements des vertexes pour les particules en décroissance faible, et les méthodes combinatoires de masse invariante. L'identification des baryons étranges et des mésons a été effectuée jusqu'au $p_T = 6$ GeV/c et pour les mésons charmés jusqu'à 10 GeV/c, avec les mesures

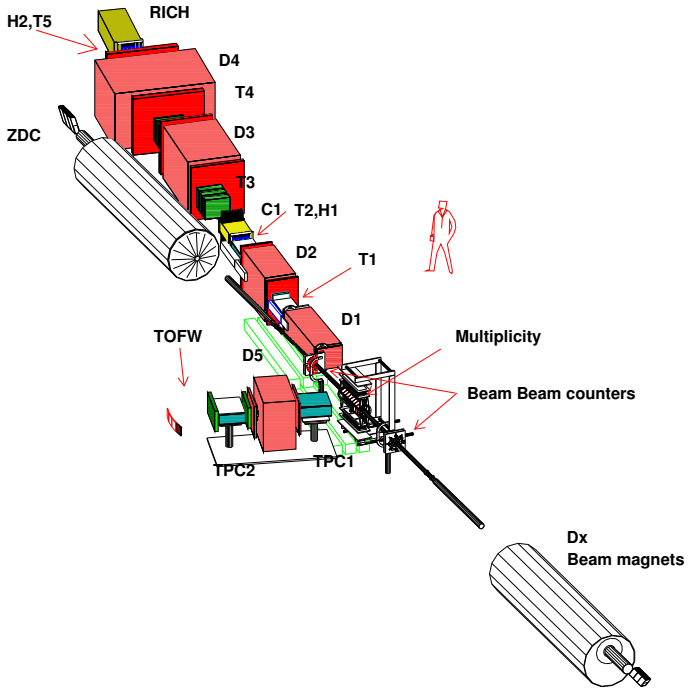


Figure III.23: *Vue schématique de l'expérience BRAHMS [66].*

actuellement limitées par la statistique. Le déclenchement rapide (fast trigger) utilise le ZDCs, les scintillateurs vers l'avant (compteurs de faisceau-faisceau: BBC), un barrel de scintillateurs entourant la TPC, et l'EMC.

[3]. **Expérience BRAHMS** (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer) : les mesures de l'expérience de BRAHMS portent essentiellement sur les grandes précisions des mesures inclusives des hadrons primaires sur une grande couverture spatiale. BRAHMS a en effet une grande couverture, se prolongeant pour les mésons, pions chargés, à la rapidité $y = 4$ (la rapidité du faisceau d'Au est de 5.37). BRAHMS est la seule expérience capable d'étudier spécifiquement la région où les noyaux sont arrêtés.

Le détecteur de BRAHMS [66], montré sur la figure III.23, se compose des deux spectromètres de particules chargées indépendants: le premier spectromètre est placé vers l'avant, avec une acceptance de 0.8 msr mesurant un moment $p_T < 35$ GeV/c pour des angles relativement au faisceau $2.3^o < \theta < 30^o$ et le deuxième spectromètre est placé au niveau de la rapidité du centre de masse, avec l'acceptance de 6.5 Mgr et une couverture angulaire $30^o < \theta < 95^o$. Les mesures de moments et l'identification de particules utilisent des chambres de projection temporelle (TPC) en même temps que le temps de vol des hodoscopes, et des détecteurs de Cherenkov. Le déclenchement et la caractérisation globale d'événement des ions lourds sont effectués en utilisant un détecteur de multiplicité en silicium de mi-rapidité, des détecteurs vers l'avant des scientillateurs, et les ZDCs.

[4]. **Expérience PHOBOS:** l'expérience PHOBOS est conçue pour effectuer une recherche très générale des signatures inconnues et potentiellement rares à priori de la physique, exigeant un dispositif

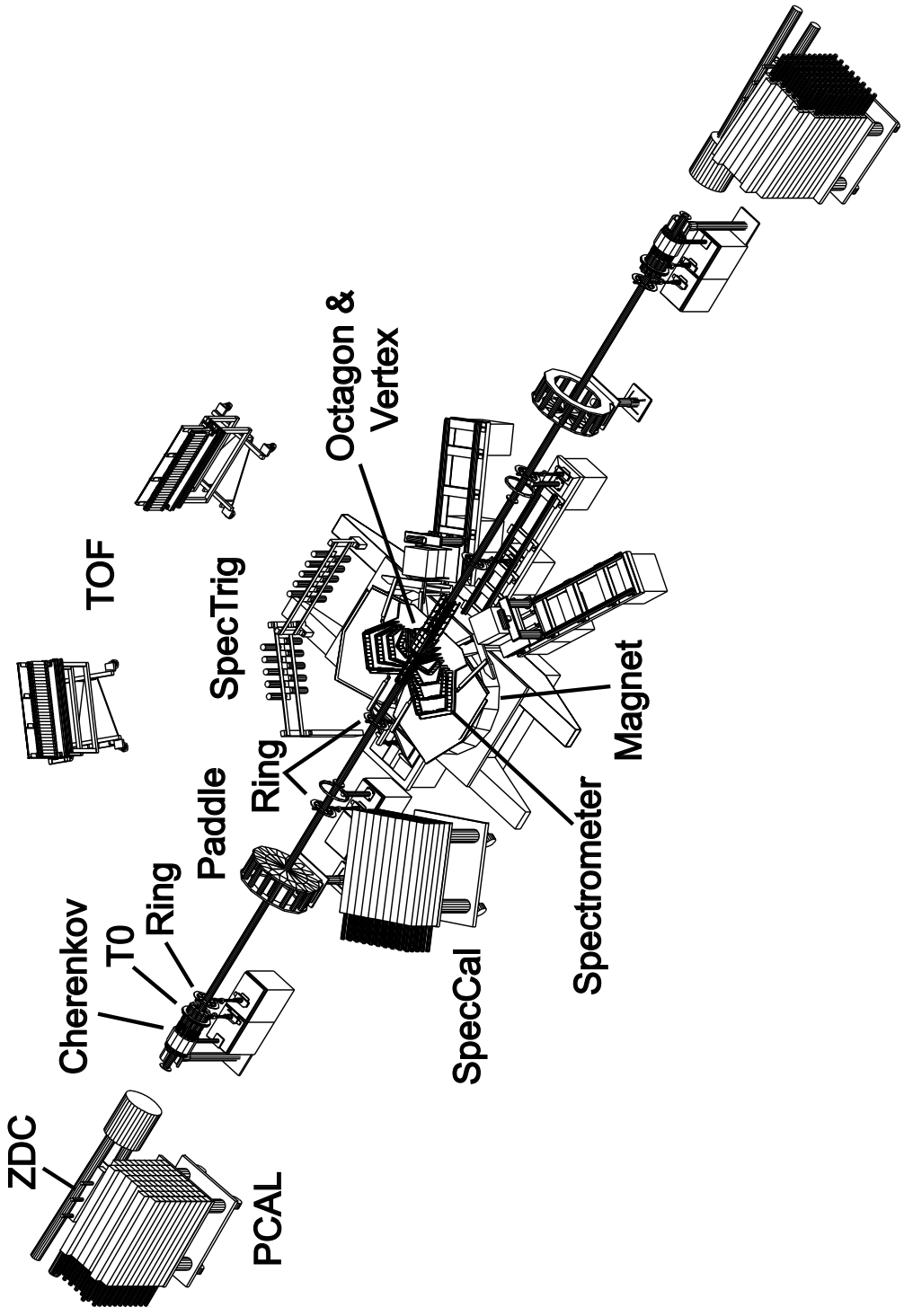


Figure III.24: *Vue schématique de l'expérience PHOBOS [67].*

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	19.6	53	56	62.4	130	200	540	630	900	1800
σ_{NN}^{inel} [mb]	31.5	35.0	35.3	36.0	39.3	42.0	48.0	48.6	51.0	56.0

Tableau III.3: Sections efficaces inélastique des collisions nucléon-nucléon (σ_{NN}^{inel}) présentées en fonction de l'énergie ($\sqrt{s_{NN}}$) de la collision [68].

avec une très grande acceptance qui détecte presque toutes les particules chargées issues de chaque événement. Pratiquement l'espace entier de phase de RHIC est couvert par la mesure de multiplicité de PHOBOS, le taux élevé de déclenchements et d'enregistrements permettant des recherches en différé des événements peu communs ou des fluctuations rares. Les phénomènes à grande échelle dans des collisions d'ion lourds peuvent produire des effets à très bas $p_T \simeq 30$ MeV/c. Les spectromètres de PHOBOS mesurent également des p_T suffisamment grands pour être sensibles aux observables "jets".

L'expérience PHOBOS [67], montrée sur la figure III.24, est basée presque entièrement sur des détecteurs pixels en silicium. Elle se compose d'une rangée de détecteur de multiplicité couvrant 11 unités en pseudorapidité, d'un détecteur vertex finement segmenté, de spectromètres à mi-rapidité, et de détecteurs de déclenchement. Les bras des spectromètres pour l'identification de particules sont localisés dans un champ magnétique de 2 T. L'identification des particules à haut p_T est associée aux mesures de temps de vol. La considération particulière est mise sur des mesures à très bas moment transverse, exigeant une ligne de faisceau d'épaisseur très mince (Be) pour minimiser l'impact des particules secondaires crées des matériaux. Donc PHOBOS possède une ligne de faisceau fabriquée en béryllium de 18 mètre de longueur.

III.3.4 Aspects géométriques des collisions entre ions lourds

Dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau, l'interaction multiple se produit à deux niveaux : hadronique et partonique. L'interaction multiple influence beaucoup les aspects dynamiques des collisions nucléaires à haute énergie, en particulier l'interaction partonique initiale qui est responsable de la production de particules chargées et également des spectres de particules issues des processus durs rares. Ceci dépend essentiellement de la géométrie de la collision noyau-noyau, qui indique également la géométrie de la matière dense produite. La détermination de la géométrie de la collision est un élément principal dans l'étude des collisions entre ions lourds.

III.3.4.a Interaction multiple et le modèle de Glauber

Le modèle de Glauber (MG) est basé sur une image géométrique très simple d'une collision noyau-noyau. On suppose que des nucléons sont en mouvement sur une trajectoire linéaire, indépendant du fait qu'ils puissent se heurter avec d'autres nucléons ou pas. Après qu'un nucléon est heurté par un autre nucléon, on a certainement un objet baryonique fortement excité. On suppose que dans le MG la section efficace de l'interaction de cet objet excité avec d'autres nucléons dans l'état fondamental - ou dans un état excité - est identique à la section efficace des collisions inélastiques ordinaires nucléon-nucléon, σ_{nn}.

Dans le modèle de Glauber, des quantités peuvent être calculées en se basant sur des expressions analytiques. Cependant, modéliser par exemple le bruit de fond dû aux détecteurs "smearing" - qui a un effet sur la centralité - est beaucoup plus facile dans un cadre de simulations Monte-Carlo (MC). Par exemple, dans le cadre de MC les nucléons des deux noyaux d'Au sont distribués dans l'espace selon le profil de densité de nucléon. Alors un paramètre d'impact b de la collision de noyau-noyau est choisi aléatoirement. Une collision de deux nucléons a lieu si leur distance d satisfait:

$$d < \sqrt{\sigma_{nn}/\pi} \tag{III.48}$$

III.3.4.b Calculs analytiques dans le modèle de Glauber

Un participant est défini comme nucléon ayant subi au moins une collision inélastique de type nucléon-nucléon. Le nombre de participants N_{part} est fréquemment employé pour caractériser la centralité d'une collision de noyau-noyau, particulièrement quand des réactions des noyaux avec le nombre de masse différent A sont comparées. Le nombre de collisions inélastiques nucléon-nucléon N_{coll} et la fonction nucléaire de chevauchement T_{AB} pour une classe de centralité donnée sont des quantités reliés.

Les deux seules données de ce modèle sont la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon σ_{nn} et les densités nucléaires (paramétrisation Wood-Saxon) des noyaux cible et projectile.

Les calculs théoriques d'interaction multiple sont basés sur le modèle de Glauber [69]. Dans ce modèle, les collisions hadron-noyau sont considérées comme une série d'interactions multiples hadron-nucléon. Négligeant la différence entre le hadron et ces états excités. La section efficace de la collision $h + A$ est donnée par :

$$\sigma_{hA} = \int d^2b \left(1 - \left[1 - \sigma_{hN} t_A(b)\right]^A\right) \tag{III.49}$$

où $t_A(b) = T_A(b)/A$ et $T_A(b)$ est la fonction d'épaisseur nucléaire définie de la manière suivante :

$$T_A(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_A(\vec{b}, z) \tag{III.50}$$

Dans l'équation III.49, et pour des noyaux lourds $A >> 1$, l'intégrale peut être approximée par une exponentielle $1 - exp[-\sigma_{hA} T_A(b)]$. Pour les interactions hadroniques avec une grande section efficace σ_{hN}, cette valeur est essentiellement déterminée par la distribution de la densité nucléaire ρ_A. Cet approche est le plus appropriée pour des processus doux (soft). Le profil de la densité nucléaire dans les calculs est pris comme une forme sphérique, avec une dépendance radiale de type Woods-Saxon :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + exp[(r - R)/d]}. \tag{III.51}$$

Les paramètres typiques pour les collisions des noyaux d'Au sont la densité $\rho_0 = 0.169$ fm^{-3} et l'épaisseur de la surface d = 0.535 ± 0.027 fm dérivée des données des interactions électron sur l'or. La charge radiale $R = 6.38$ est souvent augmentée à ~ 6.5 pour tenir compte de l'épaisseur de la peau de neutron. La figure III.25 illustre les paramètre utilisés dans la densité nucléaire de Woods-Saxon.

Cette formule III.49 peut être prolongée dans le cas des collisions de type $A + B$ en remplaçant la fonction d'épaisseur dans les collisions de $h + A$ avec la fonction nucléaire de chevauchement,

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int ds^2 T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}), \tag{III.52}$$

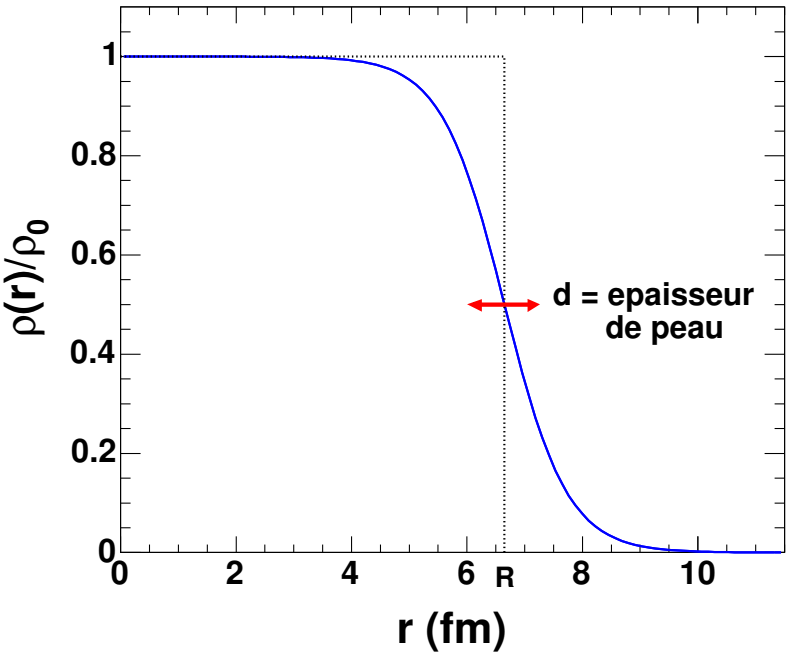


Figure III.25: Distribution de la densité de Woods-Saxon normalisée à la densité nucléaire normale ($\rho_0 = 0.169$ f^{-3}) pour une matière normale en fonction du paramètre d'impact.

ce qui représente le nombre binaire des collisions nucléon-nucléon par unité de section efficace,

$$N_{bin}(\vec{s},\vec{b}) = \sigma_{nn} \int d^2T_A(\vec{s})T_B(\vec{b}-\vec{s}) \tag{III.53}$$

En intégrant sur tous les nucléons dans A,

$$N_{bin}(\vec{b}) = \sigma_{nn} \int d^2T_A(\vec{s})T_B(\vec{b}-\vec{s}) = \sigma_{nn}T_{AB}(\vec{b}), \tag{III.54}$$

dans les collisions $A + B$ à un paramètre d'impact b.

Puisque les processus durs sont incohérents, leur section efficace dans les collisions $A + B$ devrait être proportionnelle au nombre de collisions binaires N_{bin}. Contrairement aux processus durs, les processus doux ont typiquement de grandes sections efficaces et les longueurs de cohérence beaucoup plus grandes que la taille nucléaire. On s'attend à ce que la section efficace inclusive et la multiplicité total de hadron soient proportionnelles au nombre de nucléons participants (Wounded nucléon model [70]). Dans le modèle interaction multiple de Glauber, le nombre moyen de nucléons participants (Wounded) à un paramètre d'impact fixe dans des collisions de $A + B$ est

$$N_{part}(b) = \int d^2T_A(\vec{s})[1 - e^{\sigma_{nn}T_B(\vec{s}-\vec{b})}] + \int d^2T_B(\vec{s}-\vec{b})[1 - e^{\sigma_{nn}T_A(\vec{s}-\vec{b})}] \tag{III.55}$$

Les distributions du nombre moyen de nucléon participants et la section efficace dσ/db en fonction du paramètre d'impact pour différents systèmes et les corrélations N_{bin} et N_{part} obtenues à l'aide du modèle de Glauber pour les collisions Au+Au, Cu+Cu et Si+Si sont présentées sur les figure III.26.

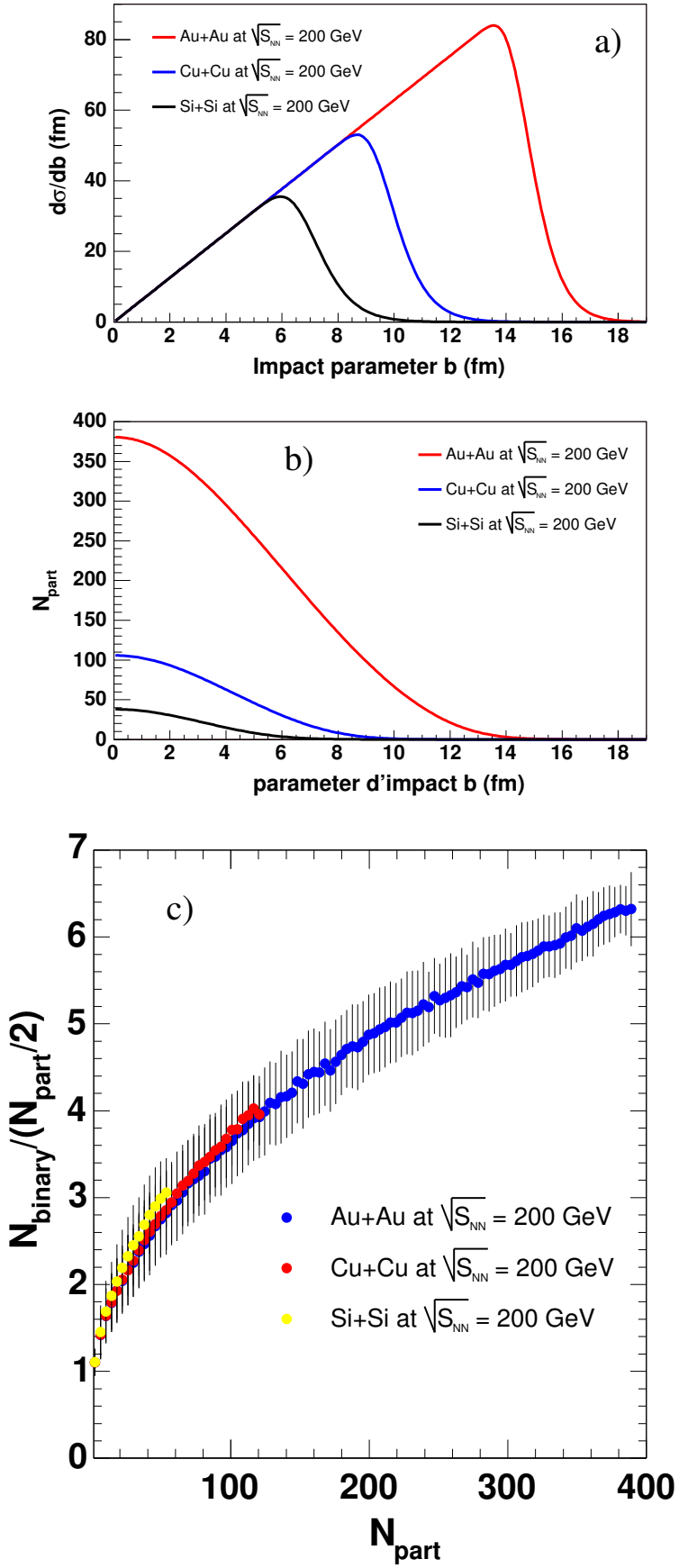


Figure III.26: a) distributions de la section efficace dσ/db en fonction du paramètre d'impact et b) distributions du nombre moyen de nucléons participants, c) corrélations N_{bin}et N_{part} pour les collisions Au-Au, Cu-Cu et Si-Si (voir texte). Ces résulats sont obtenues en utilisant le modèle de Glauber.

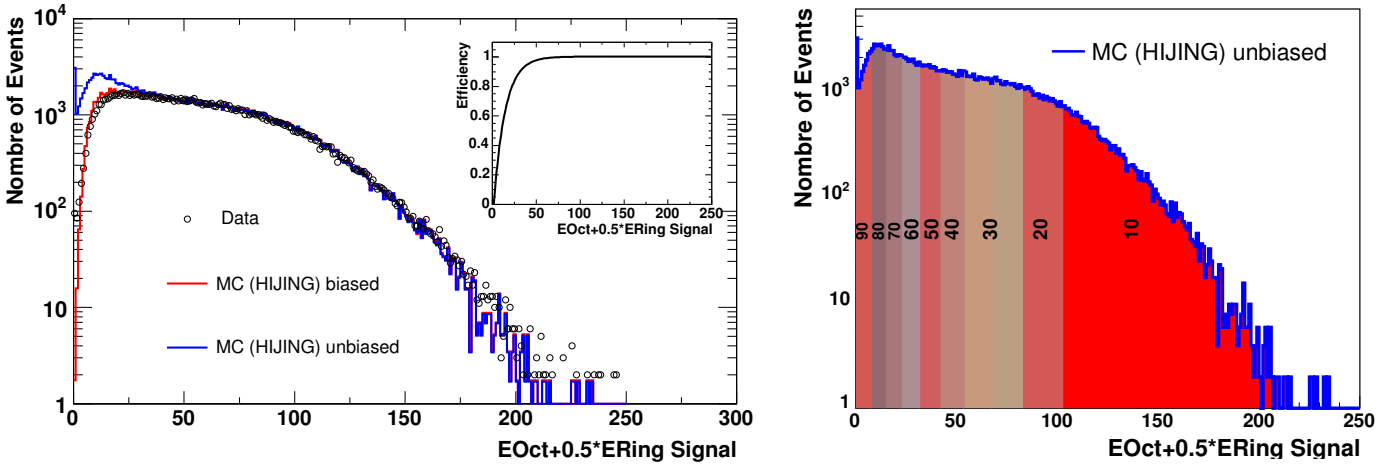


Figure III.27: a) distributions de particules chargées obtenues pour la collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV; les points représentent les particules observées dans le détecteur silicium (Octagon et Rings), l'histogramme en rouge représente les particules de la simulation avec les mêmes conditions d'évènements expérimentales (MC (HIJING biased) et l'histogramme bleu représente les particules simulées sans condition d'évènements (MC (HIJING) unbiased) dans le même détecteur. La figure insérée représente la distribution de l'efficacité en fonction de nombre de particules. b) distribution des particules chargés divisée par les sections efficaces (la centralité) en se basant sure la section efficace totale.

III.3.4.c Détermination de la centralité dans les collisions

Afin d'illustrer la procédure de la détermination de la centralité dans les collisions d'ions lourds au RHIC, on présente un exemple appliqué de PHOBOS dans les collisions d + A à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Comme la multiplicité des particules chargées dans les collisions d + Au est peu élevée, PHOBOS a utilisé les détecteurs de silicium (Octagon et Rings) pour déterminer la centralité. La première étape consiste à étudier la distribution de particules chargées observées par les détecteurs silicium qui est représenté par des points (symbole ouvert) sur la figure III.27. La deuxième étape consiste à s'assurer que les particules chargées simulées par le modèle (MC : HIJING) dans les même conditions expérimentales (i.e. mêmes conditions d'évènements) reproduit assez bien les données expérimentales; comme on le constate sur la figure III.27 HIJING (le histogramme en rouge) reproduit assez bien les données (les points). Donc ce modèle peut être utilisé a extraire l'efficacité du détecteur. La troisième étape consiste à faire le rapport de la distribution des données expérimentales (points) sur la distribution de HIJING sans condition d'évènement (histogramme en bleu). Ceci nous donne la distribution de l'efficacité du détecteur aux particules chargées qui est illustrée sur la figure insérée dans la figure III.27.a. La quatrième étape consiste à diviser la distribution des particules chargées simulées sans condition d'événements en sections efficaces comme il est présenté sur la figure III.27.b. En se basant sur la distribution des sections efficaces et sur la distribution d'efficacité qui vont être des entrées «inputs » pour le modèle de Glauber. Ce dernier fournit finalement le nombre de participants N_{part} et nombre de collisions N_{bin} correspondant à chaque section efficace. Cette procédure peut être appliquée à n'importe quel sous-détecteur sélectionné.

Fig III.28.a présente la corrélation mesurée dans des collisions Au + Au à 200 GeV entre l'énergie de ZDC (neutrons spectaculaires) et multiplicité chargée de particules détectées dans la région $3.1 < \eta < 3.9$,

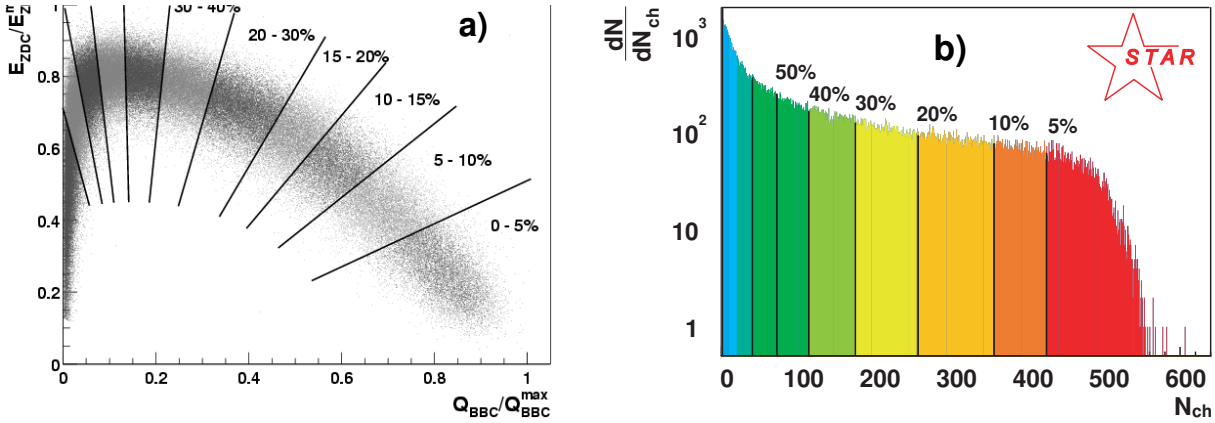


Figure III.28: Caractérisation de la centralité d'évènement. Figure de gauche a) : : la distribution d'énergie mesurée dans le détecteur ZDC (axe verticale) en fonction la multiplicité des particules chargées (axe horizontal), dans PHENIX [71]. Figure de droite b) : distribution de la multiplicité des particules chargées détectées dans la région de mid-rapidité, dans STAR [73]. Les deux figures sont pour des événements minimum bias d'Au + d'Au à 200 GeV et les distributions illustrent la division en casiers de centralité.

dans PHENIX. Dans les collisions de grand paramètre d'impact (collision plus périphériques), le nombre de neutrons vers l'avant et la multiplicité des particules sont toutes les deux petits. Les deux quantités augmentent lorsque le paramètre d'impact décroît, alors que pour les collisions les plus centrales le nombre de neutrons est encore petit tandis que la multiplicité est grande. La corrélation entre ces deux observables géométrie-sensibles est vue pour être forte. La figure illustre également les sections efficaces de centralité. L'énergie de ZDC est petite pour les deux cas; les collisions les plus centrales et les plus périphériques, et des limites de cette ambiguïté son utilitées comme étiquette de centralité. Pour beaucoup d'applications seule la distribution de multiplicité suffit comme étiquette de centralité, comme il est montré sur la figure III.28.b. La forme de la distribution est dominée par la géométrie nucléaire, avec la queue à la multiplicité la plus élevée régie par des fluctuations de multiplicité dans l'ouverture finie de mesure pour les collisions les plus centrales dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et en utilisant le détecteur STAR.

III.3.5 Les signatures du déconfinement

Pour déceler la formation du plasma de quarks et de gluons (PQG), il faut collecter et analyser les milliers de particules émises, lors d'une collision entre ions lourds. Dans les débris il est possible de trouver des indices et des signaux que le plasma a effectivement été produit. A l'heure actuelle, la phase partonique (comme PQG) n'a pu être mise en évidence de manière non ambiguë. Depuis plus de vingt années, des signaux spécifiques à la formation du PQG ont été proposés. De plus, l'expérience acquise à l'AGS, au SPS et au RHIC, nous donne une idée précise des signatures les plus prometteuses [74, 75]. Ces signaux peuvent être classés de la manière suivante :

- les observables globales permettent de caractériser la collision (centralité, multiplicité...) ; ce ne sont pas des signatures proprement dites mais elles apportent des indications sur la potentialité de

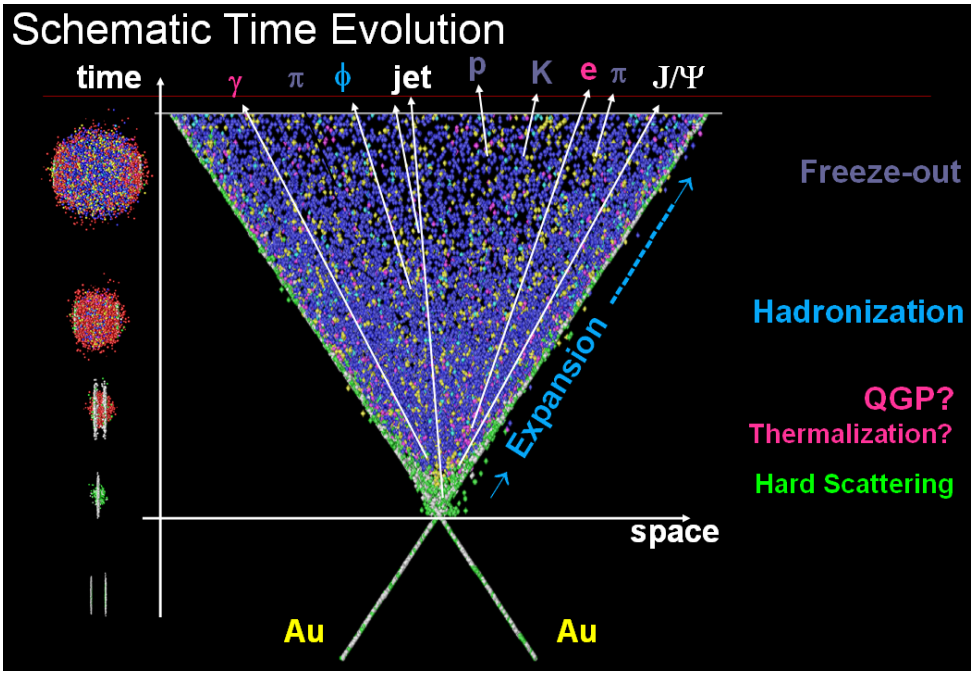


Figure III.29: Evolution d'une collision centrale entre ions lourds ultra-relativistes, Au+Au selon le scénario de Model de VNI [72].

l'évènement à atteindre la transition de phase;

- les sondes directes de la phase de plasma fournissent un lot de signatures insensibles à la phase hadronique comme il est montré sur la figure III.29 ; on compte principalement :
  - les photons thermiques (directs) émis lors des tout premiers instants de la collision,
- les signaux hadroniques sont sensibles à l'hadronisation ; les sondes les moins sensibles aux interactions baryonique sont les plus pertinentes.

Il est à noter que la signature unique ne semble pas exister : ce n'est que l'observation simultanée et concordante de plusieurs signatures qui permettra d'écarter sans ambiguité toute autre interprétation et d'apporter la preuve de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Bon nombre de ces signaux ont d'ailleurs déjà été observés individuellement mais aucun de ceux-ci ne démontre clairement le passage du système par une phase de plasma proprement dite.

III.3.5.a Multiplicité des hadrons chargés: Densité d'énergie

Différentes observables permettent d'obtenir des renseignements sur les caractéristiques globales de la collision. Par exemple, le paramètre d'impact b peut être dérivé de la mesure de la multiplicité totale de l'événement (qui diminue avec b) et de l'énergie des spectateurs (qui augmente avec b). De même, les grandeurs thermodynamiques telles que la température T, la pression P, l'entropie S, le potentiel chimique baryonique μ_b ou la densité d'énergie ϵ du système peuvent être déduites de ces mesures par comparaisons aux prédictions de modèles. Les dimensions spatio-temporelles de la zone chaude pourront

être obtenues grâce aux techniques d'interférométrie H.B.T. (Hanbury-Brown et Twist). La mesure de ces diverses observables aura deux applications principales.

- Une classification des événements suivant la violence de la collision pourra être réalisée. Pour cela, on pourra utiliser des informations comme le paramètre d'impact de la collision ou la température du système.

- Une signature d'un changement de phase pourra être fournie par l'étude des différentes variables thermodynamiques (S, P, T,...) et de leurs dépendances mutuelles. Un changement dans le nombre de degrés de liberté effectifs du système serait par exemple décelé par l'observation d'un brusque changement dans les mesures de ϵ/T^4 ou S/T^4 en fonction de la température. De même, l'observation d'une saturation de l'impulsion transverse moyenne $< p_T >$ en fonction de dE_T/dy ou dN/dy noterait également un changement de nombre de degrés de liberté.

  Notre capacité à atteindre les conditions requises à la formation du PQG dépend essentiellement d'une quantité : la densité d'énergie (ϵ_0) dans la zone centrale après la thermalisation du milieu. Cette densité d'énergie dépend elle même principalement de deux paramètres : l'énergie des faisceaux incidents et la nature de la collision. Plus la collision est centrale et violente, plus la densité d'énergie sera grande et plus le système sera prédisposé à évoluer vers un plasma de quarks et de gluons. Une évaluation de ϵ_0 peut être obtenue dans le cadre du modèle de Bjorken [29] :

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_0 A}\left(\frac{dE_T}{dy}\right)_{y=0} \tag{III.56}$$

  où A est la surface de recouvrement des deux noyaux et τ_0, le temps de thermalisation du milieu. Ce dernier est estimé à $\tau_0 = 1$ fm/c. Dans ces conditions, les densités d'énergie maximales obtenues à l'A.G.S., au S.P.S. et au RHIC sont respectivement $\epsilon = 1.3\ GeV/fm^3$ ($dE_T/dy \sim 200\ GeV$ pour des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV [76], $\epsilon = 2.9\ GeV/fm^3$ ($dE_T/dy \sim 405\ GeV$ pour des collisions Pb + Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.8$ GeV [77] et (au RHIC) $\epsilon = 4.6\ GeV/fm^3$ ($dE_T/dy \sim 508\ GeV$ pour les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [78].

III.3.5.b Flot des hadrons chargés: Effets collectifs

Dans les collisions entre ions lourds ultra-relativistes vues dans le système du centre de masse, les deux noyaux s'approchent n'ont pas en tant que deux sphères symétriques, mais en tant que deux disques aplatis sous la contraction de Lorentz. A l'énergie maximale du RHIC, le facteur de contraction de Lorentz ($\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) est approximativement 107.4 pour Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$. Juste après la collision, une fraction de l'énergie cinétique des noyaux est déposée dans la région centrale. L'étude des effets collectifs (de typ "**flot**") des hadrons s'applique à cette région centrale. C'est dans cette région que la densité d'énergie est la plus grande et que la transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons est la plus probable. On s'attend à ce que les interactions mutuelles, fréquentes parmi les partons produits dans l'état initial, conduisent le système à un état d'équilibre thermique. A ce stade, les quantités thermodynamiques, comme la température et la pression, peuvent être employées pour décrire le système, et son évolution qui peut être modéliser par les équations de l'hydrodynamique relativiste.

La pression créée dans l'état initial du système aura comme conséquence son expansion. Au moment de l'expansion, la température chutera, éventuellement croisant la température de transition et la phase l'hadronisation se met en place. Ensuite, la composition relative d'espèces des particules produites est fixée lors de l'atteinte de la température du gel chimique ("chemical freeze-out"). Les processus d'intéractions continuent jusqu'à ce que l'expansion produise un gaz d'hadron suffisamment dilué afin que les interactions s'interrompent. Cette étape finale est appelé le gel thermique ("Thermal freeze-out"), et aucune autre interaction hadronique ne se produit à partir de ce moment jusqu'à ce que les particules produitent de la collision soient détectées.

III.3.5.c Suppression des hadrons de haut p_T : Jet quenching

Les quarks et gluons de très hautes énergies produits dans la phase initiale peuvent sortir du système pour former des jets. Lors de leur traversée du plasma de quarks et de gluons, ces jets vont perdre de l'énergie. On s'attend alors à mesurer une suppression du nombre de jets de grande énergie.

Au SPS, les données des collisions Pb+Pb [105] ne présentent pas cette suppression du nombre de jets. Les données de SPS sont reproduites aussi bien par des calculs hydrodynamiques que par la chromodynamique quantique perturbative (pQCD). En fait, aux énergies du CERN, la queue de la distribution p_T ne distingue pas de façon claire le régime perturbatif du régime non perturbatif.

Au RHIC, il semblerait que l'effet Cronin et le "shadowing" ne suffisent pas à expliquer les spectres en p_T des pions neutres (π^0) pour les collisions centrales de RHIC [105]. En revanche, la prise en compte d'un "jet quenching" ajusterait ces données et mettrait en évidence un échelle de séparation [105] entre les domaines non perturbatif et perturbatif aux alentours de $p_T = 2$ GeV/c. Cette observation du "jet quenching" dans les résultats du RHIC sera abordée en détail dans le chapitre V. Pour comprendre le jet quenching, il est important de connaître les effets qui peuvent contribuer dans l'état initial comme le shadowing, anti-shadowing et l'effet Cronin.

III.3.5.d Effets dans l'état initial : shadowing, anti-shadowing, effet Cronin

Le shadowing est un effet nucléaire caractérisant l'état initial. Il s'agit d'une modification des densités partoniques des noyaux comparées à celles des nucléons. En première approximation, lors d'une collision centrale noyau+noyau, on s'attend à ce que les sections efficaces soient multipliées par un facteur A×B, avec A et B les nombres de nucléons des deux noyaux. Un noyau de nombre atomique A est alors approximé par la superposition de A nucléons indépendants, on doit donc avoir la relation, pour la production de la résonance J/ψ lors de collisions centrales par exemple,

$$\sigma(A + B \rightarrow J/\psi) = A \times B \times \sigma(p + p \rightarrow J/\psi) \tag{III.57}$$

La justification de ce facteur trouverait son origine dans la liberté asymptotique de QCD. En effet, pour une diffusion profondément inélastique, les partons peuvent être considérés libres au sein des nucléons, eux-mêmes libres au sein des noyaux. Pour passer d'une collision p + p à une collision A + B, on aurait ainsi juste à tenir compte du nombre de nucléons contenus dans le noyaux. Néanmoins, il n'en est rien et la distribution partonique au sein d'un noyau est largement modifiée. Afin de quantifier cette différence, on forme le facteur de modification nucléaire, défini par :

$$R_{AB} = \frac{1}{A \times B} \frac{N^{A+B}}{N^{p+p}} \tag{III.58}$$

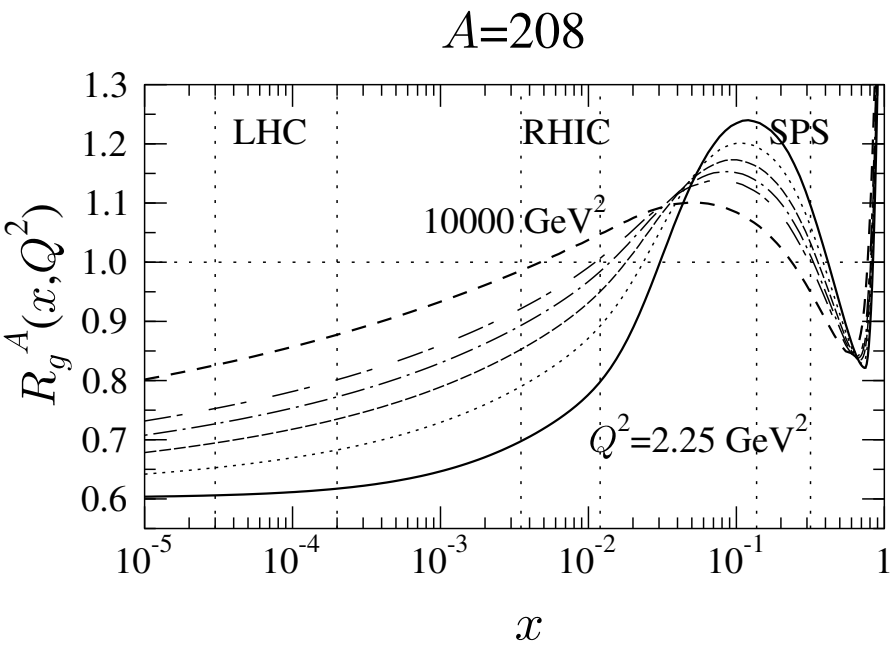


Figure III.30: Evolution du facteur de modification nucléaire gluonique dans un noyau A=208 en fonction de x Bjorken et de Q^2; les régions accessibles aux différents collisionneurs sont indiquées en pointillés [80].

avec N^{A+B} et N^{p+p}, le nombre de particules d'une espèce (par example J/ψ, π^0, $h^{\pm}$,...) donnée respectivement dans une collision A+B et $p+p$. Du fait que le processus dominant les diffusions inélastiques (pour la production de quarks lourds) serait la fusion de gluons, la différence de distribution des gluons au sein d'un noyau par rapport à celle au sein d'un nucléon apparaît donc capitale. Ainsi le facteur de modification nucléaire de la densité gluonique est donné par :

$$R_g^A = \frac{1}{A}\frac{f_g^A(x,Q^2)}{f_g^p(x,Q^2)} \tag{III.59}$$

avec $f_g^{p/A}(x,Q^2)$ la densité gluonique au sein d'un proton p ou d'un noyau A. x est le x de Bjorken $x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2P\cdot q}$ (pour plus de détails sur la figure voir la Réf. [80]). Ce facteur de modification de la densité gluonique a pu être déterminé en fonction des paramètres x et Q^2 grâce aux équations d'évolution de QCD [79]. Cette évolution est donnée sur la figure III.30 de la référence [80].

Différentes régions sont à distinguer sur la figure III.30. Pour des valeurs de x très petites, la densité gluonique dans le noyau devient plus petite que 1, c'est-à-dire qu'elle devient inférieure à celle attendue si cette densité devait être la simple superposition de la densité de A nucléons. Dans cette zone, la production de quarks (issus de la fusion de gluons) sera nettement diminuée : c'est le **shadowing**. Pour des valeurs de x de l'ordre de 0,1 on a au contraire une densité très importante qui favorisera d'autant la production de quarks lourds : on parle alors **d'anti-shadowing**. Enfin, pour des $x \sim 1$, on a de nouveau une chute densité, c'est l'effet EMC (L'acronyme EMC signifie European Muon Collaboration, c'est le nom de l'équipe qui a mis en évidence cette chute de la densité de gluons pour des $x \leq 1$). Enfin, on remarquera que les différentes

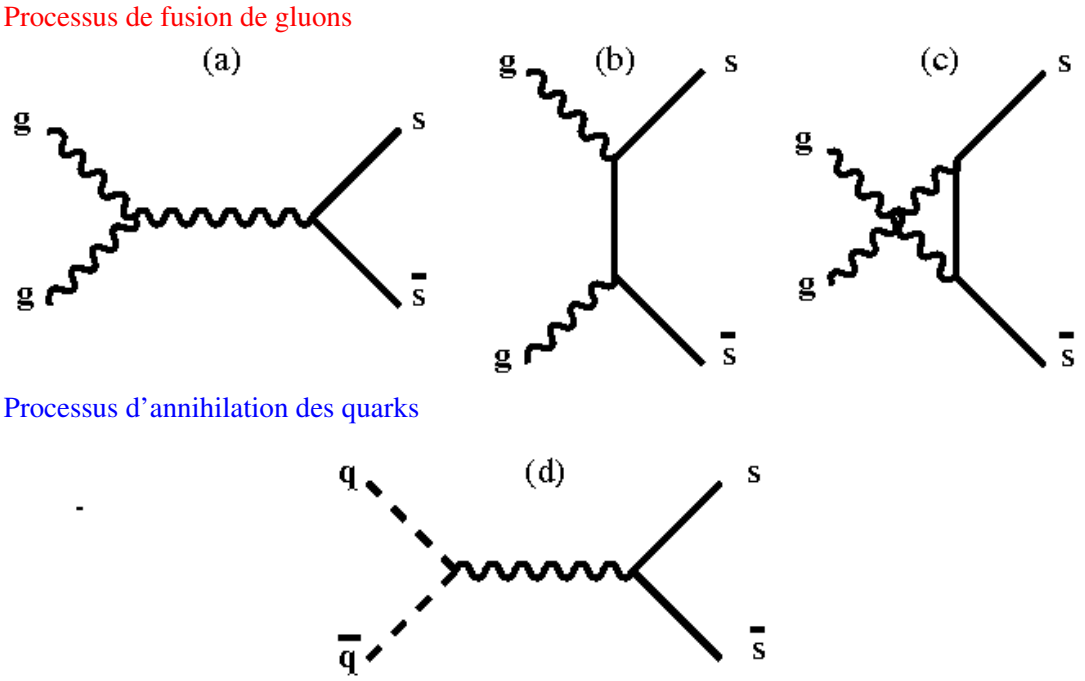


Figure III.31: Diagrammes QCD de production des quarks étranges a), b) and c) processus de fusion de gluons $gg \rightarrow s\bar{s}$ d) processus d'annihilation $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ et de quarks [81].

régions tendent à disparaître avec l'augmentation de Q^2.

Enfin, un dernier phénomène à considérer dans l'état initial est l'effet **Cronin**. Cet effet, contrairement aux précédents, n'est pas dû aux propriétés de la matière nucléaire. Il s'agit simplement d'un phénomène de diffusions multiples élastiques (dites softs, c'est-à-dire n'engendrant pas de création de particule) du parton considéré avant interaction dure. Du fait de ces diffusions multiples, une partie de l'impulsion longitudinale du parton se voie transférée en impulsion transverse. Ainsi, cet effet se traduit notamment par un taux de production accru pour les hadrons possédant un p_T modéré (2-4 GeV/c).

III.3.5.e Augmentation de la production d'étrangeté

Des collisions hadroniques classiques peuvent donner lieu à la production de particules étranges comme par exemple $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ ou $p + p \rightarrow p + K^+ + K^- + p$. La figure III.31 montre les différents mécanismes de création de paires $s\bar{s}$ par annihilation de quarks et de fusion de gluons. Mais, de part l'absence de quarks de valence étranges (s et $\bar{s}$) et leur masse importante devant celle des quarks u et d ($m_{s(\bar{s})} = 150$ MeV), cette production est très dépendance de l'énergie seuil mise en jeu dans la réaction. En effet, les seuils de production des particules étranges (K, Λ, Ξ et Ω) sont plutôt élevés.

$$\begin{aligned} \pi + N &\rightarrow K + \Lambda \quad (E_{seuil} \simeq 540\ MeV) \\ \pi + \Lambda &\rightarrow K + \Xi \quad (E_{seuil} \simeq 560\ MeV) \\ \pi + N &\rightarrow K + \Omega \quad (E_{seuil} \simeq 710\ MeV) \end{aligned}$$

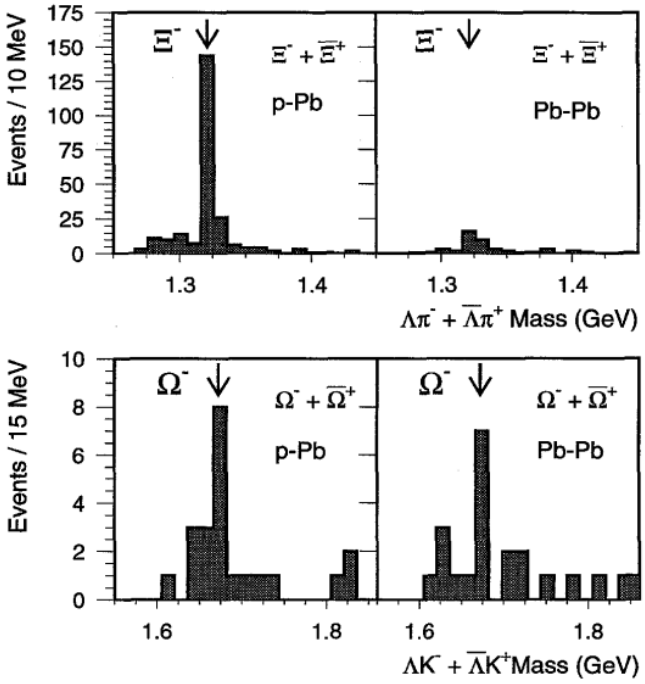


Figure III.32: *Production de* Ξ *et de* Ω *pour les collisions p-Pb et Pb-Pb [83].*

De plus, dans une collision entre ions lourds, une grande partie des particules produites sont des pions. Les hadrons étranges se formeront donc préférentiellement par les réactions décrites ci-dessus. On s'aperçoit alors que le problème devient encore plus marqué dans le cas des hypérons multi-étranges tels le Ω qui aura besoin de trois étapes pour être produit avec, pour chacune, un seuil proche de 600 MeV. Enfin il est à noter que les réactions de changement de saveur des quarks étranges ont des sections efficaces beaucoup plus importantes que les processus décrits ci-dessus. L'obtention d'un équilibre chimique de l'étrangeté est, par conséquent, plus compliquée dans le cas d'un gaz hadronique.

Dans le cas d'une formation du plasma de quarks et de gluons J. Rafelski et B. Muller [82] prédisaient une augmentation importante du taux de production de particules étranges. Les paires de quark-antiquark étranges $s(\bar{s})$ seraient abondamment produites, dans le plasma, essentiellement par fusion de gluons. Ce processus serait dominant par rapport au mécanisme d'annihilation de paires $q\bar{q}$ ($\sim 10\%$ de la contribution totale des paires $s\bar{s}$) et bien plus rapide.

L'augmentation de la production des paires de quarks étranges s'accompagne aussi d'annihilation des $s\bar{s}$ tendant à faire diminuer la densité d'étrangeté dans le milieu. Après un temps de relaxation τ, les processus de création et d'annihilation des quarks s et $\bar{s}$ s'équilibrent pour arriver à une valeur de saturation de la densité d'étrangeté correspondante à l'équilibre chimique.

Expérimentalement l'absence de transparence totale pour les noyaux dans les collisions entre ions lourds effectuées jusqu'à maintenant implique que la zone centrale excitée est riche en baryons. La production de paires $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ est alors pénalisée par leur potentiel chimique non nul (principe d'exclusion de Pauli) à l'inverse de celle de paires $s\bar{s}$. Pour une densité de quarks u et d dix fois supérieure à la densité de matière nucléaire "normale", l'énergie de Fermi des quarks légers est de l'ordre de 450 MeV, valeur supérieure à la masse d'une paire $s\bar{s}$ environ égale à 300 MeV. Il existe de nombreuses particules étranges

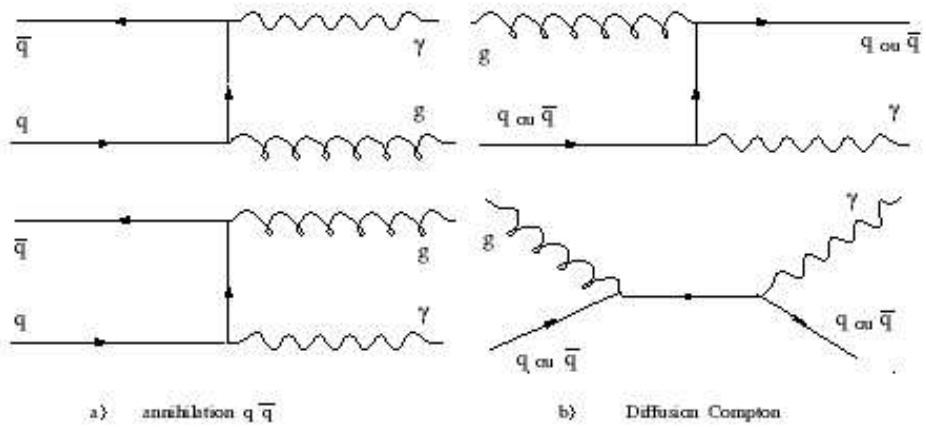


Figure III.33: *Processus de production de photons par annihilation et diffusion Compton.*

susceptibles de servir de sonde pour mettre en évidence le PQG. Parmi lesquelles le $K(u$ et $s)$, le $\Lambda(uds)$, le $\Xi(uss$ ou $dss)$, et le $\Omega(sss)$. Ces trois dernières particules sont intéressantes dans la mesure où leur probabilité de production par diffusion multiple, par exemple dans un gaz de hadron, est faible (de par leur masse élevée) en comparaison du K :

$$\frac{\Omega/\Xi\,|_{QGP}}{\Omega/\Xi\,|_{GH}} > \frac{\Xi/\Lambda\,|_{QGP}}{\Xi/\Lambda\,|_{GH}} > 1 \tag{III.60}$$

La figure III.32 montre la production de Ξ et de Ω pour des collisions p-Pb et Pb-Pb obtenue par la collaboration WA97. On peut constater que le rapport Ω/Ξ augmente fortement pour les collisions Pb-Pb.

Pour l'ensemble des particules étranges, on constate une augmentation de leur taux de production lorsque nous passons de collision hadron-noyau à noyau-noyau. Cette augmentation est tout à fait expliquable en termes de plasma de quarks et de gluons. Toutefois des scénarios d'hadronisation notamment les mécanismes de re-intéractions de particules secondaires permettent aussi d'expliquer ces phénomènes. Le cas des baryons multi-étranges (Ξ,Ω) est plus complexe puisque leur probabilité de production par ré-interactions est faible ; cela explique l'interêt porté à ces particules pour une signature du PQG.

III.3.5.f Production de photons, dileptons thermiques et processus du Drell-Yan

Les photons comme les dileptons thermiques créés dans le PQG seraient des particules idéales pour signer son existence car elles ne subissent pas les interactions fortes du plasma et de hadrons, et conservent alors les informations de la phase initiale où elles ont été créés.

1) Photons directs (Photons thermiques)

L'étude des photons directs non virtuels a été l'une des premières signatures proposées pour mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons [84]. Dans un plasma de quarks et de gluons, les photons directs sont produits par annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ (voir Figure III.33.a) et diffusion Compton $qg \rightarrow \gamma q$ (voir Figure III.33.b) et par Bremstrahlung $(gq(\bar{q}) \rightarrow \gamma q(\bar{q})$. Des photons réels sont également produits dans les collisions hadroniques. Puisque leur longueur d'interation est très grande devant la taille

du système (contrairement aux hadrons) ils pourront transporter des informations concernant la source qui les a émis tout au long de la durée de vie du système.

Le problème des signaux photoniques est que la production directe de photons est en compétition avec le formidable taux de bruit de fond produit de la désintégration des mésons pseudo-scalaires π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). La soustraction d'un tel bruit de fond est difficile mais de grand progrès ont été réalisés dans ce domaine. De plus, même en supprimant complètement cette contribution, il reste à différencier les photons produits dans le plasma, de ceux produits pendant la phase de l'hadronisation. En effet, pendant la phase hadronique, la principale source de photons est la réaction $\pi\rho \rightarrow \gamma\rho$ alors que pendant la phase de plasma, le processus dominant est la diffusion Compton ($gq \rightarrow \gamma q$) qui donnent, près de la transition de phase, des spectres similaires en intensité et en forme. Cette séparation peut cependant être réalisée, dans l'hypothèse qu'un plasma très chaud ait été créé, en regardant les spectres de photons dans l'intervalle $2 \leq p_T(GeV/c) \leq 5$ [75].

Les photons directs ont d'abord été étudiés au SPS du CERN par l'expérience WA80 dans les collisions avec des faisceaux d'oxygène et de soufre, puis par l'expérience WA98 avec un faisceau de plomb (Pb). L'expérience WA80 n'a pas constaté d'excès signicatif du taux de production des photons par rapport au bruit de fond dû aux photons issus de la désintégration des mésons π^0 et η représentant de 97 à 98 % du bruit de fond) [85]. Par contre, pour les collisions Pb-Pb centrales, un excès de 10 % été observé pour les impulsions transverses supérieures à 1.5 GeV/c et par rapport aux collisions proton-noyau [86]. Ce résultat semble indiquer un processus différent de production des photons dans les collisions noyau-noyau comparé aux collisions proton-noyau.

2) Les paires leptoniques (Dileptons) de basse masse

La signature de la formation d'un plasma par la détection des paires de leptons est l'une des premières proposées. L'idée de base est que les dileptons de désintégration des mésons vecteurs (en particulier le ρ) permettent de donner accès aux propriétés de la matière nucléaire dense à diverses étapes de l'évolution de la collision. Un excès significatif de la production de dileptons de la masse $200 < m_{ee} < 700$ MeV/c^2 a déjà été mis en évidence par la Collaboration CERES [87]. Cette accroissement, qui est concentré à bas P_T, ne peut pas être expliqué par des annihilations $\pi^+\pi^-$ dans le vide [74].

C'est le phénomène d'annihilation d'un quark et d'un anti-quark qui est à l'origine de la production de paires de leptons l^+l^- ($q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$). Dans un PQG ces annihilations pourraient être plus nombreuses. Comme dans le cas des photons la phase plasma si elle a été créée, n'est pas la seul source de dileptons. Outre la désintégration de résonance en paires l^+l^-, le processus physique de Drell-Yan (DY) génère aussi dans des collisions hadroniques des dileptons (annihilation $q\bar{q}$ pour des partons venant de la cible et du projectile). C'est un mécanisme important puisqu'au delà d'une masse de 2 GeV/c^2, il est à l'origine d'au moins 50% des dileptons produits.

Remarque :

Il faut cependant noter que même du point de vue théorique, la signification de l'augmentation de la production des dileptons et des photons n'est pas sans ambiguité. Certains auteurs [88] considèrent que la diminution de la température correspondant à la transition de phase devrait conduire à une baisse de production des photons et dileptons thermiques.

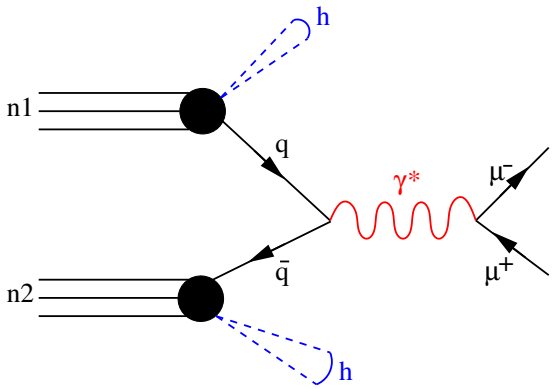


Figure III.34: Diagramme du processus Drell-Yan.

- Les autres sources de muons

Les signaux recueillis pour attester de la production de quarkonia sont les dimuons issus de leur désintégration. Toute autre source de muons sera donc considérée comme du bruit du fond duquel doit être extrait le signal. On distingue principalement trois sources : 1) les dimuons formés par collision nucléon-nucléon dans des processus Drell-Yan, 2) les leptons de désintégration des hadrons (principalement les mésons lourds tels que le D) et les leptons directs formés dans le plasma de quarks et de gluons.

- **Le Drell-Yan:**

  Le processus Drell-Yan est engendré par une collision nucléon-nucléon. Il s'agit d'un processus d'annihilation électromagnétique d'un quark de valence du premier noyau avec un anti-quark de valence du deuxième noyau qui, portant la même charge de couleur, donnent un photon virtuel. La matérialisation du photon massique se fait par production d'un dilepton ou diquark. Le diagramme de ce processus est donné par la figure III.34, dans le cas d'une matérialisation dimuonique.

  La nature électromagnétique du Drell-Yan est en fait un processus qui devrait être insensible à la formation du plasma. De plus, aux énergies du SPS, sa contribution au spectre en masse est dominante à haute masse. Ce processus apparaît donc comme une bonne référence pour la mesure de la production de J/ψ au SPS, permettant de plus de s'affranchir de quelconques bais d'appareillage. Aux énergies du LHC, le Drell-Yan devrait avoir une contribution faible et ne pourra plus servir de référence pour la production de quarkonia [89].

III.3.5.g Physique des résonances J/ψ et Υ

Le J/ψ et le ψ' (Υ, Υ' Υ'') sont des mésons vecteurs formés des quarks de valence c et $\bar{c}$ (b et $\bar{b}$); ils sont désignés par le terme charmonia (bottomonia). La masse et le spin des quarks sont montrés sur la figure III.35. L'état résonant $c\bar{c}$ possède ainsi plusieurs orbitales. Le J/ψ est l'état fondamental (1S), et le ψ' est l'état excité (2S). De même, pour les résonances belles, l'Υ est l'état fondamental (1S), l'Υ' est un 1^{er} état excité (2S) et l'Υ'' un 2^{eme} état excité (3S). Le tableau III.4 montre les masses et les températures de

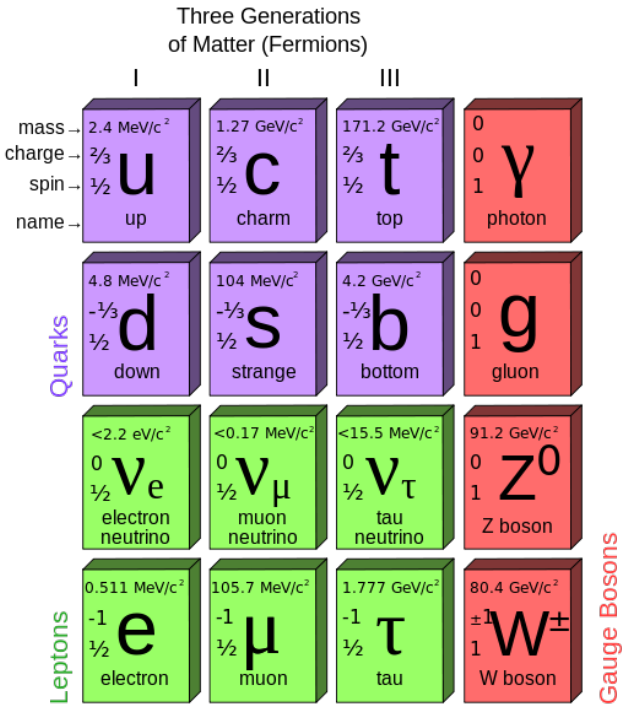


Figure III.35: Les particules fondamentales dane le Modèle Standard: les 12 fermions fondamentaux et les 4 bosons fondamentaux [90].

dissociation prédites par différents modèles pour les résonnances de la famille du J/ψ (états liés $c\bar{c}$, encore dénommés charmonia) et Υ (paires $b\bar{b}$ ou bottomonia).

Une des signatures qui a suscité le plus d'intérêt parmi les physiciens est la suppression des résonances lourdes celles de la famille du J/ψ (état lié $c\bar{c}$). Cette signature a tout d'abord été prédite par T. Matsui et H. Satz en 1986 [91]. En effet, un phénomène de type écrantage de DEBYE pourrait exister pour la charge de couleur dans le plasma de quarks et de gluons. On définit ainsi la longueur de DEBYE qui caractérise la force exercée par l'un des quarks sur le second. L'état lié $c\bar{c}$, modelisé comme un atome de BOHR, est dissout lorsque le rayon de DEBYE est inférieur à la distance entre les deux quarks au sein de la résonance (taille de la résonance). L'écrantage est faible (ou, de façon équivalente, que la masse de la résonance est importante). Le rayon de DEBYE, R_{DEBYE}, doit donc être inversement proportionnel à la masse de la résonance, Celui-ci étant inversement proportionnel à la température de dissociation, T_d [95]: $R_{DEBYE} \sim 1/T_d$ ainsi au sein d'une même famille, les résonances lourdes doivent être dissociées avant les plus légères. La température de dissociation, T_d, est la température à partir de laquelle l'état résonant ne peut plus être formé, on doit donc observer un taux de production de cette résonace plus faible que celui attendu. On constate en effet que les résonances lourdes sont dissociées avant les plus légères (la même remarque s'applique également aux résonances de la famille du Υ). Ce qui implique une suppression de la production en «escalier». Les résonances lourdes, telles que le ψ' seront dissoutes plus tôt que le χ_c, elles mêmes dissoutes avant le J/ψ. La figure III.36 élucide ce comportement. On constate également que les états χ_c et ψ' sont dissociés avant la formation du plasma puisque $T_d < T_c$. ***Une suppression pourrait ainsi être observée sans pour autant que le plasma ait été formé.***

Tableau III.4: Caractéristiques pour les résonances de la famille du J/ψ et Υ. La ligne «contrib. au fondamental» donne la contribution de la résonance considérée à l'état fondamental de la famille. Les températures de dissociation sont extraites de [92, 93]. Les masses et rapport d'embranchement en dimuons $B_{\mu\mu}$ proviennent de [94].

	Famille du J/ψ			Famille du Υ				
	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ_b'	Υ''
Masse (GeV/c^2)	3,096	3,510	3,685	9,460	9,859	10,023	10,232	10,355
Contrib. au fondamental	62%	30%	8%	52%	26%	10%	10%	2%
$B_{\mu\mu}$	5,88	0	0,7	2,48	0	1,31	0	1,81
T_d /T_c (Digal et al. [66])	1,10	0,74	0,20	2,31	1,13	1,10	0,83	0,75
T_d /T_c (Wong et al. [67]	0,99	0,90	0,50					

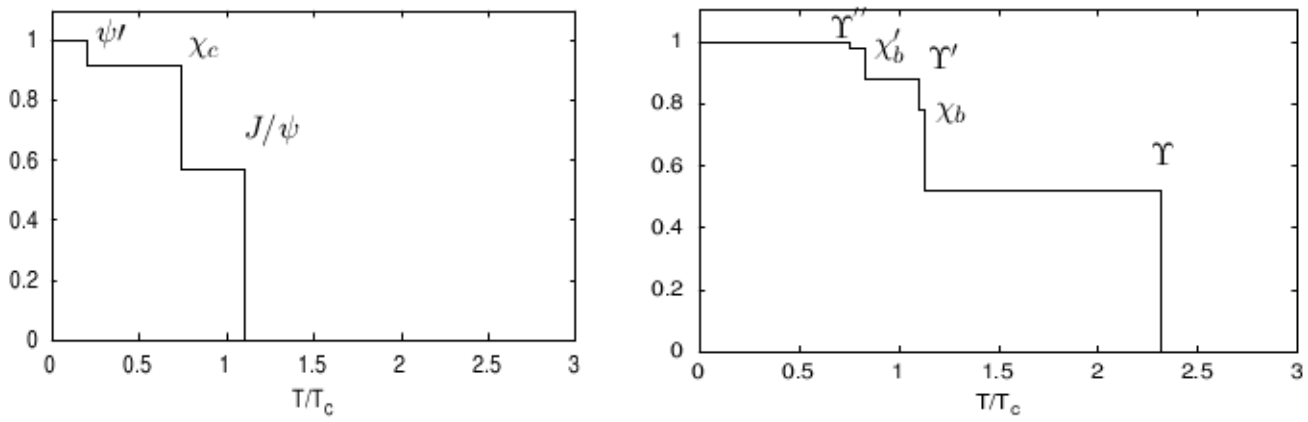


Figure III.36: Suppression des charmonia, figure de gauche, et des bottomonia, figure de droite en fonction de la température du milieu. la caractéristique en «escalier» de la suppression de l'état fondamental (J/ψ et Υ) apparaît nettement [92].

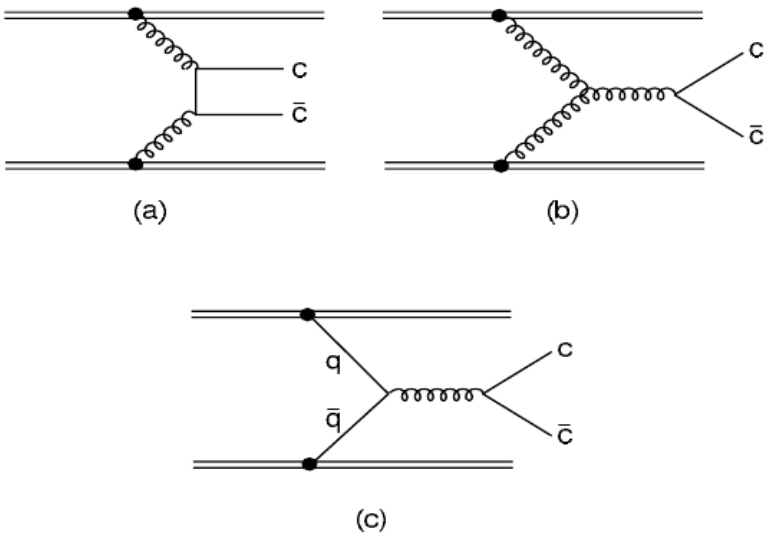


Figure III.37: Les diagrammes du premier ordre pour la production de paires $c\bar{c}$ dans des collisions hadroniques. Les processus (a) et (b) correspondent à la fusion de gluons et le diagramme (c) à l'annihilation quark-antiquark

1) Les résonances Charmées J/ψ et ψ' :

- Le J/ψ et le ψ' sont des mésons vecteurs neutres charmés I^G $(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$ appelés charmonia : constitués d'un quark et d'un anti-quark charmés ($c\bar{c}$). Comme il est montré sur la figure III.37, ces quarks lourds sont produits aux premiers instants de la collision (avant même l'éventuelle formation d'un PQG) par interactions entre les partons des deux noyaux en collisions : 1) essentiellement par fusion de gluons ou 2) par annihilation d'un quark et d'un anti-quark. Ensuite, s'il y a formation d'un plasma de quarks et de gluons, la grande densité de partons résultant de la formation d'une matière déconfinée va écranter le potentiel d'interaction entre les quarks c et anti-quark $\bar{c}$ de la paire. Des paires $c\bar{c}$ ne vont alors pas pouvoir se lier pour former un méson J/ψ ou χ_c ou ψ'. Le quark c et l'anti-quark $\bar{c}$ vont à la place constituer des mésons D et $\bar{D}$ avec des quarks et des anti-quarks légers. Le processus de création d'un quark c provenant d'un quark plus lourd par désintégration radiative n'est pas possible dans les collisions d'ions aux énergies du SPS ($\sqrt{s_{NN}}\sim$ 20 GeV), la cinématique également exclut la céation de quarks b et t. Au SPS, nous aurons donc une production simultanée d'un quark c et d'un anti-quark $\bar{c}$. Le mécanisme de production de ces paires $c\bar{c}$ est dominé par le fusion de gluons durs (très énergétiques) [96, 97]. Cette paire colorée va ensuite évoluer dans le milieu hadronique pour neutraliser sa couleur et former une résonance hadronique dans l'état final. L'expérience NA50, dédiée à l'étude de paires de muons de charges opposées, $\mu^+\mu^-$, n'est sensible qu'aux mésons charmés ayant un canal de désintegration en dimuons :

$$c\bar{c} \longrightarrow J/\psi \quad \text{ou} \quad \psi' \longrightarrow \mu^+\mu^- \tag{III.61}$$

$$c\bar{c} \longrightarrow D^+D^-(\text{noté } D\bar{D}) \longrightarrow \begin{cases} D^+ \longrightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- \longrightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases} \begin{array}{l} (\text{État final à} \\ 2 \text{ muons} \quad \mu^+\mu^- \end{array} \tag{III.62}$$

Ces des processus conduisent à la formation d'un paire de muons mais donc la distribution en masse contribue différement au spectre de masse invariante du dimuon $M_{\mu\mu}$ ainsi formé.

Tableau III.5: Le charme ouvert $D\bar{D}$ ayant un canal de désintégration en dimuon.

	Particules	Composition	Masse (MeV)	B.R. $_{D\longrightarrow\mu+X}$
Mésons Charmés	D^0 $\bar{D}^0$ D^0 $\bar{D}^0$	$(c\bar{u})(\bar{c}u)$ $(c\bar{d})(\bar{c}d)$	1864.5 ± 0.5 1869.3 ± 0.5	6.6 ± 0.8 17.2 ± 1.9
Mésons Étranges et Charmés	D_s^+ D_s^-	$(c\bar{s})(\bar{c}s)$	1968.6 ± 0.6	8^{+6}_{-5}
Baryons charmés	$\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ $\Xi_c^+\Xi_c^-$ $\Xi_c^0\bar{\Xi}_c^0$ $\Omega_c^0\bar{\Omega}_c^0$	$(udc)(\bar{u}\bar{d}\bar{c})$ $(usc)(\bar{u}\bar{s}\bar{c})$ $(dsc)(\bar{d}\bar{s}\bar{c})$ $(ssc)(\bar{s}\bar{s}\bar{c})$	2284.9 ± 0.6 2466.3 ± 1.4 2471.8 ± 1.4 2704.0 ± 4.0	4.5 ± 1.7 8.0 ± 5.0 8.0 ± 5.0 8.0 ± 5.0

- Le J/ψ et le ψ', l'état quantique est dégénéré avec le photon γ. Le quark charmé c a une masse de l'ordre de m_c =1.15 - 1.35 GeV. Vu la masse importante ce quark, la vitesse relative $\beta = v/c$ d'un quark par rapport à l'autre dans une paire $c\bar{c}$ est très faible et la constante de couplage courante α_s devient proportionnelle à β. De ce fait, le système à deux corps $c\bar{c}$ autorise un traitement dans un potentiel coloré non relativiste. Ce traitement est comparable à celui de l'atome de Bohr mais appliqué à QCD [98]. Il conduit à la formation de résonances dant la dégénérescence est levée par l'orbitale occupée par le systeme $c\bar{c}$. Ainsi, le J/ψ est l'état fondamental (1S) et le ψ' létat excité (2S). La coupure QCD Λ_{QCD} peut alors être évalée comme égale à l'énergie d'exciation de l'état fondamental qui est de l'ordre de 200 - 250 MeV [99] :

$$\beta \sim 0.54 \iff \gamma \sim 1 \qquad et \qquad \alpha_s \propto \beta \tag{III.63}$$

Les mécanismes de formation de ces mésons sont identiques. Lors de la fusion de gluons [96, 97], deux quarks $c\bar{c}$ lourds sont formés : le temps de formation τ_0 de cette paire est très court : $\tau_0 = 1/(2m_c) \sim 0.07fm$. Cette paire va ensuite former un état résonant que l'on peut décomposer dans l'espace de Fock comme étant la superposition de tous les processus conduisant à un état singulier de couleur $c\bar{c}$.

2) le charme ouvert $D\bar{D}$:

Le principe est le même que pour le J/ψ en ce qui concerne la production des deux quarks $c\bar{c}$. C'est lors de la neutralisation de la couleur que leurs production différent de celle des charmonia. L'interaction entre le quark et l'antiquark charmés via l'échange d'un gluon peut créer un pair-antiquark $q\bar{q}$ légers

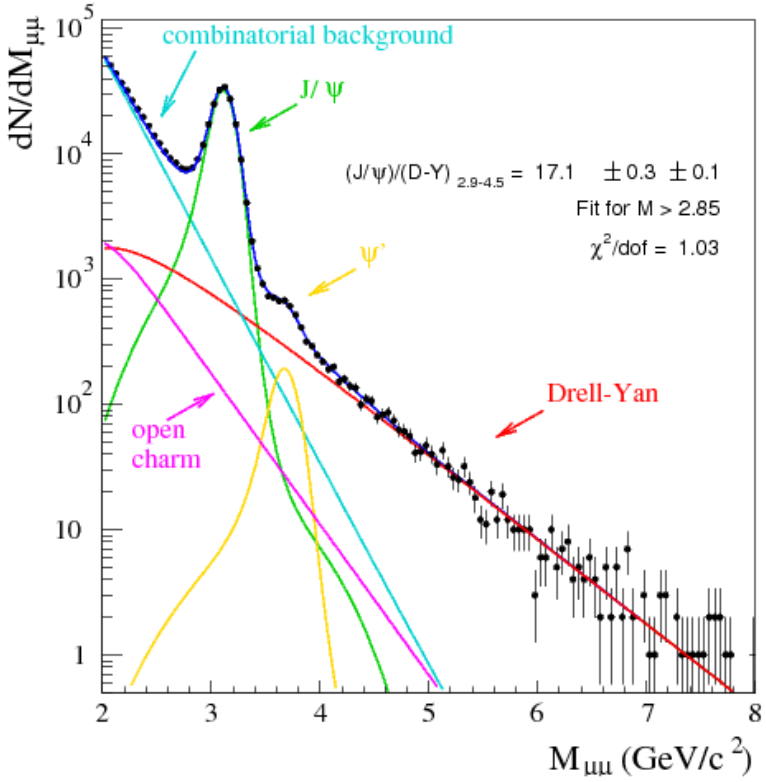


Figure III.38: Spectre en masses des dimuons pour M ≥ 2 GeV/c^2 obtenu dans le collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ =17.3 GeV (158 AGeV), et ajustement des différentes contributions par la collaboration NA50 [102]

($\mathbf{u}$, $\mathbf{d}$ ou $\mathbf{s}$) provenant de la mer de quarks. Chaque quark charmé $\mathbf{c}$ peut alors s'hadroniser avec un de ces quarks $\mathbf{q}$:

$$\bar{c}c \longrightarrow \bar{c}q + c\bar{q} \tag{III.64}$$

L'état final est constitué d'un charmonium et de son anticharmonium. Le tableau III.5 montre les différents états finals ainsi que les rapports de branchements de chaque charmonium en muons (B.R. $_{D\longrightarrow\mu+X}$). la production thermique de charme ouvert devient non négligeable si le plasma possède un température autour de 500 MeV [100, 101]. Dans ce cas, dans un spectre de masse invariante de dimuon, une augmentation de charme ouvert devrait apparaître dans le spectre pour $M_{\mu\mu}$ < 1,5 - 2 GeV/c^2. Mais, au SPS du CERN, la température atteinte est insuffisante pour que cela produit (150 MeV) mais au RHIC et LHC est très possible. Une fois formées, ces particules charmées doivent survivre jusqu'à l'état final; il faut tenir compte des mécanismes de suppression éventuels.

3) Suppression du J/J/ψ par absorption nucléaire au SPS:

T. Matsui et H. Satz ont suggéré en 1986 [91] que la suppression de la production du vecteur méson J/ψ (états liés de $c\bar{c}$) et des autres charmania (χ_c, ψ') devrait permettre de caractériser la formation du plasma de quarks et de gluons.

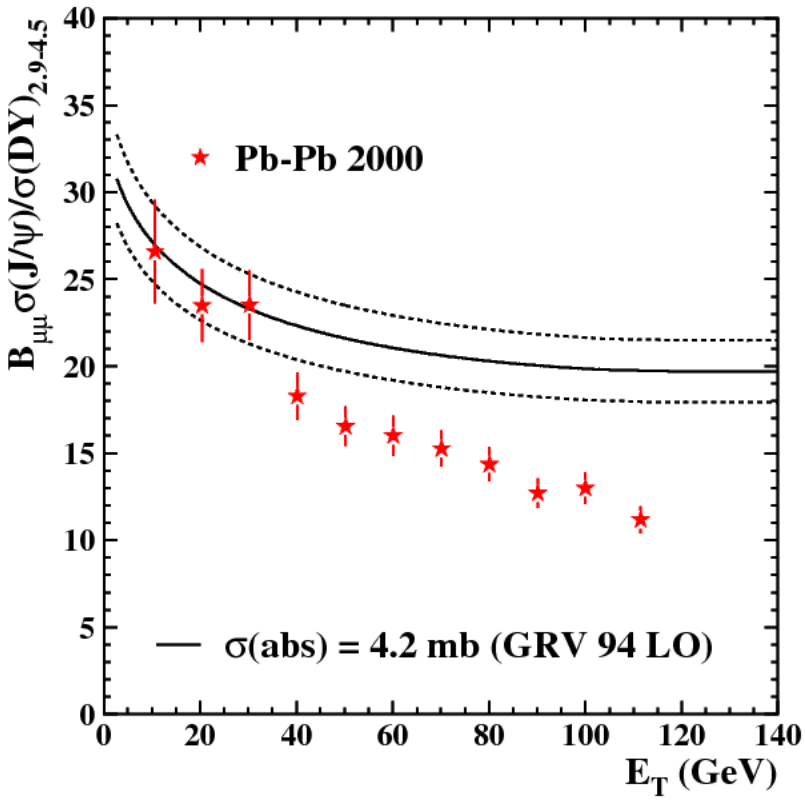


Figure III.39: Rapport $\sigma(\mathrm{J}/\psi)/\sigma(Drell-Yan)$ pour les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV (158 AGeV) obtenus par l'analyse standard et celle utilisant le minimum bias. La courbe représente l'absorption nucléaire ordinaire [103].

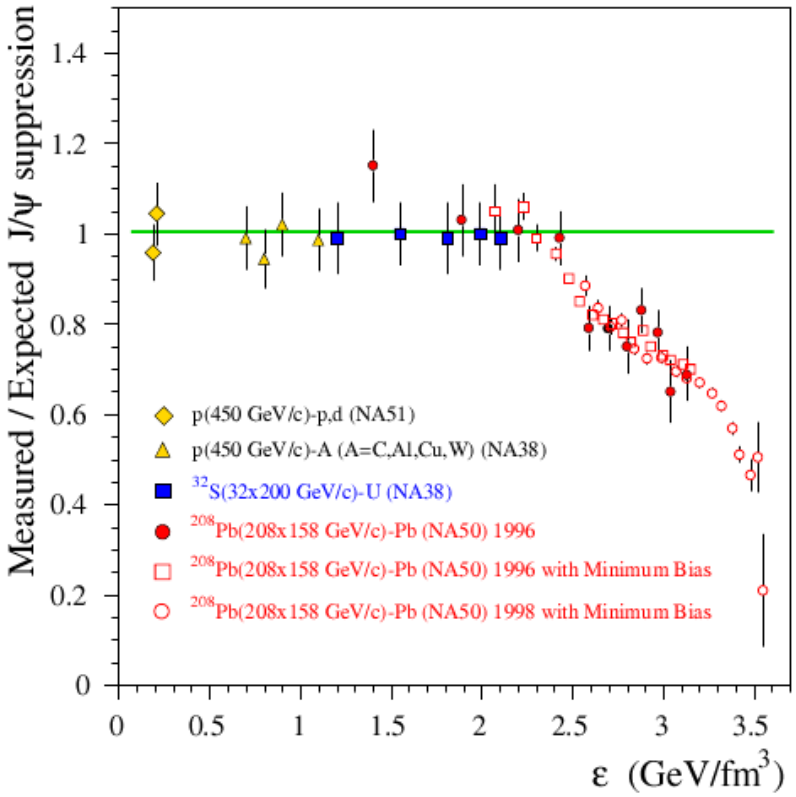


Figure III.40: Nombre de mésons J/*psi* mesurés divisé par le nombre de mésons J/ψ attendus s'ils subissent uniquement l'absorption nucléaire, en fonction de la densité d'énergie [103].

Une absorption "anormale" du J/ψ a été observée auprès du SPS, au CERN, par la collaboration NA50 dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ =Ĩ7.3 GeV (158 AGeV). Dans une première étape, la suppression de la production du mésons J/ψ dite "normale" est étudiée dans la collisions proton-noyau. Cette suppression normale est due à l'absorption nucléaire de la paire $c\bar{c}$ naissante par interactions avec les nucléons de la matière environnante. Dans la second étape, la suppression du méson J/ψ en fonction de la centralité de la collision, la production du Drell-Yan a été choisie comme référence. Les mécanismes de production du J/ψ et du Drell−Yan sont des processus durs, leur formation a lieu aux premiers instants de la collision. Le Drell−Yan est l'annihilation d'un quark d'un nucléon et d'un anti-quark de la mer de Dirac d'un autre nucléon pour former un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons l^+l^-. Le mécanisme Drell−Yan constitue une bonne référence pour étudier la supression de la production du méson J/ψ puisque le photon virtuel est insensible à l'interaction forte (il ne subit donc pas l'absorption nucléaire ni l'écrantage de couleur). La figure III.38 présente un spectre en masse mesuré par l'expérience NA50 des dimuons de masse supérieure à 2 GeV/c^2; au delà d'une masse de 4.2 GeV/c^2, les autres sources de dimuons sont négligeables.

Pour les collisions des ions lourds, l'étude de la production du méson J/ψ se fait en fonction de la centralité de la collision. La figure III.39 présente le rapport des section efficaces de production du méson J/ψ et du Drell-Yan $\sigma(J/\psi)/\sigma$(Drell-Yan) obtenu pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ =17.3 GeV par nucléon. La courbe en trait plein représente la suppression "normale" du J/ψ donnée par l'expérience NA 50. Dans la figure III.40 est reporté le nombre de J/ψ mesurés divisé par le nombre de mésons J/ψ attendus s'ils subissent uniquement l'absorption nucléaire, pour différents systèmes et en fonction de la densité d'énergie ε. Celle-ci est calculée en utilisant la formule de Bjorken [29]. ***La chute du taux de production du*** J/ψ ***à partir d'une densité d'énergie de 2.3 GeV/fm***^{3} ***est souvent qualifiée de brutale et pourrait signer la transition de phase. Cependant, cette mesure reste ambiguë car on ne peut exclure le fait que l'absorption soit la conséquence de processus hadroniques [104].***

III.3.6 Physique du SPS au RHIC

L'étude des collisions des ions lourds au SPS (Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ =17.3 GeV) n'a pas apporté une preuve formelle de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Il est possible que ce plasma ait été formé mais que sa durée de vie n'ait pas été suffisante pour qu'il puisse être distingué d'un gaz de hadrons. Plusieurs mesures, en particulier les spectres et les fonctions de corrélation des hadrons, sont compatibles avec un scénario purement hadronique. Seules quelques mesures spécifiques, du J/ψ ou des baryons étranges pourraient indiquer qu'un nouvel état de la matière nucléaire a été formé. Cependant, le fait que les interactions entre hadrons dans un milieu à haute densité baryonique ou à haute température soient mal connues, empêche de tirer des conclusions définitives. Le collisionneur RHIC a été conçu pour réaliser des collisions de noyaux d'or à $\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV (dix fois plus grande que l'énergie du SPS). Ce saut en énergie pourrait permettre de former une phase partonique ayant une durée de vie beaucoup plus importante. Cette nouvelle état de la matière nucléaire pourrait alors être mise en évidence de manière non ambiguë.

Signature	Sonde	Observables expérimentales
Observables globales	densité de l'état initial	multiplicité des particules densité de particules densité d'énergie
Comportements collectifs	État PQG est-il thermalisé?	Taux de production d'hadrons flot elliptique
Perte d'énergie des jets (quenching)	La nature de la matière traversée par un quark	Diminution dans la production des jets de grande énergie
Suppression de quarkonia	Écranter le potentiel d'interaction entre le quarks c et anti-quark $\bar{c}$ de la paire par le milieu	suppression de la production de J/ψ
Augmentation de charme	La fusion des nombreux gluons produites au début de la paire de $c\bar{c}$	Les leptons simples énergiques, paires de leptons, décroissance des D-mésons
γ et l^+l^- thermique	Annihilation de $q\bar{q}$	Paires de leptons moins énergiques; photons de basse énergie
La masse de méson	Symétrie chirale des mésons ϕ et ρ	Modifications de la décroissance et de la largeur de la voie
Augmentation de la production d'étrangeté	Production des quarks étranges supplémentaires par le plasma	Augmentation du grand nombre de mésons et de baryons contenant des quarks de s
Fluctuations dans des distributions de hadron	Bulles de plasma	Structure dans la distribution spatiale des hadrons
Profil de temps d'émission de hadron	Hadrons émis lentement de la phase mélangée avec longue durée de vie	Corrélations de deux-particule (mesures d'interférométrie de HBT)

Tableau III.6: *Recapulatif des signatures suggérées pour la formation du PQG*

Chapitre IV

Construction des Détecteurs: Détecteurs Silicium Pixels PHOBOS et Détecteurs de Traces Silicium Stripixel PHENIX

http://www.bnl.gov/rhic/inside/news.asp?a=2960&t=today

inside RHIC

Chronicling recent research at the Relativistic Heavy Ion Collider

Home | Archives | Submission Guidelines | Contact | RHIC

Monday, March 19, 2012

New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC: PHENIX Silicon Vertex Tracker

By Rachid Nouicer

One of the striking discoveries from the heavy-ion program at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) is that the medium created in central 200 AGeV Au-Au collisions behaves like a nearly perfect fluid. This finding was rated the top physics news story of 2005 and the four experiments at RHIC: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS, and STAR published White Papers discussing the evidence of the existence of this new form of matter [1].

To investigate the properties of this new state of matter, usually referred to as the Quark Gluon Plasma (QGP), penetrating and well calibrated probes are essential to quantitatively deduce the effect of the medium on those probes. One type of such probe are hadrons which carry a heavy flavor - a charm quark with mass $m_c \equiv$ 1.5 GeV or a beauty quark with mass $m_b \equiv$ 5 GeV - like D- and B-mesons. These mesons present a powerful tool to study the properties of the hot, dense medium created in high-energy nuclear collisions as they are generated early in the reaction and subsequently diffuse through the created matter.

At RHIC, the PHENIX experiment currently studies heavy-quark production *indirectly* via the measurement of electrons from

Recent Stories

Search for Associate Laboratory Director for High Energy and Nuclear Physics

The Annual State of RHIC Report

RHIC Heavy Ions Run-11: a Retrospective

Precision Control of Beams in RHIC

International Symposium on Subnuclear Physics: Past, Present and Future

>> Complete Archives...

IV.1 Contribution personnelle à la construction des détecteurs silicium PHOBOS et PHENIX au RHIC

Dans le domaine du hardware, ma contribution personnelle a porté:

- dans un premier temps (de 1998 à 2005) elle a porté sur la construction, l'assemblage, l'installation, le fonctionnement, l'évaluation du signal et, la maintenance des détecteurs de multiplicité (octagone et anneaux) et de vertex fabriqués en silicium pixel pour l'expérience PHOBOS. Elle concernait les mesures de la multiplicité, du flot et des fluctuations événement par événement des particules chargées produitent dans les collisions entre ions lourds au RHIC. J'ai, à cette occasion, assumé le rôle d'expert en détecteur silicium pour l'expérience de PHOBOS au RHIC.

- dans un deuxième temps (de 2003 à maintenant), je suis "députy/acting subsyteme manager durant la construction et manager durant l'opération" en charge du détecteur stripixel vertex tracker en silicium dans le cadre de l'upgrade de l'expérience PHENIX. Cet upgrade assurera les mesures des quarks lourds charme (c) et bottom (b) et l'étude de la structure de spin du proton aux énergies du RHIC. Mes responsabilités se résument à la construction, l'assemblage, le fonctionnement (anglais : commissioning) et l'opération de ce détecteur pour l'expérience PHENIX durant l'acquisiton des données au RHIC.

Mes travaux de recherche dans le domaine du hardware ont été valorisés par plusieurs participations à des congrès en tant qu'invité, et par des publications dans des revues à comité de lecture. Par exemple:

IV.1.1 Publications choisies:

- **Journal of Instrumentation, JINST 4 P04011 (2009)**
  Rachid Nouicer et al.
  Tilte: Status and Performance of New Silicon Stripixel Detector for the PHENIX Experiment at RHIC: Beta Source, Cosmic-rays and Proton Beam at 120 GeV

- **Proceedings of Science VERTEX2007 (2007) 042**
  Rachid Nouicer et al.
  Title: Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC: Capabilities and Detector Technology

- **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 1067**
  Rachid Nouicer et al.
  Title: PHENIX upgrade: Novel stripixel detector for heavy quark detection and proton spin structure measurements at RHIC energies

- **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A499 (2003) 603.**
  Phobos Collaboration
  Title: The PHOBOS Detector at RHIC

- **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A478 (2002) 299**
  PHOBOS Collaboration
  Title: Performance of the PHOBOS Silicon Sensors

- **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A461 (2001) 143**
  Rachid Nouicer et al.
  Title: Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment at RHIC

- **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A473 (2001) 197**
  Phobos Collaboration
  Title: First Performance Results of the Phobos Silicon Detector

IV.1.2 Présentations choisies:

- **"New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC:**
  PHENIX Silicon Vertex Tracker Construction and Performance Results from Run-11"
  Nuclear Physics Seminar, Brookhaven National Laboratory, November 29, 2011.

- **Future of Heavy Flavor Measurements at PHENIX**
  International Workshop on Heavy Quark Production in Heavy-ion Collisions, January 4-6, 2011, Purdue University, West Lafayette, IN, U.S.A.

- **Recent Results from PHENIX Experiment at RHIC: Exploring the QCD Medium**
  The 6^{th} International Conference on Physics and Astrophysics of Quark Gluon Plasma (ICPAQGP-2010) will take place during 6-10 December 2010 in Goa, India.

- **First Performance Results of the PHENIX Silicon Stripixel Detector at RHIC.**
  Pixel 2008 International Workshop, September 23-26, 2008, Fermilab, Batavia, Illinois, U.S.A.

- **Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC: Capabilities and Detector Technology.**
  The 6^{th} International Workshop on Vertex detectors, September 23-28 2007, Lake Placid, NY.

- **PHENIX Upgrade: Novel Stripixel Detector for Heavy Quark Detection and Proton Spin Structure Measurements at RHIC Energies.**
  The 19^{th} International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry, August 20 - 25, 2006, Fort Worth, Texas, U.S.A..

- **Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment at RHIC.**
  The 8^{th} Pisa Meeting On Advance Detectors “Frontier Detectors for Frontier Physics”, May 21-27, 2000, Elba, Italy.

- **Silicon Pad Detectors for the PHOBOS Experiment.**
  American Physical Society “Centennial Meeting”, March 20-26, 1999, Atlanta, GA, U.S.A.

Dans les sections suivantes, je vais décrire mes contributions à la construction, l’installation, le fonctionnement et la maintenance des détecteurs silicium pixels de multiplicité, vertex utilisés dans l’expérience PHOBOS puis le Tracker Vertex en silicium stripixel (VTX-stripixel) pour le upgrade de PHENIX.

IV.2 Principe de fonctionnement des détecteurs silicium

Les détecteurs silicium, qu'ils soient de type pixel ou stripixel, sont de plus en plus utilisés. La surface de silicium nécessaire pour une expérience auprès des grands collisionneurs est ainsi passée de quelques dizaines de mètres à plus de deux cents mètres carrés (expérience CMS : 223 m^2). Le nombre de senseurs approche alors la trentaine de milliers! Le matériau silicium a l'avantage d'avoir une faible masse atomique, ce qui minimise la contribution à la diffusion multiple. Par ailleurs, l'environnement dans lequel les détecteurs de silicium sont placés est de plus en plus hostile : la tenue aux radiations devient un problème important duquel il faut tenir compte durant la construction de l'expérience. L'intérêt d'utiliser un détecteur constitué d'un matériau dense réside dans le fait que le nombre d'atomes par unité de volume étant grand, le pouvoir d'arrêt est élevé et l'épaisseur peut être réduite. La détection du passage d'une particule dans le détecteur est alors obtenue en appliquant au matériau qui le constitue un champ électrique externe afin de collecter les électrons libres produits par le passage de la particule à détecter. Le choix favorable pour ce cas est fourni par les semi-conducteurs. Lorsqu'une particule chargée traverse un matériau soumis à un champ électrique externe, elle crée par ionisation des paires électrons-trous qui, recueillies, permettent d'observer son passage. Dans le silicium, l'énergie requise pour créer une paire électron-trou est de 3,62 eV, ce qui correspond à environ 80 paires par μm (soit 24 000 paires électrons-trous pour un substrat de 300 μm) d'épaisseur traversée pour une particule au minimum d'ionisation. Ces charges dérivent rapidement sous l'action du champ électrique, puis sont focalisées vers les électrodes de collection. Le temps maximal de collection dans un détecteur de 300 μm d'épaisseur est de 7 ns pour les électrons et 20 ns pour les trous.

IV.2.1 Jonction pn dans un détecteur silicium

On réalise une jonction pn lorsque deux zones de dopages différents sont en présence [106]. Un bloc de silicium est dopé sur une moitié avec des atomes trivalents (accepteurs) et sur l'autre moitié avec des atomes pentavalents (donneurs) formant **jonction pn** (voir figure IV.1 et figure IV.2).

- Frontière entre les régions p et n : **jonction métallurgique**.
- **Région** p : ions négatifs, trous majoritaires et électrons minoritaires.
- **Région** n : ions positifs, électrons majoritaires et trous minoritaires.

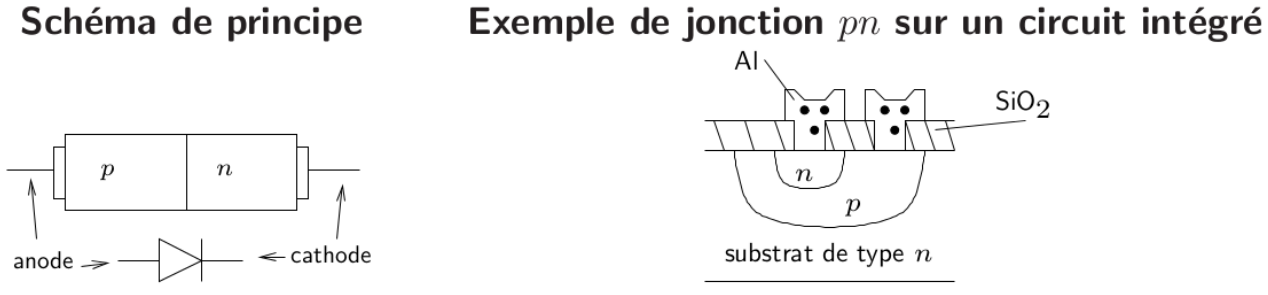


Figure IV.1: Constitution d'une Jonction pn [106]

1) Formation de la région de déplétion (ou zone de charge d'espace, voir figure IV.2) : Les trous, majoritaires dans la région p, diffusent dans la région n. Les électrons, majoritaires dans la région n, diffusent dans la région p. Au voisinage de la jonction métallurgique, les électrons et les trous subissent des recombinaisons. Dans cette région, les charges des ions (accepteurs ou donneurs) ne sont pas compensées par celles des porteurs libres. Les ions sont découverts. Ils sont ancrés au réseau. Il en résulte une charge d'espace et un champ électrique interne. Ce champ s'oppose à la diffusion des porteurs libres: équilibre entre la diffusion et l'entraînement par le champ électrique.
Remarque : la charge totale (sur l'ensemble de la diode) est nulle (neutralité électrique).

IV.2.1.a Courants à l'équilibre

1) Courant de conduction est dû aux porteurs majoritaires :

- les trous diffusent de p vers n : $i_{p-diff} > 0$
- les électrons diffusent de n vers p : $i_{n-diff} > 0$
- Au total , $i_{diff}(v = 0) = i_{p-diff} + i_{n-diff} > 0$.

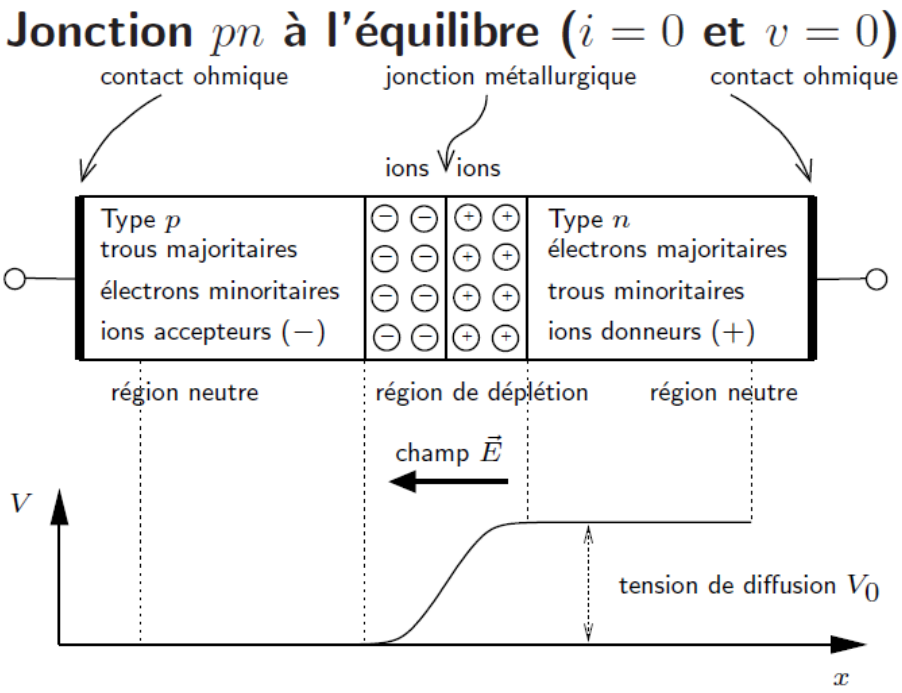


Figure IV.2: Zone déplétée dans une jonction pn [106]

2) Courant de conduction est dû aux porteurs minoritaires : certains porteurs générés thermiquement dans les régions neutres au voisinage de la région de déplétion parviennent à celle-ci sans subir de

recombinaison. Ces porteurs sont entraînés par le champ électrique de la région de déplétion vers la région opposée. Ainsi, un trou généré dans la région n et atteignant la région de déplétion est entraîné vers la région p, ce qui engendre un courant négatif. Le courant total des porteurs minoritaires est le **courant de saturation inverse ou courant de fuite** $i_{inv} = -I_S < 0$.

3) Jonction pn à l'équilibre : quelques remarques

• A l'équilibre, le courant total est nul : $i = i_{diff} + i_{inv} = 0 \Rightarrow i_{diff} = -i_{inv}$. En écrivant $i_{inv}\,|_{v=0} = -I_S$, on a $i_{diff}\,|_{v=0} = I_S$

• I_s dépend de la concentration des porteurs minoritaires et dépend donc fortement de la température et des concentrations des impuretés de dopage.

• La tension de diffusion V_0 dépend de la température, de la concentration de dopage et du gap du matériau. Pour le Si, $V_0 \approx 0.6$ à $0.8\ V$ à $T = 300\ K$.

• La différence de potentiel entre l'anode et la cathode vaut zéro, pas V_0.

• Valeurs typiques de la largeur de la région de déplétion : de 0.1 à 10 μm.

IV.2.1.b Jonction pn polarisée en direct

Une jonction pn polarisé en direct est montrée sur la figure IV.3.a

- Pour faire passer un trou de la région p vers la région n, il faut travailler contre le champ électrique interne, ou, en d'autres mots, vaincre la barrière de potentiel eV_0. ($e = 1,610^{-19}C$ est la charge électrique d'un trou).

- **Courant des majoritaires :** si on applique une différence de potentiel positive entre la région p et la région n, on diminue l'intensité du champ électrique interne $\Rightarrow$ un plus grand nombre de porteurs majoritaires peuvent franchir la région de déplétion.

- On peut montrer que
$$i_{diff}(v) = i_{diff}\,|_{v=0}\ e^{v/V_T} = I_S\ e^{v/V_T} \tag{IV.1}$$
où $V_T = kT/e$ est la tension thermique : $V_T \approx 26\ mV$ à $T = 300\ K$.

- **Courant des minoritaires :** il est inchangé.

- **Courant total :** $i = i_{diff} - I_S \Rightarrow$
$$i = I_S\ (e^{v/V_T} - 1) \tag{IV.2}$$

- L'apport de porteurs majoritaires au voisinage de la jonction métallurgique conduit à une **réduction de la largeur de la région de déplétion**.

IV.2.1.c Jonction pn polarisée en inverse

Polarisation : différence de potentiel positive entre la région n et la région p. Une jonction pn en polarisé inverse est montrée sur la voir figure IV.3.b.

- L'intensité du champ électrique interne augmente.

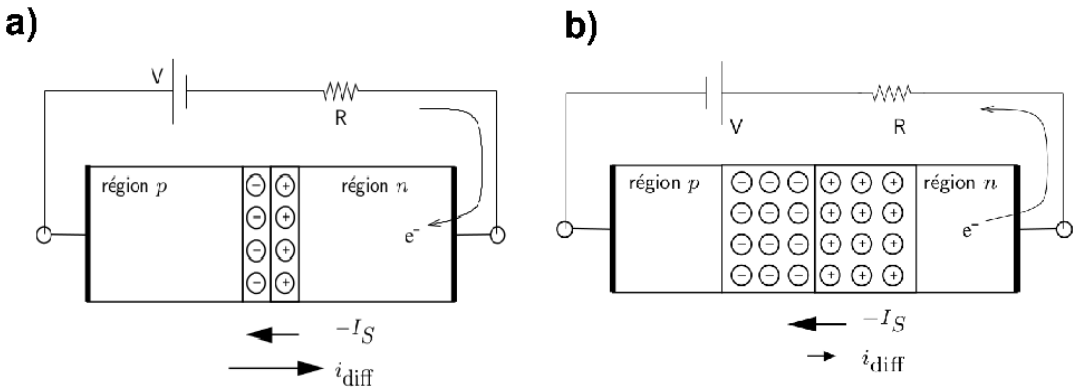


Figure IV.3: a) Jonction *pn* (diode) polarisée en direct et b) jonction *pn* (diode) en polarisée inverse [106]

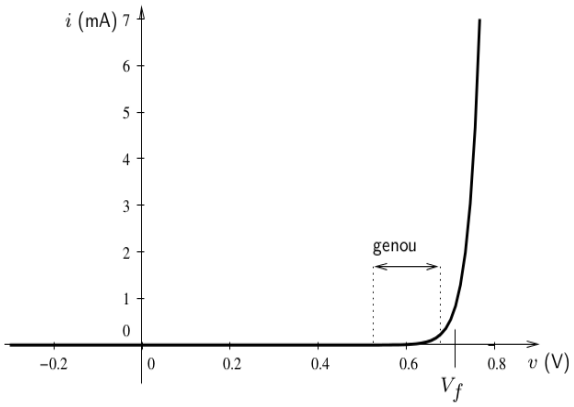
- La barrière de potentiel qui s'oppose au courant des majoritaires est plus élevée qu'au repos.
- Le courant i_{diff} diminue : $i_{diff}(v) = I_S\, e^{v/V_T} \overset{v<0}{=} I_S\, e^{-|v|/V_T} < I_S$.
- Le courant des minoritaires reste inchangé.
- Le courant total est négatif : $i = i_{diff}(v) - I_S < 0$.
- La largeur de la région de déplétion augmente.

Remaque importante : aussi bien en polarisation direct qu'en polarisation inverse, le courant des fils de connexion est transporté par des électrons.

IV.2.1.d Caractéristique théorique de i vs. v

$$i = I_S\,(e^{v/V_T} - 1)$$

• Si $v >> V_T$: $i \approx I_S\, e^{v/V_T}$ (le courant prédominant est celui des majoritaires).
• Si $v << -V_T$: $i \approx -I_S$ (le courant prédominant est celui des minoritaires).
Intensité : I_S typiquement de 10^{-8} A à 10^{-14} A pour des composants discrets.
Ci-dessous : $I_S \approx 10^{-14}$ A.

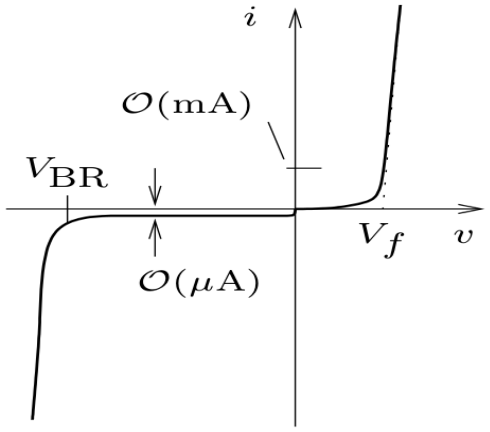


IV.2.1.e Caractéristique réelle d'une diode à jonction

Modèle en polarisation directe :

$$i = I_S\ (e^{v/(nV_T)} - 1)$$

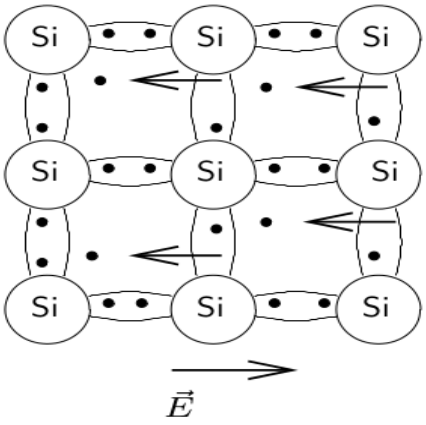
où n est un coefficient de non-idéalité. ($n \approx 2$ à courant faible ou intense).
Ecarts par rapport au modèle, en polarisation inverse :
1. $|i| >> I_S$ pour les faibles tensions inverses.
2. Claquage pour $v \approx V_{BR} < 0$.
Notation : $\odot$ signifie de l'ordre de.



IV.2.1.f Claquage de la jonction en inverse

Deux mécanismes de génération d'un grand nombre de paires électron-trou. Les porteurs libérés peuvent conduire un courant important, à tension relativement constante.

1. Effet Zener : dans des jonctions fortement dopées et polarisées en inverse, la force électrique qui s'exerce sur les électrons liés (de valence) peut dépasser leur force de liaison. Les électrons sont libérés en grand nombre et le matériau est ionisé. Typiquement, pour une diode au silicium, $|V_{BR}| < 5V$.



IV.2.2 Signal d'un détecteur silicium .

Lorsqu'un rayonnement ionisant perd de l'énergie dans la zone déplétée d'une jonction polarisée en inverse, il y a création de paires électron-trou. En fait une partie de l'énergie provoque des vibrations du réseau cristallin (sous forme de phonons). L'énergie apparente peux alors créer une paire électron-trou qui est supérieure à l'énergie de gap. La présence du champ électrique intense dans la zone déplétée sépare les porteurs de charge qui vont migrer en sens opposé. C'est le déplacement des charges qui induit un courant dans le circuit.

IV.3 Détecteurs en silicium pixels de multiplicité et vertex pour l'expérience PHOBOS

IV.3.1 Dispositif de Détection en PHOBOS

Le détecteur PHOBOS est composé principalement de détecteurs silicium pixels (pads). Depuis la première collision entre les ions lourds au RHIC en Juin 2000, PHOBOS n'a pas cessé de subir des développements pour augmenter les performances et la recherche physique. Le détecteur PHOBOS est présenté sur la figure IV.4.a. Il peut être décomposé en cinq sous-détecteurs de la manière suivante:

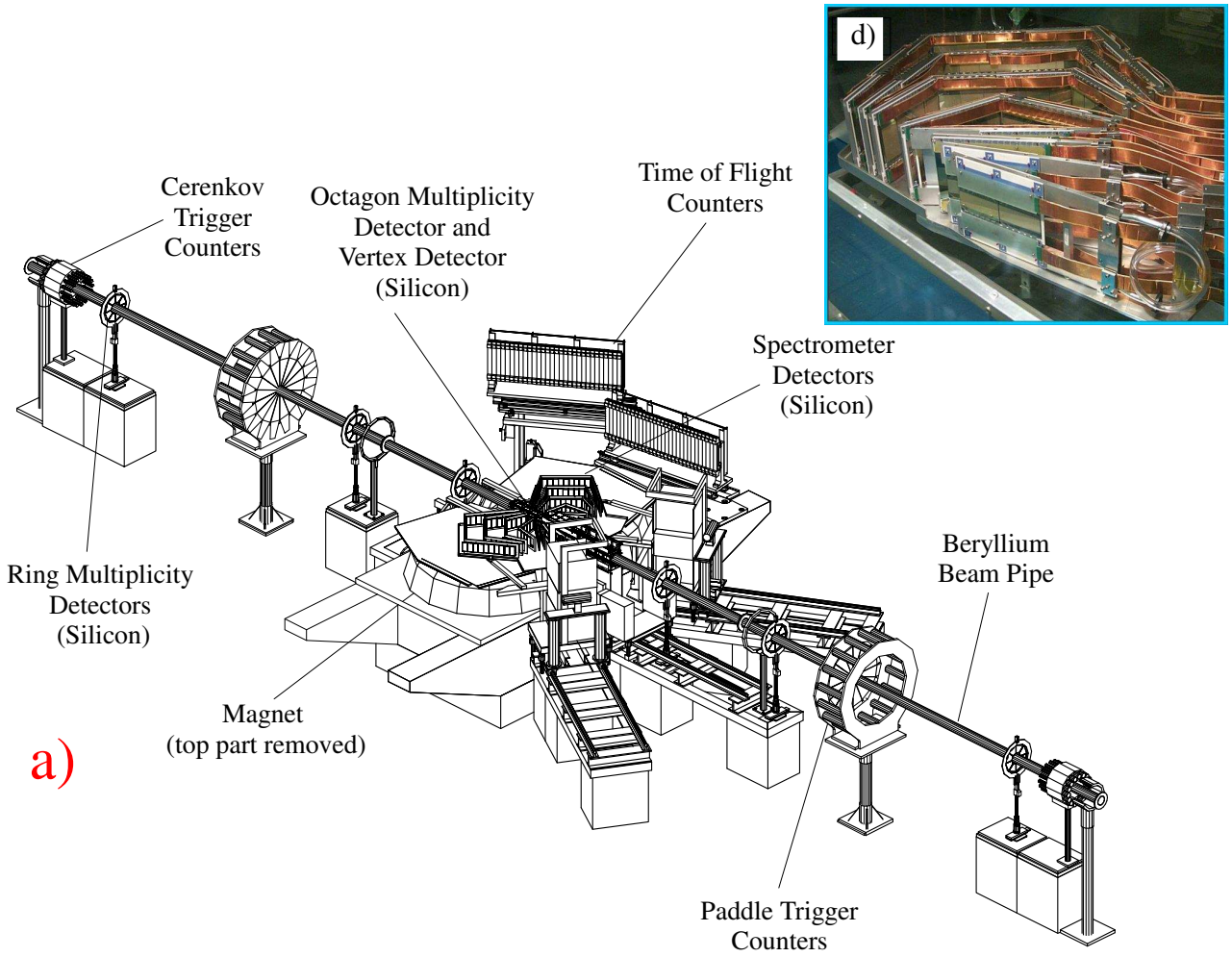
[1]. **détecteur de multiplicité :** le détecteur de multiplicité est constitué de plusieurs détecteurs en silicium pixels. Ce détecteur sert à mesurer les distributions des particules chargées sur une couverture en pseudorapidité $|\eta| \leq 5,4$. Il est composé du détecteur octogone ayant une forme octogonale avec un rayon de 4.6 *cm* entourant la ligne du faisceau (la ligne du faisceau est fabriquée en Berylium) sur une longueur de ± 52 cm par rapport au point d'interaction, figure IV.4.b., et de six détecteurs d'anneau en silicium appelé "Rings", figure IV.4.c (3 anneaux de chaque côté du point d'interaction). Le détecteur de multiplicité a une couverture spatiale proche de 4π. Ceci donne une caractéristique unique à PHOBOS au RHIC.

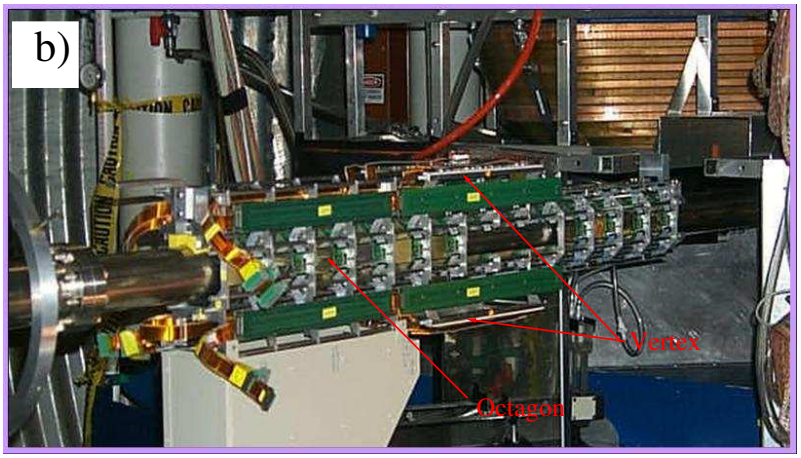
[2]. **détecteur vertex :** c'est un ensemble de deux plans en silicium pixels "appelé détecteur de Vertex" localisé au dessus et en dessous de la région des collisions permettant de déterminer les coordonnées du point d'interaction. Ce détecteur a une couverture en pseudorapidité $|\eta| \leq 1$, voir figure IV.4.b.

[3]. **spectromètres :** deux spectromètres en silicium pixels localisés dans un champ uniforme de 2 Tesla servent à identifier les particules chargées sur une couverture en pesudorapidité $0 \leq \eta \leq 1.4$, voir figure IV.4.d.

[4]. **les murs de temps de vol :** deux murs composés de scintillateurs en plastique qui servent à mesurer le temps de vol des particules. Cette mesure permet d'augmenter l'identification des particules chargées de grand moment transverse, voir figure IV.4.a.

[5]. **détecteurs trigger :** les détecteurs de déclenchement fournissent la synchronisation et les signaux d'énergie qui ont été employés pour déterminer quels événements sont enregistrés par l'expérience.





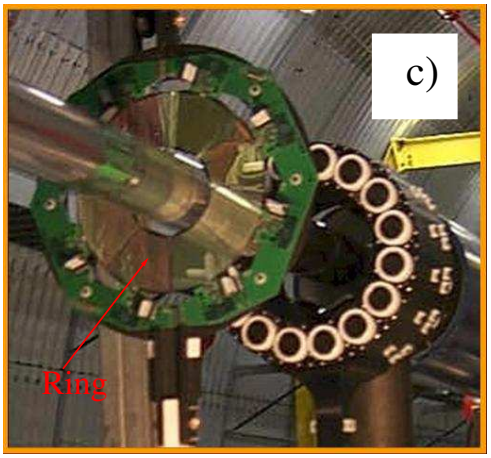


Figure IV.4: a) Une vue globale des éléments qui composent le détecteur de PHOBOS, b) détecteurs Octagon et Vertex, b) détecteur Ring et d) un bras de Spectromètre.

Il y a trois types de détecteurs de déclenchement : les calorimètres à zéro degré, les deux anneaux de scintillateurs “Paddles” et les deux anneaux de détecteurs Cerenkov, voir figure IV.4.a.

Le détecteur PHOBOS a été réalisé dans le cadre d'une collaboration internationale regroupant 60 physiciens issus de 8 laboratoires. Le détecteur était opérationnel depuis le démarrage du collisionneur RHIC, en Juin 2000. Le détecteur de PHOBOS a été mis hors service en 2006.

IV.3.2 Motivations

La conception du détecteur PHOBOS pour les collisions entre ions lourds relativistes est un défi particulier puisqu'il a été construit dans le but d'apporter des informations sur le nombre élevé de particules chargées produites lors de la collision (densité de particules la plus élevée jamais mesurée dans le laboratoire). En outre, le programme de recherche PHOBOS et la conception du détecteur ont été basés sur les hypothèses que les signatures de la nouvelle physique étaient a priori inconnues. Cette incertitude a mené au but primaire d'étudier tous les produits de collision sur une large gamme de moments transverses, et sur une large couverture en pseudorapidité, en utilisant un détecteur de multiplicité de particules chargées. A l'exclusion du fait que la signature est inconnue, les nouveaux phénomènes de physique peuvent se produire seulement lors des événements rares. Le détecteur a été conçu pour fonctionner à un taux élevé de déclenchement, permettant une recherche détaillée des fluctuations rares qui pourraient signaler une transition de phase ou un point critique.

IV.3.3 Caractéristiques et structure interne des senseurs silicium pixels

Le rôle du détecteur de multiplicité est de déterminer, sur une base d'événement-par-événement, le nombre de particules chargées émises lors d'une collision entre ions lourds en fonction de la pseudorapidité (η) et de l'angle azimutale (ϕ), figure IV.6. La mesure est effectuée en enregistrant l'énergie déposée par la particule chargée dans une pixel de silicium. Le détecteur vertex en silicium pixels a le même principe de fonctionnement que le détecteurs de multiplicité. Les formes géométriques des senseurs octogone, Ring et Vertex sont présentées sur la figure IV.7 [107]. Le nombre de canaux des détecteurs de multiplicité et de vertex est de l'ordre de 20,000 canaux. D'une manière générale, le nombre total de canaux des détecteurs en silicium dans PHOBOS est de l'ordre de 135,000 canaux et ils peuvent être décomposé en neuf classes suivant leurs configurations ; Octogone, Rings, “Inner” Vertex, “Outer” Vertex et spectromètre type 1 à 5. La disposition et la segmentation de chaque senseur en silicium ont été déterminées par leur emplacement dans l'expérience et en respectant les raisons physiques de leur conception. Le tableau IV.1 présente les neuf classes des senseurs silicium pixels [107].

- Structure interne des senseurs silicium pixels “technologie”

La formation d'une jonction semi-conductrice fournit la fonctionnalité de base du détecteur de silicium pixels. Les senseurs en silicium de PHOBOS sont basés sur les idées simples données ci-dessus, mais la structure interne est plus compliquée que celle décrite plus tôt. Une représentation schématique d'une section transversale du senseur pixel est montrée sur la figure IV.8 [107]. Les senseurs sont simple-face avec un couplage-AC utilisant une couche de double-métal pour conduire les

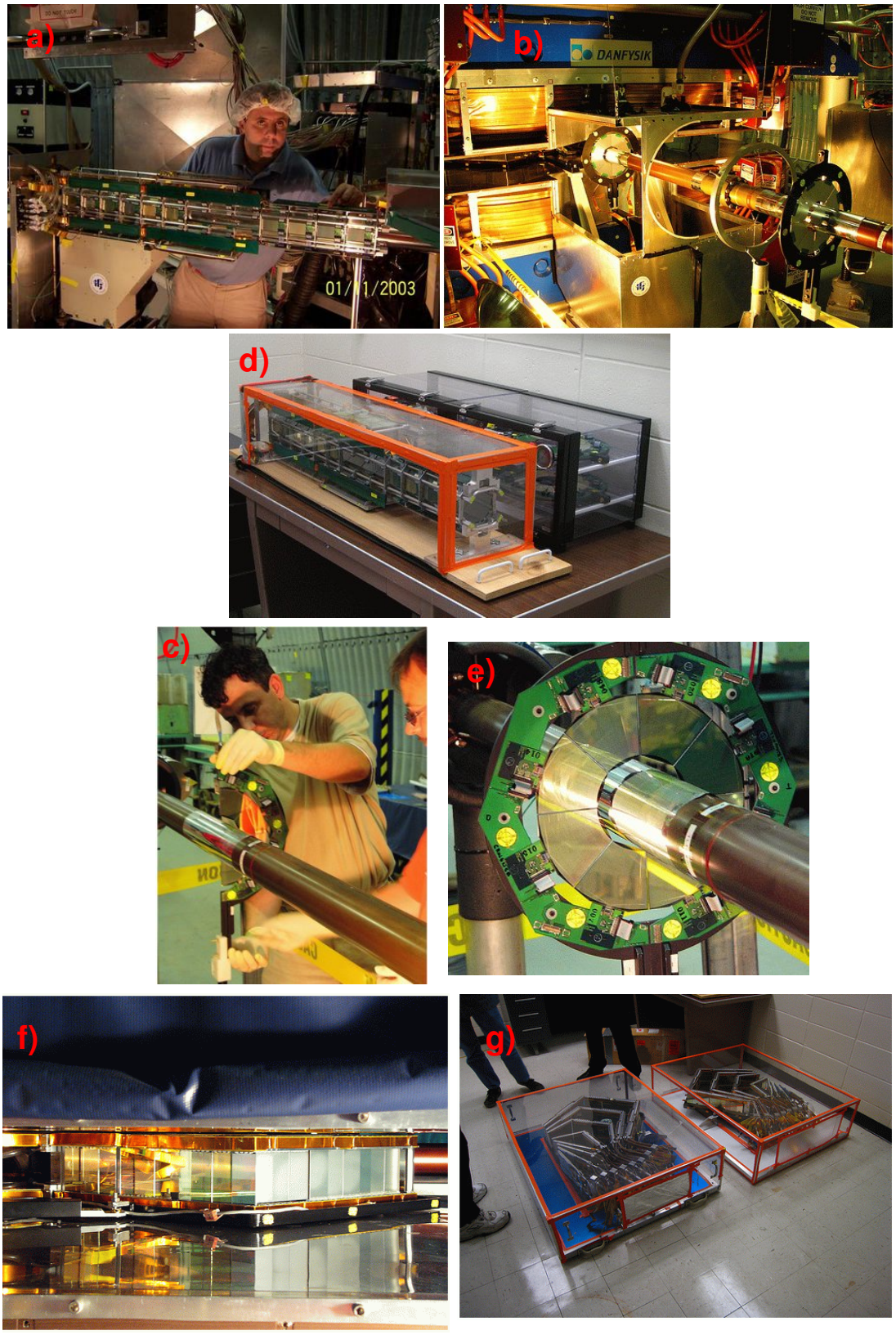


Figure IV.5: Photos prisent durant l'installation des détecteurs silicum de PHOBOS : a) installation du détecteur de multiplitié octagon autour de ligne de faisceau, b) vue de face du détecteur de PHOBOS, c) détecteur de multiplicité octagon et anneaux dans les boites de transport, d) et e) installation des anneaux autour de la ligne de faiceau, f) et g) les deux bras spectromètres.

Figure IV.6: Distribution des hits (particules chargées) pour un évènement observé dans le détecteur PHOBOS lors de la première collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Détecteur silicium	Type de senseur	Surface active [mm^2]	Nombre de pixels	Taille du pixel [mm^2]
Multiplicité	Octogone Ring	34.9 x 81.3 3600	30 x 4 8 x 8	2.75 x 8.75 20 - 105
Vertex	Inner Outer	60.6 x 48.18 60.6 x 48.18	4 x 256 2 x 256	0.5 x 12.1 0.5 x 24.1
Spectromètre	1 2 3 4 5	70.0 x 22.0 42.7 x 30.0 42.7 x 60.0 42.7 x 60.0 42.7 x 76.0	70 x 22 100 x 5 64 x 8 64 x 4 64 x 4	1.0 x 1.0 0.4 x 6.0 0.7 x 7.5 0.7 x 15.0 0.7 x 19.0

Tableau IV.1: Spécifications géométriques des senseurs silicium pixels du détecteur PHOBOS [107]

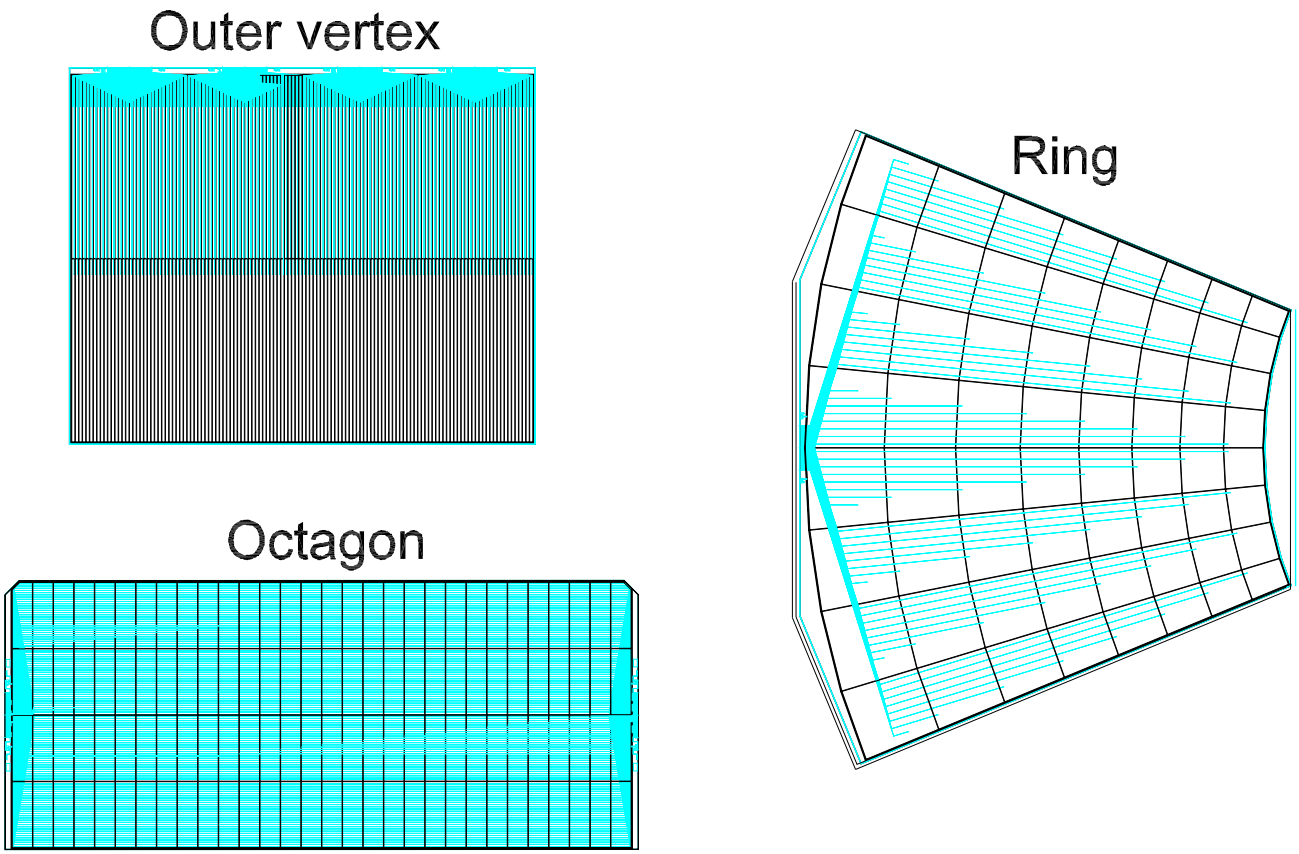


Figure IV.7: Masque du dessin des senseurs de multiplicité (Octogone et Ring) et Vertex [107].

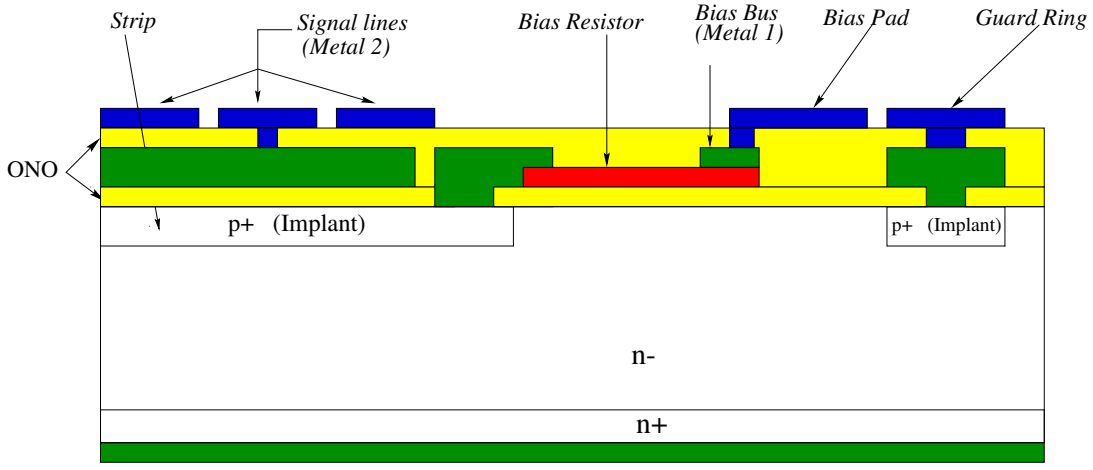


Figure IV.8: Vue en coupe de la structure interne d'un pixel du senseur silicium du détecteur PHOBOS [107]

lignes de signal de l'implant pixel vers la rangée de connexion située au bord du senseur. Les formes rectangulaires des implants de type p des pixels permettent au senseur de fournir des informations de position bidimensionnelles. Les pixels sont polarisés par les résistances de polysilicon (silicium amorphe), qui sont jointes ensemble dans une ligne polarisée commune. La capacitance du couplage-AC entre la couche d'implant et la première couche en métal (appelée Metal-1 AL) est constituée par une couche de 0.2 μm d'épaisseur du silicium oxyde-nitrure-oxyde (ONO). La lecture "readout" du silicium est réalisée par des lignes de trace faites du deuxième métal (appelé Metal-2 AL). Chaque trace se relie directement au Metal-1 du pixel par l'intermédiaire d'une connection "via". Les deux couches en métal sont séparées par une couche épaisse de 1.2 μm d'ONO. L'épaisseur d'un silicium est de 300 μm. La surface active du senseur est entourée par un anneau appelé guardring fait de Metal-2. L'anneau de guardring fournit la protection de la surface active contre des courants de fuite dus aux effets électriques de frange (bord).

IV.3.4 Étape 1: Tests d'évaluation des senseurs silicium

Un senseur de silicium commence d'abord par l'élaboration d'un ensemble de schémas détaillés qui sont employés à la confection de masques pour les diverses couches du détecteur de silicium. Les masques réalisés en "Auto-Cad drawing" sont employés pendant les diverses étapes du processus de la production. Les conceptions des senseurs de PHOBOS sont montrées sur la figure IV.7 [107]. Les implants d'ion sont injectés dans le silicium en employant un faisceau "doping" de particules. L'ajustement de l'énergie du faisceau contrôle la profondeur et la densité des ions d'impureté. Ce processus s'appelle la photolithographie.

Le senseur en silicium de PHOBOS a été traité par la compagnie Miracle technologie située à Taiwan sous la surveillance de l'université NCU (National Central University). Les découpes et les contrôles de réception préliminaires ont été exécutés par NCU avant que les senseurs en silicium destinés au spectromètre principal aient été envoyés au MIT (Massachussette Institue of Technology) et que ceux destinés aux détecteurs de multiplicité et de vertex l'aient été à l'université UIC (University of Illinois at Chicago). Le silicium est arrivé en paquets contenant les structures actives du senseur. Le senseur reçu la première fois subit l'inspection visuelle pour vérifier s'il y a des défauts évidents ; ils sont alors soumis aux différents tests. Les tests ont été effectués en utilisant une station semi-automatique de sonde exécutant des programmes LabView que j'ai préparé. Ils transfèrent les résultats directement dans une base de données. La station de sonde est équipée des unités de Keithley pour des mesures de courant et de tension ; elle aussi bien munie de capacité-mètres pour des mesures de capacité. Les tests effectués sur les senseurs sont :

[1]. **Courant de fuite (Leakage current):**

Bien qu'un détecteur de tension inverse soit idéalement non conducteur, un petit courant de fluctuation (de l'ordre du μ A), appelé courant de fuite, est présent dès que la tension est appliquée. Ce courant est une source de bruit intrinsèque du senseur en silicium et met une limite sur la taille du plus petit signal. Il y a deux catégories de courant de fuite, courant de surface et courant du "bull". Les courants de surface sont provoqués par les contaminants extérieurs. Les courants du bull sont dus à la création thermique de la paire électron-trou et des mouvements des porteurs minoritaires dans la zone d'épuisement.

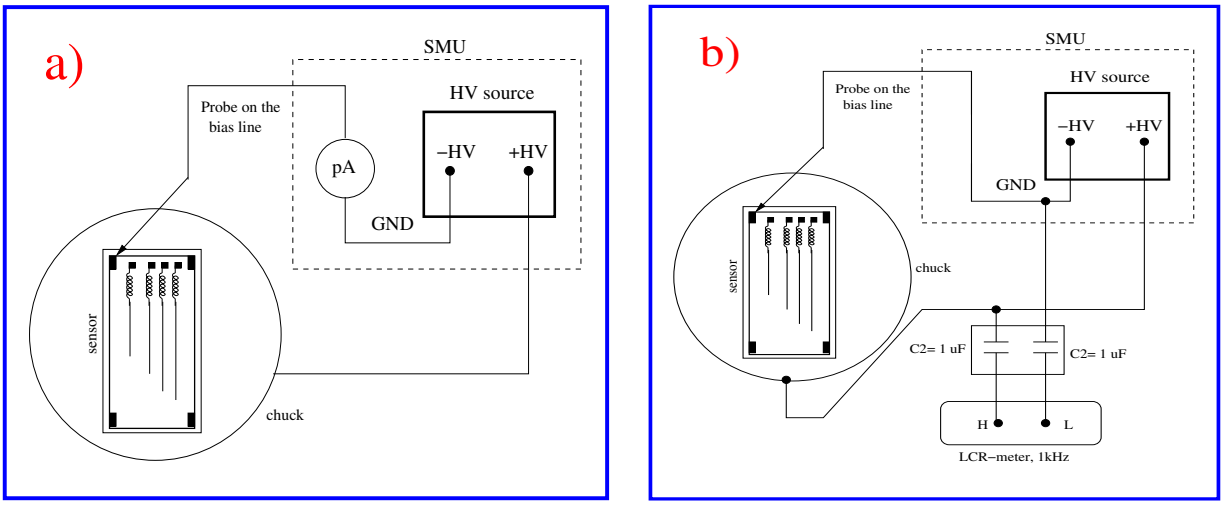


Figure IV.9: Schéma des circuits des tests de mesures, a) mesures I-V et b) mesures C-V utilisés pour obtenir les caractéristiques des senseurs.

La mesure du courant de fuite du senseur de PHOBOS a été effectuée de la manière suivante (voir le diagramme IV.9.a: le voltage de polarisation (bias voltage) a été appliqué au verso du senseur par étapes de 5 V successives jusqu'à 100 V. Le courant de fuite de la surface active (l'anneau de polarisation : "bias ring") et de l'anneau de garde (guard ring) ont été mésusés. Le bon courant de fuite de la surface active doit montrer une région de plateau (une caractéristique de la diode) et le courant du guardring ne doit pas subir une augmentation soudaine du courant "breakdown". La figure IV.10.a [107] montre une courbe du courant de fuite en fonction du voltage appliqué pour le senseur admis. Si le courant de la surface active ne présente pas une région de plateau, les tests successifs sur ce senseur sont stoppés. Si la distribution du courant de la surface active montrait le plateau mais la fuite de courant de guardring montre "breakdown", le senseur doit être nettoyé. Le nettoyage du senseur consiste à imbiber le senseur dans l'acétone pendant 15 minutes, rinçant toute la surface avec de l'eau désionisé et faisant chauffer le senseur dans le four à 125^o C pendant une heure. Une fois que le senseur était nettoyé, les tests de courant de fuite ont été répétés. Une fois que le senseur réussissait à passer le test du fuite de courant, avant ou après avoir été nettoyé, des tests supplémentaires ont été réalisés sur le senseur pour déterminer ses caractéristiques et pour faciliter le choix de bons senseurs employés dans l'assemblage du module du détecteur. La liste suivante donne une brève explication des tests administrés :

[2]. **Tension de déplétion** (V_{dep})

C'est la tension pour laquelle la profondeur de la zone de déplétion est maximale. Le volume de cette zone étant le volume de détection, on polarise souvent un semi-conducteur au dessus de cette tension.

Pour les détecteurs en silicium de multiplicité et vertex, la tension de déplétion a été mesurée par la diode pn sur la structure jointe au senseur. La capacité a été mesurée tandis que le voltage polarisé était appliqué au verso de la structure comme il est montré sur la figure IV.10.b [107]. Puisque $C \propto 1/d$ et $d \propto \sqrt{V}$ (où d est l'épaisseur, C la capacité intrinsèque et V la tension de polarisation), la diminution

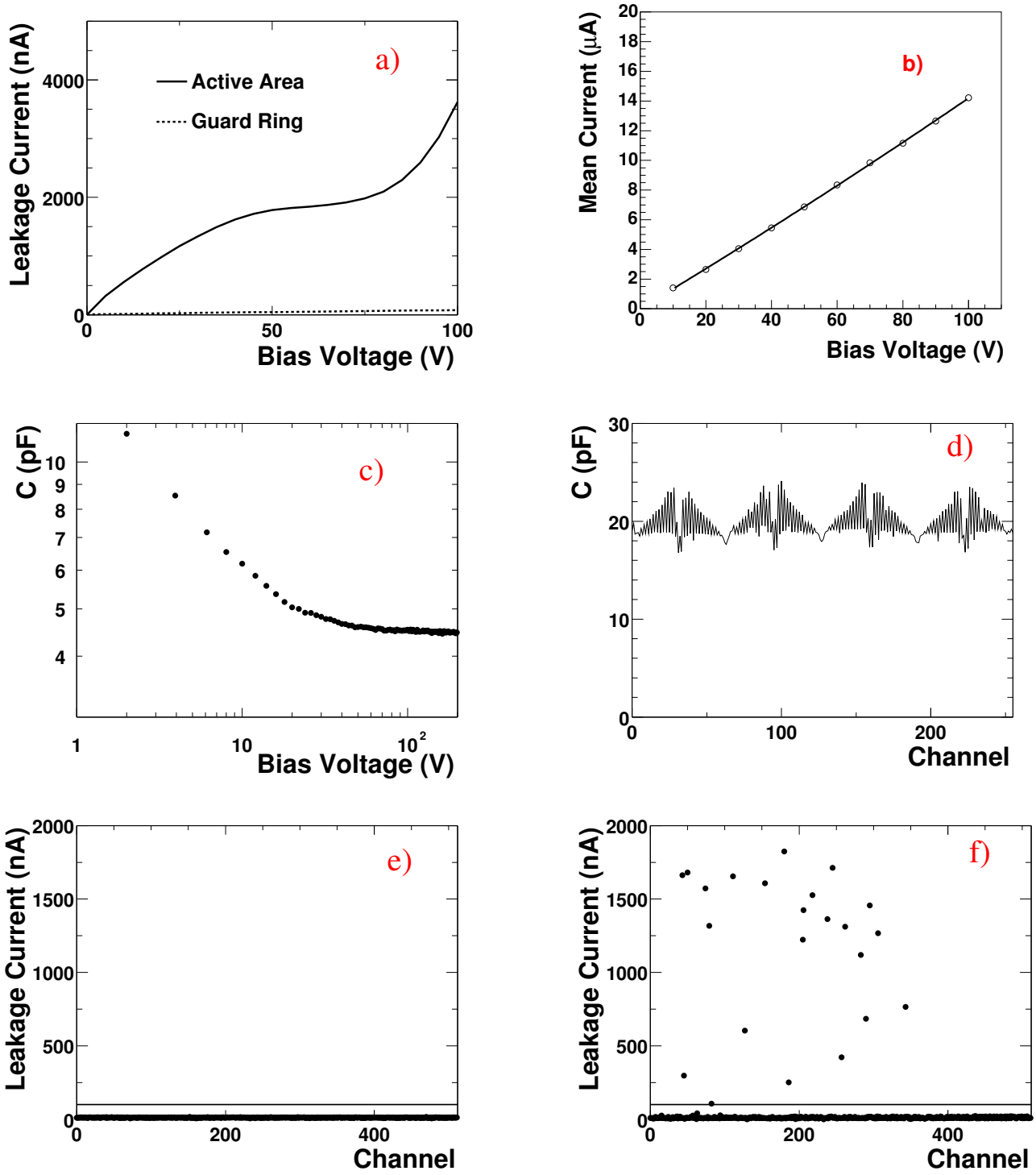


Figure IV.10: Les tests de mesures effectués sur les senseurs silicium : a) mesure de courant en fonction du voltage, b) mesure de la résistance, c) mesure de la capacitance globale, d) mesure de la capacitance pour chaque pixel, e) mesure de Pinholes (trous d'épingles) pour un bon senseur et f) mesure de Pinholes pour un senseur déffectueux [107].

de la capacité avec les augmentations des voltages polarisées est due à l'augmentation de la zone de déplétion. Un point est atteint (appelé la tension de déplétion) quand la région de déplétion est identique à l'épaisseur de silicium. En ce moment la capacité se développe très lentement (plateau) quand la tension de polarisation augmente. La figure IV.10.c [107] illustre cet effet. La valeur de la tension de déplétion a été contre-vérifiée par des essais avec la source radioactive après que les senseurs ont été assemblés dans des modules.

[3]. **Résistances $\mathbf{R_{Poly}}$**

Les résistances polysilicon doivent en outre être de valeur suffisamment faible par rapport au substrat de silicium pour garantir la bonne polarisation de ce dernier. Elle doit aussi être commune pour les senseurs entre eux si l'on veut garantir l'uniformité des performances de la trajectographie.

La résistance polysilicon est mesurée de la manière suivante : chaque structure a deux chaînes identiques des résistances de polysilicon semblables à celles employées pour polariser chaque pixel. Des courbes courants-voltage ont été mesurées, la moyenne au-dessus des chaînes étant déterminée la résistance du polysilicon a été déterminée à partir de celle-ci comme c'est illustré sur la figure IV.10.b [107]. Les valeurs moyennes mesurées des résistance polysilicon sont de l'ordre $R_{Poly} = 1.5$ MOhm.

[4]. **Capacitance par pixel (fonctionnalité du readout)**

La capacitance par pixel est la somme de la capacitance $C_{backplan}$ (capacitance formé par l'implant du pixel et le verso du silicium senseur) et de la capacitance intrinsèque C_{intre} (capacitance entre les lines des pixels).

La fonctionnalité du readout a été vérifiée en mesurant la capacité entre chaque pixel et le verso du senseur, alors que la senseur était entièrement polarisé. La distribution de la capacitance en fonction des pixels du senseur a été en grande partie déterminée par la géométrie de la ligne et son cheminement. Différentes capacités des lignes de signal qui sont cassées ou court-circuitées pourraient être distinguées des lignes fonctionnelles. La figure IV.10.d [107] montre la capacité de chaque ligne du senseur outer-vertex en fonction du numéro du pixel tandis qu'elle était soumise à la tension de déplétion ($\sim$ 70 V).

[5]. **"Pinholes Measurements"**

Une manière de détecter les pixels défectueuses était d'observer leur courant de fuite individuel. Un autre type de défaut possible sur les pixels sont les "Pinholes" (les trous-d'épingle). Ce sont des défauts (trous) dans la couche de diélectrique (SiO_2) entre Metal-1 et Metal-2 ou dans l'aluminisation des pixels. Pour les détecter, une méthode consiste à mettre la tension de polarisation du détecteur à 0 : l'anneau de polarisation mis à la masse tandis que -5 V étaient appliqués à chaque connexion de pixel et on mesure le courant entre la connexion des pixels "bonding pads" et l'anneau de déplétion "bias line". Une couche de diélectrique qui est en fonction montre peu ou pas de courant de de fuite. La figure IV.10.e [107] montre un senseur sans les trous d'épingle dans la couche diélectrique. Le trait horizontal noir à 100 nA représente la limite à laquelle le courant de fuite est acceptable. La figure IV.10.f [107] montre un senseur avec un certain nombre de trous d'épingle dans la couche diélélectrique. Un trou d'épingle rend le pixel affecté voire inutilisable pour la physique.

Après que tous les senseurs aient subi tous les processus de test, les résultats ont été analysés et comparés aux critères d'acceptation. Tous les senseurs utilisés dans PHOBOS ont les caractéristiques suivantes:

[1]. Tension de déplétion (bias voltage) est de l'ordre de 70 Volts.

[2]. Courant de fuite moins de 5 μA pour les détecteurs Vertex et moins de 10 μA pour les détecteur de multiplicité (Octogone et Rings) au tension de déplétion. En outre le senseur doit avoir un courant stable d'anneau de garde.

[3]. Résistance polysilicon plus grande que 1 MOhm.

[4]. Ligne de signal défectueux moins de 3%. C'est la somme des défauts diélectrique (Pinholes : trous d'épingle) et de la ligne des signaux défectueuse (capacitance par pixel).

IV.3.5 Étape 2: Assemblage des modules silicium et résultats des tests

1 - Modules silicium détecteur

Une fois que les senseurs étaient acceptés, ils étaient assemblés en des modules silicium détecteur pour l'usage dans PHOBOS. Un module silicium détecteur se compose d'un ou plusieurs senseurs de silicium, d'un ou plusieurs chips (module de lecture) et de un ou deux hybrides. Dans le détecteur de vertex et le spectromètre, un module se compose de deux à quatre senseurs de silicium montés sur un module de multi-chip ("hybride") qui porte également de 8 à 16 chips. Nous employons une version de chips qui est disponible dans le commerce des circuits intégrés de VA chips qui a une gamme dynamique de 100 MIP (chip VA-HDR-1 construit par IDEAS [108] compagnie en Norvège). Dans les modules silicium d'octogone et de Rings de multiplicité, le module de base se compose d'une senseur avec un seul chip.

La figure IV.11 illustre le schéma de circuit du chip. Le chip contient un pré-amplificateur charger-sensible qui intègre le courant de signal de détecteur ; le temps d'intégration est 100 *ns* à une charge d'entrée de 10 pF, et le temps de décroissance est fixé à 50 μs.
Le pré-amplificateur est suivi d'un RC-CR "shaping" (peaking time 1,1 μs). Pendant la lecture, un registre à décalage de commande de rendement choisit séquentiellement le condensateur de prise dans chaque canal et le relie à l'étape de rendement différentiel qui conduit des courants de sortie sur le câble bus analogue. Le "Shift−out" à partir du registre à décalage de commande de rendement alimente l'entrée de "Shift−in" du prochain chip. Un deuxième registre à décalage de commande est appelé seulement pendant le test/calibration. Le signal d'entrée d'étape de calibrage (0 à 190 mV maximum) est alimenté par l'intermédiaire d'un hors chip, condensateur de calibrage de 2 pF d'étape à un câble bus interne sur le chip, et le registre à décalage relie cet câble bus à l'entrée de chaque canal alternativement. Le chip a également un bruit de fond très bas (900 ENC/pF) et a la bonne tolérance de rayonnement (10 krad). Un ENC (charge équivalente au bruit) est inversement proportionnel à l'énergie exigée pour créer la paire électron-trou d'en (3,62 GeV pour le silicium) et proportionnel à la capacité du senseur.

Chaque chip a été examiné et testé à l'usine et également par les instituts; ANL (Argonne National Laboratory), MIT et UIC. Les chips ont été alors choisis et collés sur les hybrides (ceci a été fait à UIC pour les hybrides de multiplicité et de vertex) ayant deux types différents. Un type qui a été employé pour le vertex et le spectromètre fabriquaientt en céramique (BeO), tient 8, 12 ou 16 chips et se sépare en deux

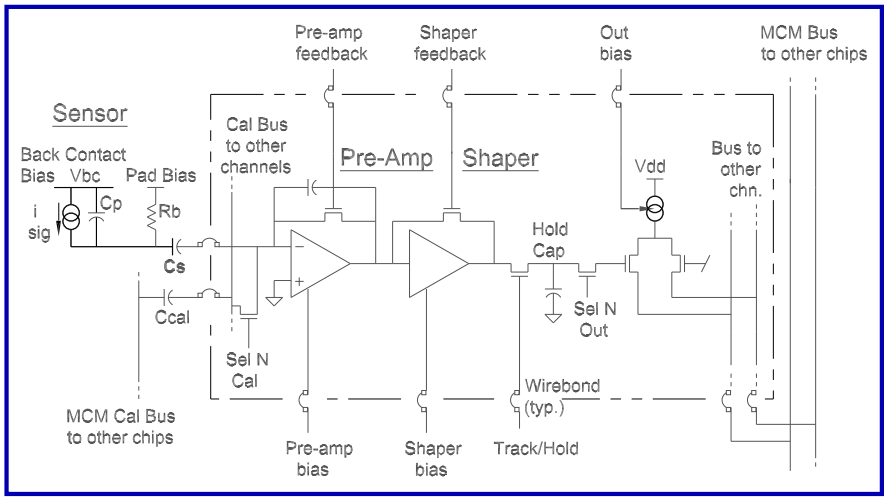


Figure IV.11: Schéma électronique pour un simple canal d'un chip VA-HDR-1

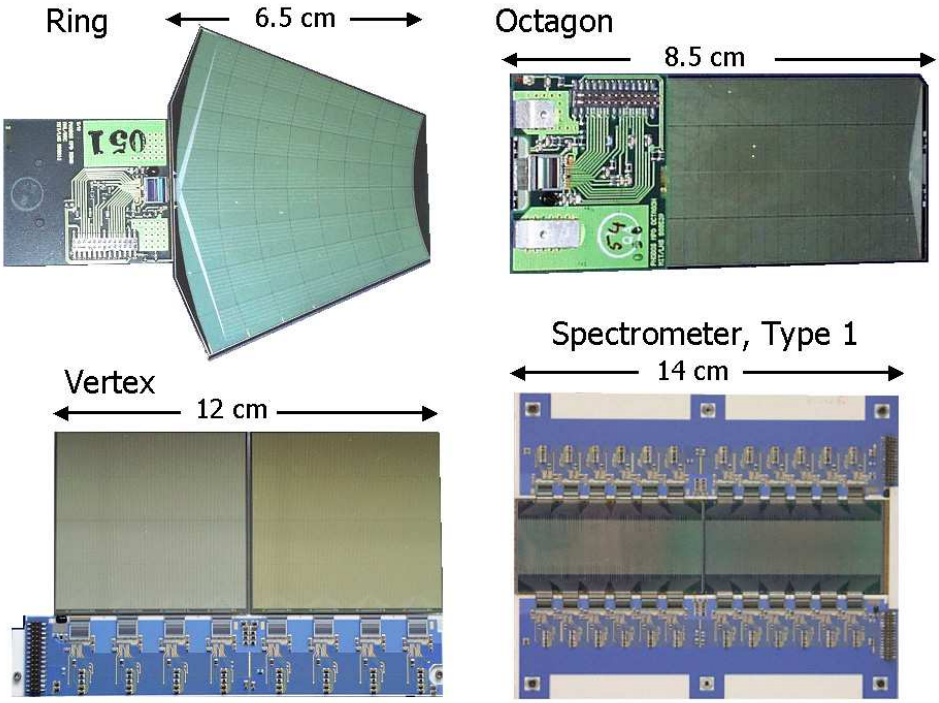


Figure IV.12: Photographies de différents types de modules de silicium de PHOBOS. Les caractéristiques de dimensions sont montrées.

(gauches et droits) selon l'endroit où le connecteur d'afficheur est mis. Le matériel en céramique fournit la bonne conduction thermique de la chaleur produite par les VA chips aux armatures de refroidissement "colling" sur lesquelles l'hybride est par la suite monté. L'autre type d'hybride qui a été employé pour l'octogone et les Rings est une multi-couche de circuit imprimé (PC) plaque. Puisque les hybrides de PCB tiennent seulement un simple chip, l'excellente conduction thermique n'a pas été exigée en permettant l'utilisation de ce matériel qui a rendu les hybrides de meilleur marché au niveau de leur fabrication.

Chaque hybride contient également un nombre restreint de composants passifs pour ajuster les courants d'approvisionnement du chip en utilisant des rails commune de tension et de filtrer pour les générateurs de tension. Les connections des chips aux hybrides ont été établies en utilisant le fil de métallisation d'or. Les hybrides de multiplicité ont été collés au Fermilab tandis que les hybrides de vertex et de spectromètre étaient collés au MIT. Après avoir collé (bonding) les connections, chaque hybride a été examiné par la lecture des piédestaux et du fonctionnement du circuit de calibrage pour s'assurer que tous les cheminements (channels) étaient encore fonctionnels. La fonctionnalité des chips et d'hybrides a été établie sans silicium joint.

Une fois qu'un hybride était considéré fonctionnel, le nombre correct de senseurs (selon le type) a été assemblé avec leur(s) hybride(s) respectif(s). Le vertex et les modules de spectromètre ont exigé des pièces de verre conducteur enduites pour fixer le senseur à l'hybride. Les modules d'octogone et Rings ont eu leurs senseurs collés directement sur l'hybride. Pour chaque senseur les raccordements ont été faits par le fil de métallisation d'or (excepté la connection de polarisation). La métallisation a été faite à l'aide d'une machine (bonding machine) à connecter automatisée placée au MIT (spectromètre) ou au Fermilab (multiplicité et vertex). Tous les rapports étant établis, les modules ont été soumis à des tests semblables aux hybrides pour vérifier la fonctionnalité de tous les canaux. En outre les modules ont été examinés à ANL en utilisant une source d'électron ^{113}Sn (E_{e^-} = 363 keV and 380 keV) qui fournit l'information sur la tension de déplétion et la réaction de signal du module à de vraies particules.

Les modules de silicium qui passaient tous les tests et qui contient moins de 5% de canaux défectueuses ont été acceptés pour l'usage dans le détecteur de PHOBOS. La figure IV.12 montre des photographies des modules de silicium d'un octogone, Ring, Vertex et Spectromètre de type 1, avec leurs dimensions typiques.

2 - Rapport signal sur bruit (S/N) et résolution en énergie des modules silicium détecteurs

La résolution en énergie des modules de silicium est extrêmement importante pour que les buts de physique de PHOBOS soient atteints. Dans les modules de spectromètre, l'énergie moyenne déposée dans le pixel du détecteur le long d'une voie chargée de particules est employée pour l'identification des particules avec l'impulsion mesurée à partir de la courbure de la voie definie dans la région du champ magnétique. Dans le détecteur de multiplicité (Octogone et Rings) l'énergie déposée, une fois corrigée pour l'épaisseur traversée dans le silicium, est employée pour déterminer la multiplicité de particules chargées. Pour chaque analyse dans l'expérience PHOBOS, la résolution en énergie est importante pour distinguer entre le bruit de fond du détecteur et le pic correspondant à l'énergie déposée par les particules (particules de minimum ionisantes: MIP). Le rapport global de l'emplacement du pic pour les particules de minimum ionisant au bruit du détecteur RMS est montré sur la Fig. IV.13.a [107]) pour les neuf types différents des modules de silicium utilisés dans PHOBOS. Comme prévu il y a une corrélation claire entre le rapport

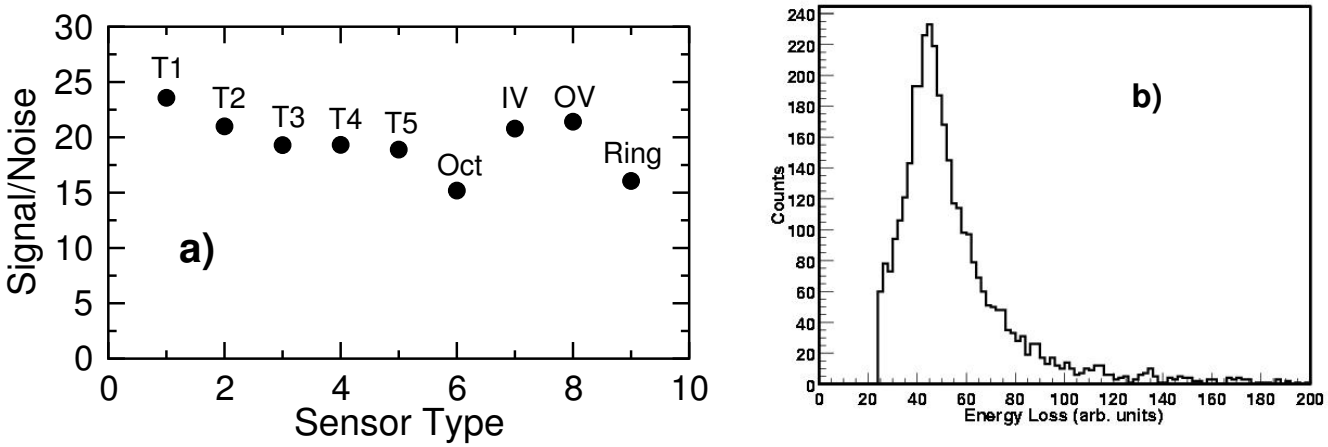


Figure IV.13: a) Le rapport signal (MIP peak) au bruit (RMS) est montré pour chacun des neuf types de module en silicium détecteur. b) Distribution de la perte d'énergie déposée par les rayonnements cosmiques (muons) lors de leurs traverser d'un module silicium détecteur vertex installé au RHIC durant les "engineering runs de 1999" [107]

de Signal-sur-Bruit (S/N) et les tailles du pixel (pour la tailles des pixels des neuf type de module en silicium voir le tableau IV.1), tel que les senseur avec les plus grandes tailles de pixels, comme Octogone et Rings, montrent les plus petites valeurs de $S/N \approx 16$ tandis que les senseurs de type 1, avec des tailles de pixels seulement de l'ordre de 1 mm^2, ont les valeurs les plus élevées de $S/N \approx 24$. Dans tous les cas, le but de conception de $S/N > 12$ est confortablement atteint conformément au cahier des charges defini par la physique de PHOBOS. La réponse d'un module silicium vertex aux particules minimum ionisantes est montrée dans la figure. IV.13.b, qui présente des spectres de perte d'énergie pour des rayonnements cosmiques "muons". Le pic (MIP) de la distribution d'énergie est centré approximativement à 80-90 keV. La largeur de la distribution représentée dans la figure. IV.13.b est due aux fluctuations de Landau. Ces détecteurs de silicium ont été également employés pendant "engineering run" en 1999 [107].

IV.3.6 Étape 3: Lecture de silicium, Front-End-Controller et Latchup

1 - Lecture de silicium

Afin d'établir la lecture des détecteurs de silicium, les détecteurs sont groupés en bloc d'afficheurs appelé "string". Un string peut contenir un maximum de 768 canaux électroniques. Les modules de vertex et de spectromètre sont lus individuellement, parce qu'un hybride peut contenir deux strings, tandis que les modules d'octogone et de rings sont groupés ensemble par l'intermédiare des circuits imprimés PCB pour faire deux strings. Les détecteurs sont reliés au système de lecture (Front-End-Controller: FEC) par deux types de (flex) câbles ; d'un câble-C (Controller) et d'un câble-D (Détecteur). Les (flex) câbles se composent d'un noyau de 30-conducteurs plats. Ce dernier est enveloppé par une bande mince de cuivre placée en surface pour protéger les conducteurs. Le câble entier est entouré avec une bande en Kapton pour isoler les couches portantes. Les câble-D sont connectés aux 30 goupilles connectrices sur les hybrides des PCB d'un côté (de l'autre côte elles sont connectées au câble-C). Les câble-C fixes sont eux connectés aux 30 goupilles fente (port) situées sur un Front-End-contrôleur (FEC).

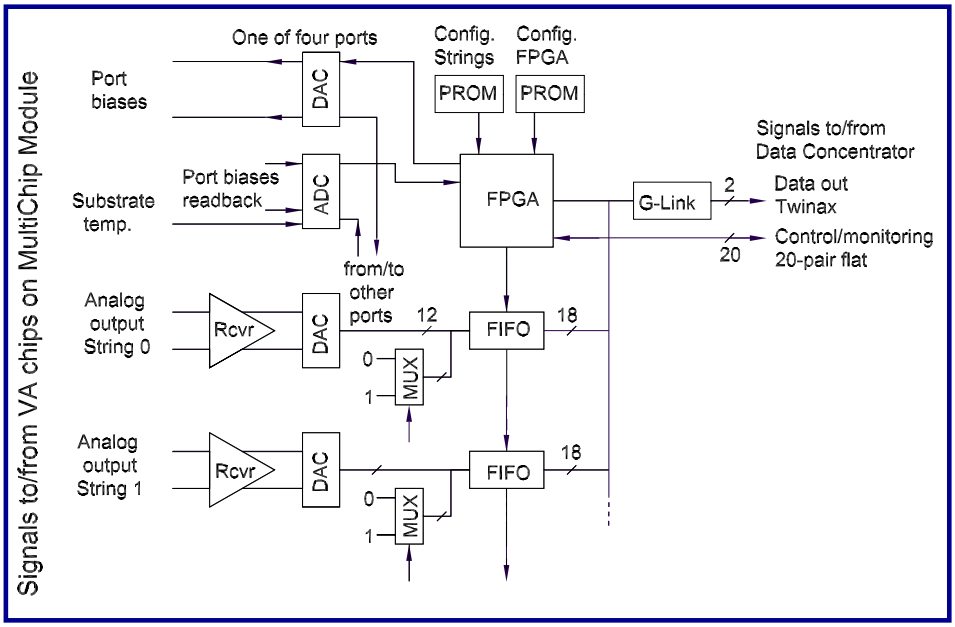


Figure IV.14: Schéma du circuit de la carte de signal du “Front-End-Controller” (FEC) pour une porte.

2 - Front-End Controller: FEC

Les modules en silicium sont contrôlés et donnent lecture à l’aide des modules électroniques appelé “les Front-End-Controller” (FEC) placés à environ 2 mètres du détecteur de silicium. Chaque module FEC a quatre ports d’entrés ; chaque port adapte jusqu’à 1,472 canaux décomposé entre deux strings de lecture. Le FEC est composé d’une carte-mère de signal appelé “signal board” et de carte-fille qui contient des régulateurs de puissance, carte d’alimentation, appelée “power board”. Le contrôle des signaux et les données de commande sont câblés directement à l’extrémité arrière de la carte de signal au concentrateur de données appelé DMU. L’alimentation-DC de basse tension est distribuée sur un système localisé à l’arrière de FEC et il est connecté à l’arrière de la carte d’alimentation.

[1]. **Carte de signal :** la carte de signal est montrée schématiquement dans la fig IV.14. Elle inclut des circuits pour huit câbles de lecture - deux par port. Chaque port fournit la tension de déplétion pour les senseurs en silicium, la tension de polarisation et signaux de commande pour les chips, et contrôle de température. Chacun des deux strings fournit un signal analogique différentiel et un signal numérique (digital), shift−out, qui indique que le dernier canal du string a été lu. Le circuit du string de la carte de signal contient un récepteur différentiel, ADC et FIFO qui peuvent stocker la valeur de deux événements des données. Le circuit du string contient également un générateur intégré qui sert à tester la chaîne de données à partir de l’entrée de FIFO, et un circuit de calibrage ce qui sert à calibrer l’entrée analogue du FEC, ceci examine complètement la fonctionnalité de la chaîne commençant de l’entrée du FEC allant jusqu’au chips.

[2]. **Carte d’alimentation :** La puissance pour le FEC est conditionnée par un nombre de régulateurs situés sur la carte d’alimentation, qui assurent +5 V pour la logique de commande numérique (digital), ±5 V pour les circuits analogues, et un ensemble de tensions pour chacun des quatre ports. Les

derniers sont produits par un régulateur de 0 à +200 V pour le senseur polarisé en back-plan, et par des régulateurs de ±2 V pour le VA-chips.
La protection contre le latchup d'entrée du chip est assurée sur une base de port-par-port.

3 - Protection Latchup

Le phénomène, dit de latchup [109], est induit par une particule très ionisante qui perd toute son énergie dans un circuit intégré, comme le circuit de VA-chip dans notre cas. Le fort dépôt de charge conséquent est susceptible d'initier un court-circuit virtuel entre les lignes d'alimentation du circuit conduisant à sa destruction par la chaleur créée par effet Joule.

Avec les faisceaux énergiques des ions lourds circulant dans le collider comme le RHIC, Il existe une possibilité d'envoyer une grande quantité de radiation vers les senseurs et les FEC du détecteur silicium; si une partie ou tout le faisceau traverse le mur de la ligne de faisceau (on est en présence d'un processus de collisions avec une cible fixe), les fragments produits dans les collisions vont être émises vers l'avant dans la proximité de la ligne de faisceau. Puisque les modules en silicium et les FECs sont proches de la ligne du faisceau, une particule très énergétique peut traverser le senseur en silicium ou chip sur plusieurs millimètres en créant un fort dépôt de charge qui pourra conduire à sa destruction par la chaleur induite par effet Joule.

Si un fragment chargé produit lors de la collision traverse un chip, la charge déposée dans le chip cause les transistors parasites (inhérents à la structure de CMOS) à soudainement s'allumer ("latchup"). Ceci permet de laisser passer de très grandes quantités de courant qui neutralisent (verrouillent) le chip. L'opération normale peut seulement être récupérée en éteignant d'abord la puissance de l'hybride (le chip est monté sur l'hybride) et en remettant à zéro la puissance ("resetting the power").

IV.3.7 Étape 4: Alignement, installation et fonctionnement

Avant l'installation du détecteur silicium dans le tunnel pour effectuer les mesures des collisions des faisceaux, il était nécessaire d'effectuer premièrement les mesures d'alignement des modules afin d'établir la calibration des données suivant la géometrie de chaque élément actif. L'alignement était établi suivant les étapes suivantes :

[1]. nous mettons les autocollants marquants sur l'armature, 8 autocollants sur l'embout avant et 8 autocollants sur l'extrémité arrière et certains d'entre eux sont dans des endroits différents de l'armature. Chacun d'entre eux est marqué. Pour une bonne compréhension, un exemple - le détecteur Ring - est présenté sur la figure IV.15.

[2]. "Pre-survey", le pré-examen a été fait dans le laboratoire de silicium. Le pre-survey a exigé de mettre l'armature d'octogone avec tous les modules montés (ou les anneaux de Rings) au milieu de la salle entourée par l'équipement optique d'enquête de 5 à 6 télescopes (pistolets). Les projectiles de ces pistolets se sont les auto-collants situés sur l'armature et ceci nous donne les coordonnées spatiales (x, y, z, dx, dy, dz) du centre de chaque auto-collant relativement à une certaine référence. Après cela, les télescopes "survey" chaque senseur situé sur l'armature relativement aux quatre points situés chacun aux coins du senseur. Pour l'octogone et les détecteurs externes de vertex, nous avons réussi à tirer 4 points de chaque senseur. Pour le vertex intérieur, nous avons tiré 3 points de chaque senseur.

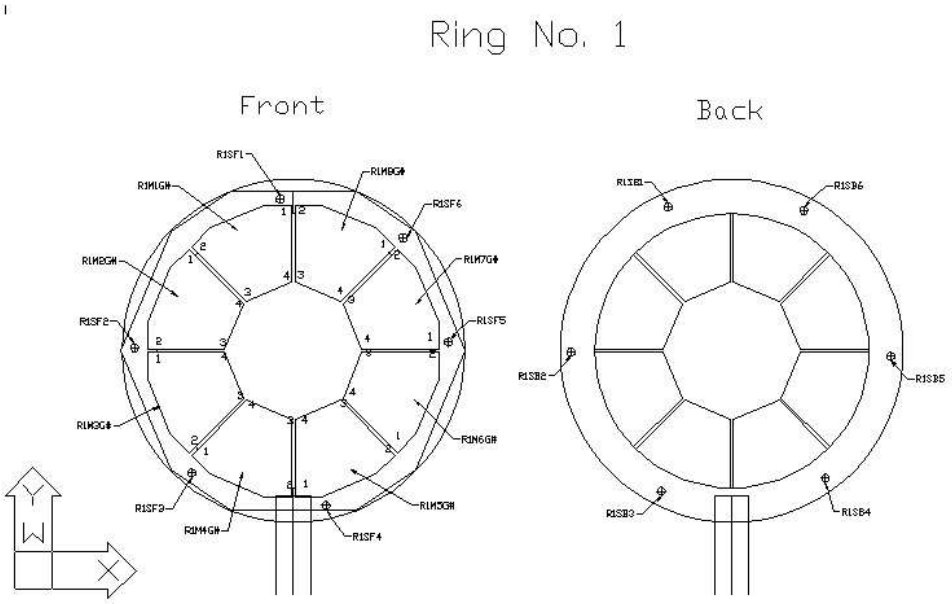


Figure IV.15: Vue schématique de face avant “Front’ et arrière “Back” d’un anneau du Ring avec les ettiquettes pour l’alignement “survey” des senseurs en silicium.

Il n’était pas facile d’examiner le vertex intérieur, parce qu’il a été couvert par le vertex externe. L’aperçu des 6 compteurs d’anneau “Rings” était facile et un bon succès. Chaque télescope a tiré 4 points de chaque senseur. La figure IV.15 des expositions un compteur d’anneau “Ring” avec les auto-collants marquants sur la vue de face d’armature et la vue arrière.

[3]. après installation du détecteur d’octogone et de 6 anneaux de Rings dans le tunnel à la position finale, nous avons entouré les détecteurs par 6 ou 8 télescopes optiques. Les télescopes ont tiré les auto-collants d’armature relativement au référence de PHOBOS. Après cela, l’analyse de données de survey donne l’emplacement finale de chaque senseur dans des coordonnées de PHOBOS.

IV.3.8 Succés du détecteur silicium PHOBOS : premiers résultats du RHIC

Durant la nuit du 12 Juin 2000, le collisionneur des ions lourds relativistes (RHIC) a réalisé les premières collisions des faisceaux d’ions lourds Au à l’énergie 56 GeV/nucléon. RHIC a permis d’augmenter l’énergie et l’intensité des faisceaux. L’expérience PHOBOS était la première expérience prête à enregistrer les données de la collisions des ions lourds Au a 56 GeV/nucléon en installant un sous-système de détecteurs silicium, quelques détecteurs octogone, vertex et spectromètre: le dispositif est présenté sur la figure IV.16. La distribution de la perte d’énergie des particules de minimum ionisant dans le silicium obtenue pour des collisions Au + Au à 56 GeV est présenté sur la figure IV.17. Le bon accord du signal expérimental avec la simulation du modèle HIJING indique une bonne compréhension du signal du détecteur.

Quelques jours après que les premiers ions de Au se soient heurtés à une énergie de collision de 56 GeV/nucléon, chacun des quatre détecteurs de RHIC (BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR) ont commencé l’enregistrement des données à une énergie de collision de 130 GeV/nucléon. Vers la fin de juillet

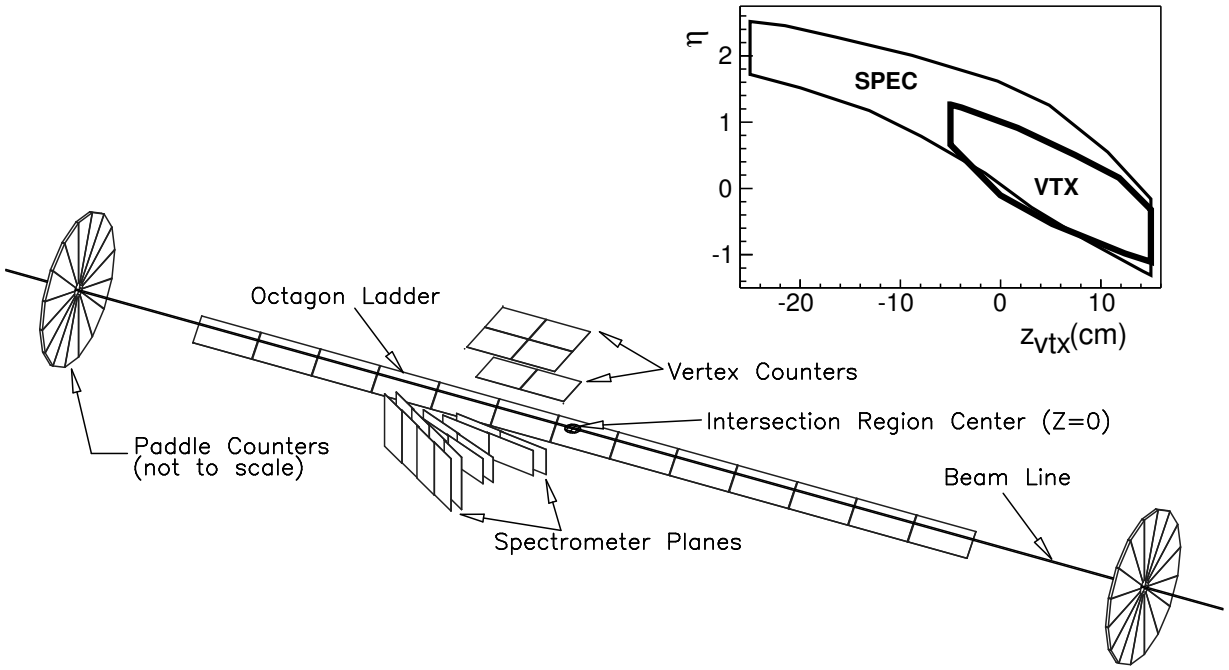


Figure IV.16: Vue schématique du détecteur installé durant le run initial "engeenering run". La figure insèrée montre l'acceptance en η des subdetectors Vertex et du spectromètre en fonction de la position du vertex primaire.

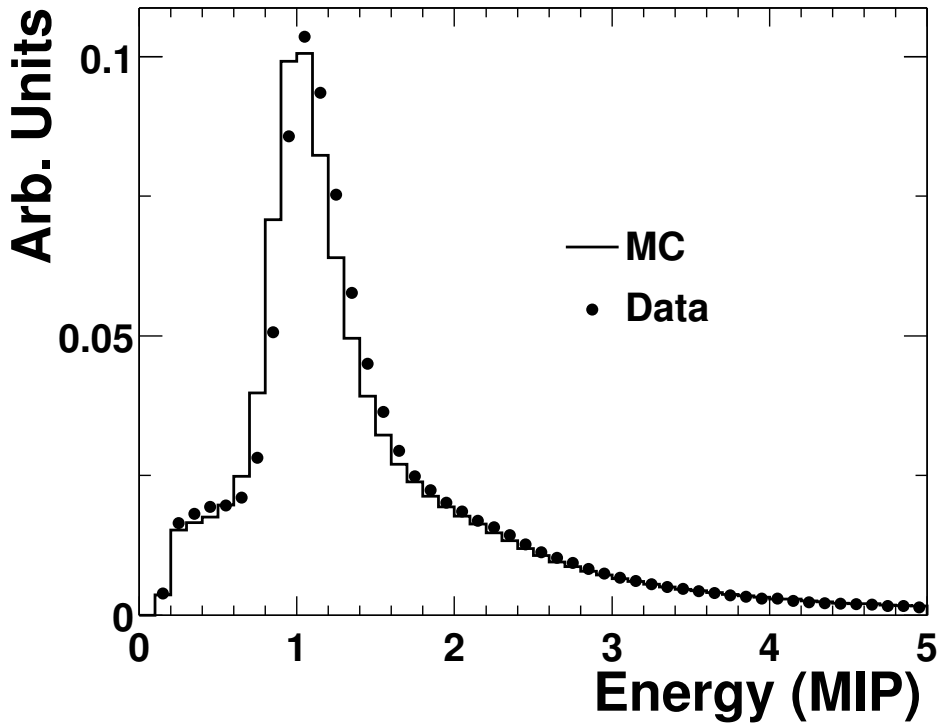


Figure IV.17: Spectre de dépôt d'énergie des particules chargées dans le détecteur octogone. Les données expérimental (points) et Monté Carlo (histogramme) ont été obtenues à partir des collisions d'Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ =130 GeV durant le run initial. Le spectre a été corrigé pour l'angle d'incidence.

2000 le premier résultat de physique - une mesure de densité chargée de particules à la mi-rapidité pour des collisions centrales de Au-Au à ces deux énergies (voir figure IV.17.c.)- a été publié par **la collaboration PHOBOS** (*Phys. Rev. Lett. 85, 3100 (2000)* [110].)

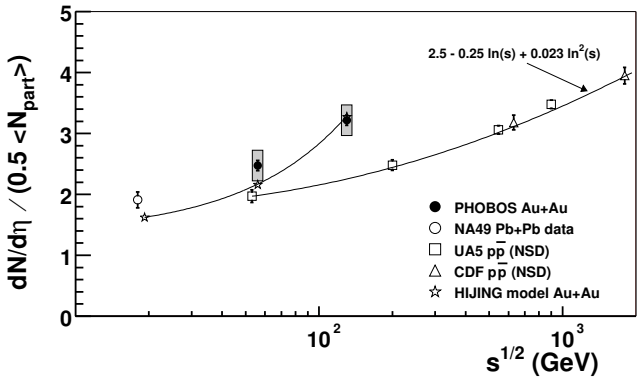
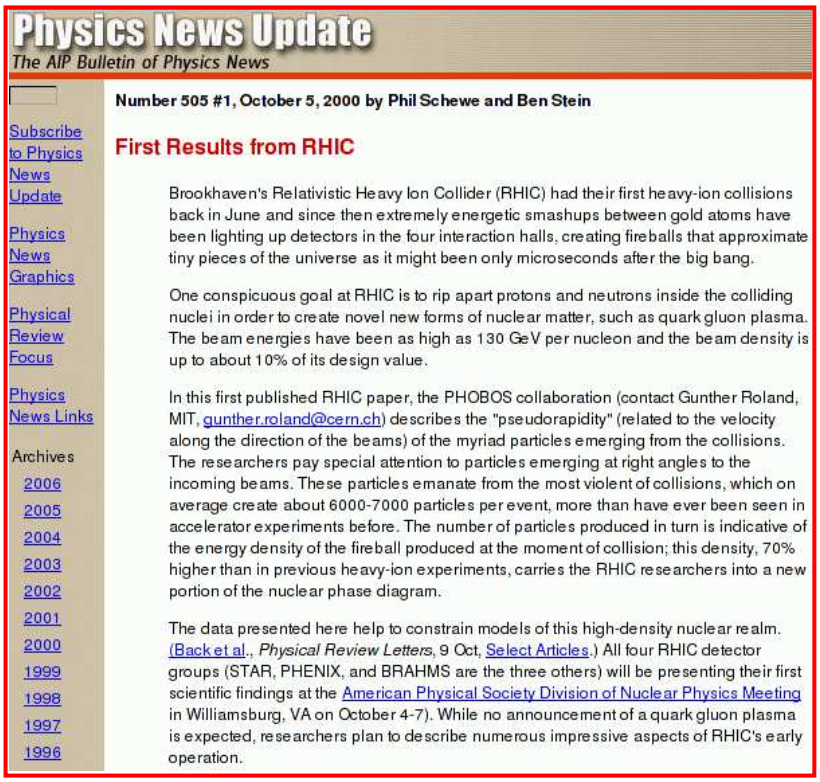


Figure IV.18: Première mesure de la pseudorapidité densité normalisée par paire de participant pour des collisions centrales d'Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 56 et 130 GeV au RHIC présentée par la collaboration PHOBOS [110].



Physics News Update
The AIP Bulletin of Physics News

Subscribe to Physics News Update
Physics News Graphics
Physical Review Focus
Physics News Links
Archives
2006
2005
2004
2003
2002
2001
2000
1999
1998
1997
1996

Number 505 #1, October 5, 2000 by Phil Schewe and Ben Stein

First Results from RHIC

Brookhaven's Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) had their first heavy-ion collisions back in June and since then extremely energetic smashups between gold atoms have been lighting up detectors in the four interaction halls, creating fireballs that approximate tiny pieces of the universe as it might been only microseconds after the big bang.

One conspicuous goal at RHIC is to rip apart protons and neutrons inside the colliding nuclei in order to create novel new forms of nuclear matter, such as quark gluon plasma. The beam energies have been as high as 130 GeV per nucleon and the beam density is up to about 10% of its design value.

In this first published RHIC paper, the PHOBOS collaboration (contact Gunther Roland, MIT, gunther.roland@cern.ch) describes the "pseudorapidity" (related to the velocity along the direction of the beams) of the myriad particles emerging from the collisions. The researchers pay special attention to particles emerging at right angles to the incoming beams. These particles emanate from the most violent of collisions, which on average create about 6000-7000 particles per event, more than have ever been seen in accelerator experiments before. The number of particles produced in turn is indicative of the energy density of the fireball produced at the moment of collision; this density, 70% higher than in previous heavy-ion experiments, carries the RHIC researchers into a new portion of the nuclear phase diagram.

The data presented here help to constrain models of this high-density nuclear realm. (Back et al., *Physical Review Letters*, 9 Oct, Select Articles.) All four RHIC detector groups (STAR, PHENIX, and BRAHMS are the three others) will be presenting their first scientific findings at the American Physical Society Division of Nuclear Physics Meeting in Williamsburg, VA on October 4-7). While no announcement of a quark gluon plasma is expected, researchers plan to describe numerous impressive aspects of RHIC's early operation.

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 461 (2001) 143–149

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

Silicon pad detectors for the PHOBOS experiment at RHIC

R. Nouicer[a,*], B.B. Back[b], R.R. Betts[a], K.H. Gulbrandsen[c], B. Holzman[a], W. Kucewicz[a], W.T. Lin[d], J. Mülmenstädt[c], G.J. van Nieuwenhuizen[c], H. Pernegger[c], M. Reuter[a], P. Sarin[c], G.S.F. Stephans[c], V. Tsay[e], C.M. Vale[c], B. Wadsworth[c], A.H. Wuosmaa[b], B. Wyslouch[c]

[a] *Department of Physics, University of Illinois at Chicago, 845 West Taylor St., Chicago, IL 60607-7059, USA*
[b] *Physics Division, Argonne National Laboratory, 9700 South Cass Ave., Argonne, IL 60439-4843, USA*
[c] *Massachusetts Institute of Technology, 77 Mass. Ave., Cambridge, MA 02139, USA*
[d] *High Energy Physics Group, National Central University, Department of Physics, 32054 Chung-Li, Taiwan*
[e] *Miracle Technology Co. Ltd., Hsin-Chu, Taiwan*

Abstract

The PHOBOS experiment is well positioned to obtain crucial information about relativistic heavy ion collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), combining a multiplicity counter with a multi-particle spectrometer. The multiplicity arrays will measure the charged-particle multiplicity over the full solid angle. The spectrometer will be able to identify particles at mid-rapidity. The experiment is constructed almost exclusively of silicon pad detectors. Detectors of nine different types are configured in the multiplicity and vertex detector (22,000 channels) and two multi-particle spectrometers (120,000 channels). The overall layout of the experiment, testing of the silicon sensors and the performance of the detectors during the engineering run at RHIC in 1999 are discussed. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory will open a new horizon for Ultra-Relativistic Heavy-Ion physics, to explore highly excited dense nuclear matter under controlled laboratory conditions at a center-of-mass energy of 200 AGeV. At this energy, it is speculated that a plasma of deconfined quarks and gluons (QGP) will be formed following the initial series of nucleon–nucleon collisions. The QGP subsequently expands, cools and passes into the normal hadronic phase which itself expands until the hadrons cease to interact with each other at the freeze-out stage. A number of signatures of the formation of the deconfined phase have been proposed [1–3]. It is generally thought that a single signature will be insufficient to provide the evidence for the QGP. Rather, the simultaneous observation of several of the proposed signatures, particularly on an event-by-event basis, will be required. PHOBOS seeks to address these

*Corresponding author.
E-mail address: nouicer@nouicerpc.chm.bnl.gov (R. Nouicer).

0168-9002/01/$ - see front matter © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(00)01191-8

questions in a timely fashion by focusing on measurements of hadronic observables for a very large sample of events.

2. PHOBOS detector

The PHOBOS detector consists of a 4π multiplicity array, vertex finding detectors, two multiparticle tracking spectrometers, a set of plastic scintillator time-of-flight (TOF) walls, and trigger detectors. A schematic diagram of the experiment, showing most of these elements is shown in Fig. 1. The experiment is constructed almost exclusively of silicon pad detectors which have the advantage of providing simultaneously good position resolution, low multiple scattering in the detector and good energy loss resolution. The multiplicity array consists of an octagonal barrel of silicon pad detectors surrounding the beam pipe, and six rings of silicon pad detectors. This array covers the pseudo-rapidity range of $|\eta| \leqslant 5.3$. The multiplicity detector will provide event-by-event charged-particle multiplicity distributions which can be used to select interesting events for further study. The multiplicity distributions are interesting in their own right, containing information on multiplicity fluctuations and correlations, which potentially can be related to some of the proposed signatures of the QGP. The vertex detectors consist of two sets of silicon pad sensors situated above and below the beam line in the interaction region. Each set consists of two layers of silicon sensors with 4 sensors in the inner layer and 8 sensors in the outer layer as seen from the interaction region. The silicon vertex finder will be able to determine the position of the interaction point with an accuracy of 50 μm. The spectrometer consists of 16 planes silicon detectors positioned on either side of the beam. Some of these planes lie within a 2 T magnetic field. The spectrometers are able to measure and identify particles with transverse momenta as small as to 50 MeV/c for pions. The spectrometer will determine the particle momentum by measuring the track curvature and the particle type by the dE/dx method. The particle identification capability is further enhanced by two TOF walls behind the spectrometer. Finally, trigger counters consisting of two disks of 16 Čherenkov radiators, and two sets of plastic scintillator counters (paddle counters), are arranged around the beam pipe. The paddle counters are designed to trigger on peripheral collisions and to give a first approximation of the event centrality.

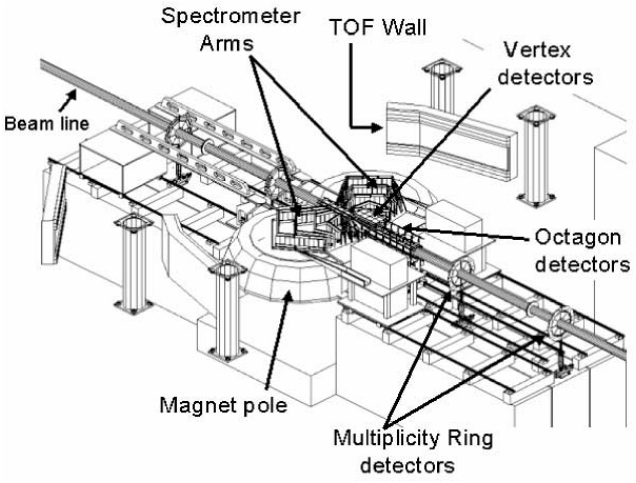


Fig. 1. Schematic drawing of the PHOBOS detector showing the major components. For reasons of clarity, the top half of the magnet has been removed.

2.1. Design of silicon pad detectors

The silicon pad detector is a single sided, AC-coupled, detector that uses a double-metal layer to route the signals from the pads to the bonding area at the edge of the sensor. The wafer layout is conceptually similar to one used in CERN experiment WA98 [4]. The p+ implants are rectangular pads providing two-dimensional position information. The implants are biased via polysilicon resistors which are connected to a common bias line. A schematic diagram of the cross section of one pad of the silicon detector is presented in Fig. 2. The coupling capacitor between the first metal layer (Al) and the implant layer is formed by a 0.2 μm thick layer of silicon Oxide–Nitride–Oxide (ONO). Each pad from this array is read out by a second metal line that connects to the first metal pad and through via runs to the bonding pad. The active area of the silicon wafer is surrounded by a guard ring. The

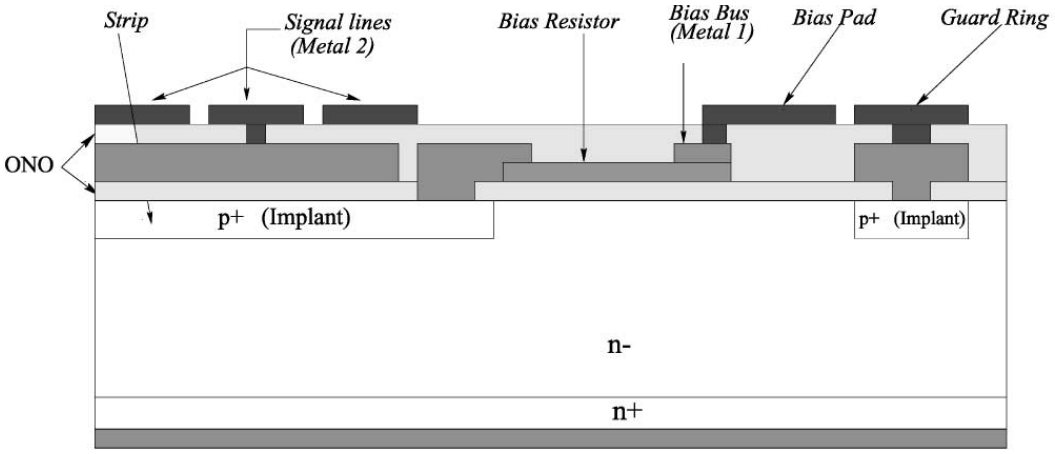


Fig. 2. Schematic diagram of the cross section on one pad of the PHOBOS silicon detectors.

double-metal layer has the advantage that the readout structure is integrated on the sensor without additional material. The full detector surface can be used for routing the signal lines from the sensor edge to a single row or multiple rows of bonding pads, permitting the use of standard readout chips. Nine different sensor types are used. The geometric characteristics of the different types of the sensors are presented in Table 1. A schematic layout of some of the silicon sensors used are shown in Fig. 3 and more details about silicon sensors are presented in Refs. [5,6].

2.2. Testing and acceptance criteria of the silicon sensors

The silicon sensors were produced by the Miracle Technology Co., Taiwan under supervision of the National Central University (NCU), Taiwan. The dicing and initial inspection was carried out at NCU. Subsequent testing of the characteristics of the silicon wafers was conducted at the University of Illinois at Chicago (vertex, octagon and ring wafers) and at the Massachusetts Institute of Technology (spectrometer wafers).

This testing procedure was performed using a computer-controlled probe station running LabView (National Instruments), which wrote the results directly into a central Oracle database [7]. The probe station is equipped with Keithley units for current and voltage measurements as well as with capacitance-meters for capacitance measurements of the sensor. The following tests are performed on each sensor:

IV test: The leakage current is measured as a function of bias voltage applied to the active area and the guard ring separately. The backplane voltage is applied through the vacuum jig. Sensors with less than 5 μA current for the full active area at full depletion voltage, typically around 70 V and with stable guard ring current are accepted (Fig. 4).

PN test: The sensor depletion voltage is measured on a p–n diode test structure adjacent to the sensor on the same production wafer. This measured value for the depletion voltage was cross-checked with the results of tests with a radioactive source carried out on the actual sensor. For most sensors, the depletion voltage was approximately 70 V.

Polysilicon test: The polysilicon bias resistor was measured for each wafer on two identical test structures on the wafer. These test structures consist of a chain of resistors identical to those used to bias each pad. We measure the current–voltage characteristic for both test structures and accept sensors with pad bias resistance larger than 1 MΩ.

Pinhole test: Pinholes, or connections between the two metal layers through the first dielectric layer, are detected by measuring the current between the bonding pad and the bias line. The bias line is kept at ground potential and the bonding pads are held at −5 V. For functional

Table 1
Physical specifications of the PHOBOS silicon pad sensors

Detector system	Sensor type	Active area (mm^2)	Number of pads	Pad size (mm^2)
Spectrometer	1	70.0×22.0	70×22	1.0×1.0
	2	42.7×30.0	100×5	0.4×6.0
	3	42.7×60.0	64×8	0.7×7.5
	4	42.7×60.0	64×4	0.7×15.0
	5	42.7×76.0	64×4	0.7×19.0
Multiplicity	Octagon	34.9×81.3	30×4	2.75×8.75
	Ring	3600	8×8	20–105
Vertex	Inner	60.6×48.18	4×256	0.5×12.1
	Outer	60.6×48.18	2×256	0.5×24.1

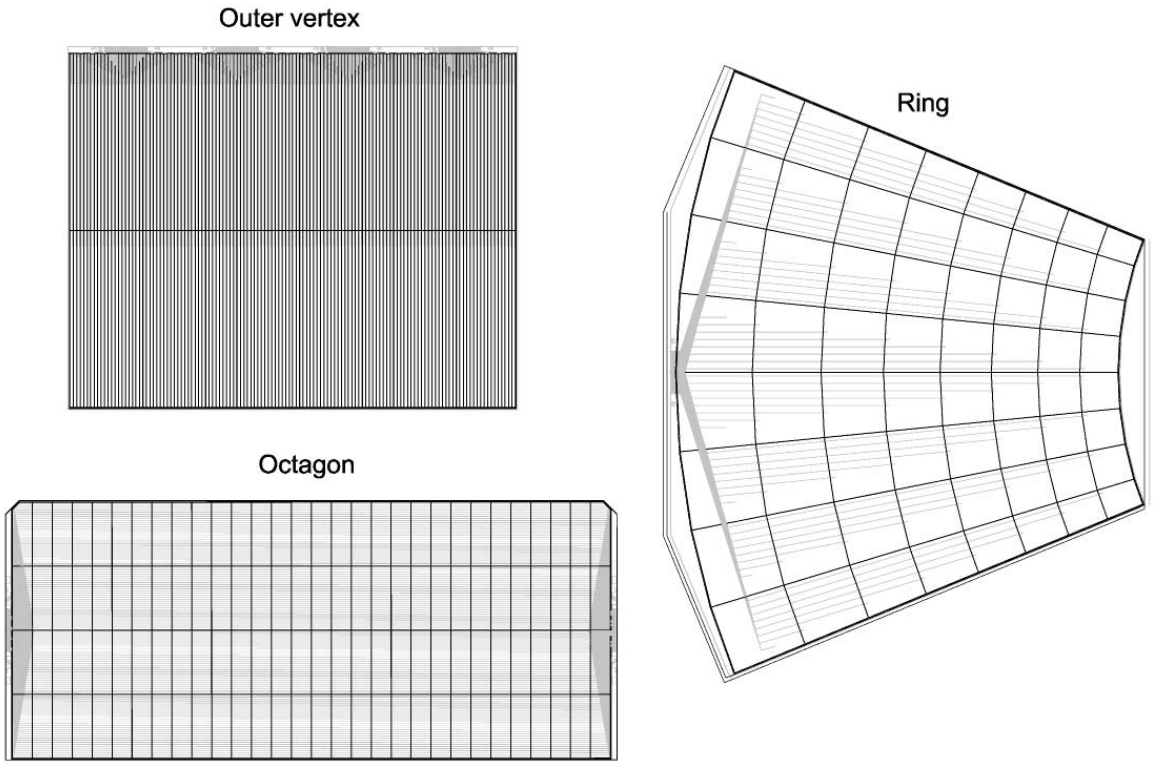


Fig. 3. Schematic layout of some of the silicon sensors used in PHOBOS.

oxides, the measured current is zero. This measurement was done for each pad.

CV test: The functionality of the readout line is checked by measuring the capacitance between each pad and the detector backplane, while the sensor is fully depleted. For functional lines a characteristic capacitance pattern is observed, which largely depends on the readout line geometry and routing. Broken or shorted lines clearly exhibit a different capacitance which can easily be distinguished from that of functional lines. We allow a total of 3% defective channels (sum of thin

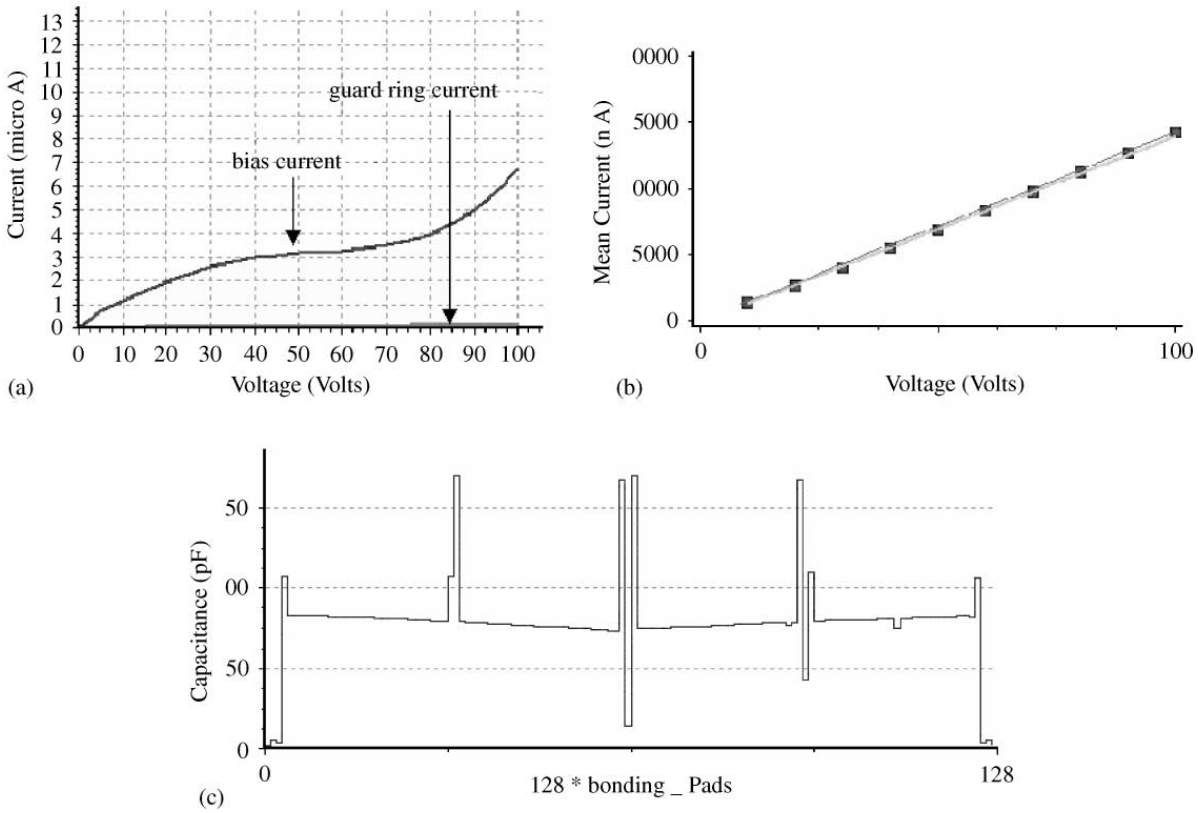


Fig. 4. Test results of one octagon silicon sensor. The (a), (b) and (c) plots represent IV test, polysilicon test and CV test, respectively.

oxide defects and readout line defects) for each sensor.

2.3. Readout electronics

The readout of all PHOBOS silicon detectors is based on the VA-HDR-1 chip, a "Viking" type chip manufactured by IDEAS [8]. We use it in a 64-channel and a 128-channel version depending on the sensor granularity. The VA-HDR-1 chip was chosen as it is commercially available and provides a large dynamic range, with input signals up to 400 fC, i.e. more than 100 times the energy loss of minimum ionizing particles (MIPs). The VA-HDR-1 chips are mounted on a hybrid. These hybrids are ceramic in the case of the vertex and spectrometer detectors, and multilayer printed circuit boards for the multiplicity detectors. Each hybrid carries one or more chips with the chip inputs directly wire bonded to the sensors. The hybrid also has a small number of passive components to adjust the chip supply currents from common voltage rails and to filter the power supplies. The data are read out by Front End Controllers (FECs) which digitize the differential analog signals in a 12-bit ADC running at up to 5 MHz and store the ADC output in a FIFO. The digitized data are passed through a G-link connection and multiplexing boards to a Mercury Raceway system [9] in which multiple PowerPC processors work concurrently on the data reduction. The FECs also monitor chip supply voltages, detector bias voltages and leakage currents. The monitoring values are automaticaly transmitted together with the ADC data. Finally, the processed data are sent to a workstation where they can be analyzed.

2.4. Module assembly and tests

After each chip is tested and accepted, it is manually attached with conductive glue to the

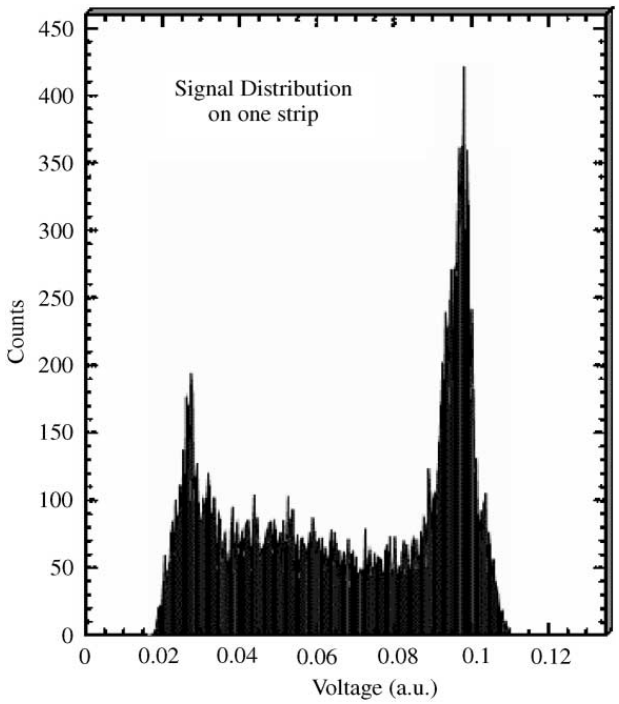


Fig. 5. Signal distribution on one pad of the ring counter using a ^{113}Sn source.

hybrid. The chip control side is wire bonded to the hybrid. After bonding, the hybrid is tested by reading the pedestal, measuring the chip noise and running a full calibration cycle for each channel. Following these tests, the sensor is glued to the hybrid. Finally, the sensor is wire bonded to the chip input. After assembly, the functionality of the completed module is tested in the same manner as the unassembled hybrid. In addition, each module is tested with an electron source ^{113}Sn ($E_{e^-} = 363$ and 380 keV), which gives information about the full depletion voltage. The signal distribution from one pad of a ring-counter sensor from a ^{113}Sn source is presented in Fig. 5. The response of a vertex sensor to minimum ionizing particles is shown in Fig. 6, which displays an energy-loss spectra for cosmic-ray muons. The peak of the minimum ionizing energy distribution occurs at approximately 80–90 keV. The width of the curve represented in the Fig. 6 is due to Landau fluctuations. The signal-to-noise ratio is approximately 15. These silicon detectors were also used during the engineering run in 1999. The stability of

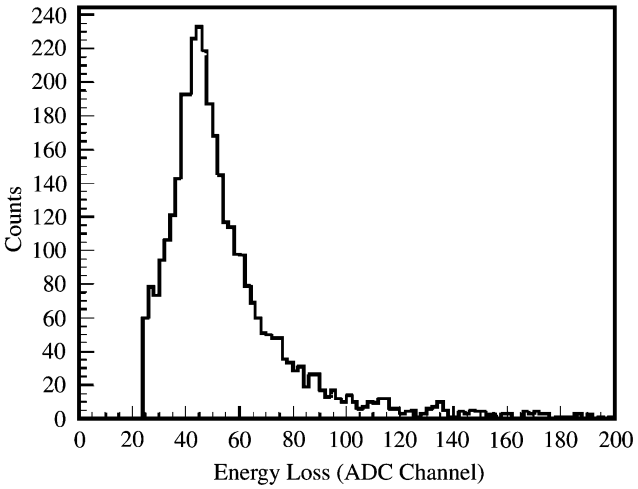


Fig. 6. Energy loss distribution for cosmic-ray muons on one vertex sensor.

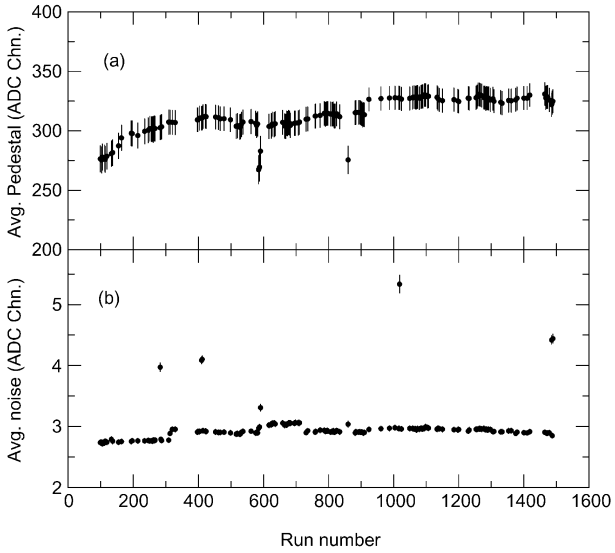


Fig. 7. Average pedestal per channel (a) and average noise per channel without common mode noise subtraction (b) for one octagon module installed during the engineering run at RHIC.

one octagon module during this period is illustrated in Fig. 7.

2.5. Performance of silicon pad detectors during engineering run at RHIC

During the engineering run of June 1999 at RHIC, 13 octagon modules, one half of the top layer of the inner vertex array (one module), one quarter of the top layer of the outer vertex array

(two modules) and four first planes of spectrometer were installed. During this period, Au beam at injection energy (10.8 GeV/n) was circulated in each of the RHIC rings but not simultaneously. During this exposure, the silicon pad detectors showed low noise and very good stability in pedestal and gain. The average pedestal and noise per channel for one octagon module during running are presented in Fig. 7.

3. Summary

Since the signature of the quark-gluon plasma cannot be predicted unambigously, PHOBOS is initially attempting to study these collisions in an unbiased way. Therefore PHOBOS will study the production of all types of hadronic particles. The majority of the emitted charged hadrons will be detected by the multiplicity detector, which covers almost 4π of solid angle. This permits us to study their distribution in the pseudo-rapidity range of $|\eta| \leqslant 5.3$ on an event-by-event basis. One percent of all emitted particles will be studied in detail by the two-arm magnetic spectrometer in the mid-rapidity region, where the highest energy densities are expected. In the spectrometer, particles will be momentum analyzed and identified by energy loss measurements in the silicon layers. The identification of higher momentum particles will be augmented by time-of-flight measurement.

For the silicon pad detectors, the sensor quality was demonstrated to be adequate for the required physics measurement. The sensor production, testing and assembly have been completed on schedule. Source and beam tests show an acceptable signal-to-noise ratio around 15. The expected capacitive coupling between the channels gives a modest crosstalk of less than 1%.

Currently, the silicon pad detectors of PHOBOS are ready for implementation in the RHIC research program. The full multiplicity detector, the vertex detectors and one arm of the spectrometer are ready and will be installed when RHIC physics running starts in June 2000.

References

[1] C.P. Singh, Phys. Rep. 236 (1993) 147.
[2] J. Harris, B. Muller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46 (1996) 71.
[3] J. Alam, S. Raha, B. Sinha, Phys. Rep. 273 (1996) 243.
[4] W.T. Lin et al., Nucl. Instr. and Meth. A 389 (1997) 415.
[5] B. Back et al., Nucl. Phys. B 78 (1999) 245.
[6] Heinz Pernegger, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 549.
[7] ORACLE, 500 Oracle Parkway, Redwood Shores, CA 94065, USA.
[8] Integrated Detector and Electronics, Veritasvein 9, N-1322 Hovik, Norway.
[9] Mercury Computer Systems, Inc., 199 Riverneck Road, Chelmsford, MA 01824-2820, USA.

IV.4 Détecteurs de traces en silicium stripixel (VTX) pour l'expérinece PHENIX

IV.4.1 Sommaire exécutif

Nous proposons de construire un traceur de vertex en silicium (VTX) pour l'expérience PHENIX au RHIC. Le VTX augmentera sensiblement les possibilités physiques des bras des spectromètres centraux de PHENIX. Notre motivation principale est de fournir des mesures de précision de la production des quarks lourds (charme et beauté) dans les collisons A+A, p(d)+A, et p+p polarisées. Ces mesures sont primordiales pour le programme futur du RHIC ; premièrement concernant la physique des ions lourds on passe de la phase de la découverte vers l'étude détaillée des propriétés du milieu nucléaire dense créé dans les collisions et deuxièmement elles permettent l'étude de la fonction de la structure du spin du nucléon. Dans les collisions entre ions lourds les mesures de la production du charme ouvert et de la beauté fourniront de nouvelles données essentielles sur l'étude de la matière créée à haute densité pendant les premières instants de la réaction. Particulièrement, ces mesures détermineront :

- la dépendance en masse de la perte d'énergie des partons (saveurs) dans le milieu, qui a déjà été établie pour les partons légers.
- la dépendance en masse du flot elliptique des quarks
- si les quarks-lourds sont produits seulement dans les collisions initiales de parton-parton ou également pendant les phases finales de la collision.
- une référence pour mesurer la suppression ou l'augmentation possible de J/ψ.
- la production de la beauté ouverte comme le D-mésons
- quantitativement le taux d'émission des dileptons thermiques.
- la corrélation de hadrons di-jet
- la spectroscopie Upsilon dans la voie de décroissance e^+e^-

Avec le présent détecteur de PHENIX, la production des quarks-lourds sans la séparation des quarks lourds des $D-$ et $B-$mésons a été mesurée indirectement par l'observation de singlet des électrons. Ces mesures sont en soi limitées dans l'exactitude par des incertitudes systématiques résultant du grand fond d'électrons de la décroissance Dalitz et de la conversions de photon. En particulier, la nature statistique de l'analyse ne permet pas pour un modèle independant de séparer les contributions de la production du charme et celle de la beauté.

Le détecteur VTX fournira le vertex avec une résolution $< 50\ \mu m$ sur une large couverture en pseudorapidité ($|\eta| < 1.2$) et dans un angle azimutal ($\Delta\phi \sim 2$). Avec ce dispositif, les possibilités du détecteur PHENIX augmenteront sensiblement et une meilleur qualité des données pourra être obtenue. Une meilleure mesure avec plus de précision de la production des quark-lourds sur une grande gamme cinématique sera possible.

Les avantages principaux sont dans trois secteurs. Premièrement, en choisissant des électrons avec une distance d'approche la plus étroite (DCA : distance of closest approach) au vertex primaire plus grand que $\sim$ 100 μm, le fond sera diminué de plusieurs ordres de grandeur et de ce fait une mesure propre de la production de saveur lourde dans le canal singlet d'électrons deviendra possible. Deuxièmement, parce que la duré de vie des mésons avec la beauté est sensiblement plus grande de celle des mésons avec le charme, l'information de VTX nous permettra de séparer la production du charme de la beauté sur une large gamme de moment transverse p_T. Troisièmement, une coupure du DCA sur des hadrons réduira le fond combinatoire de Kπ à un seuil suffisament faible pour qu'une mesure directe des mésons D par ce canal de décroissance devienne possible. En outre, le détecteur de VTX prolongera sensiblement notre couverture du moment transverse dans les particules chargées dans les grands p_T, et également il nous permettra de mesurer des corrélations de $\gamma - jet$.

Le détecteur proposé de VTX a quatre couches de détecteurs silicium. Les deux couches intérieures sont formées de silicium pixel avec une taille du pixel étant de 50 (ϕ) $\times$ 425 (z) μm^2 développée pour l'expérience ALICE au CERN-LHC. Notre choix de technologie pour les couches externes est celui d'un détecteur de silicium stripixel sous une nouvelle forme "spiral" développé par la Division d'instrumentation à BNL. Avec les stripes stéréoscopiques de 80 (ϕ) (μm) $\times$ 3 (z) cm, ces dispositifs réalisent une taille effective de pixel de 80 $\times$ 1000 μm^2. Nous emploierons le chip SVX4 pour l'afficheur pour le readout des détecteurs de stripixels qui a été développé à FNAL, Chicago.

Nous proposons de construire le détecteur de VTX pendant la période de 2007 à 2010. Le projet sera accompli en 2010. Pour réaliser ce projet nous avons une somme total de 4.6 Millions de dollars fourni par le DOE. Ces fonds seraient complétés avec des déliverables équivalents environ de 3 Millions de dollars par RIKEN à partir de 2004.

IV.4.2 Objectifs Physique:

En se basant sur la richesse des données collectées depuis le début du fonctionnement de RHIC, les quatre expériences de RHIC ont conclu qu'une matière partonique à haute densité est formée dans les collisions centrales d'Au+Au. Maintenant, le but des recherches se décale d'une phase de découverte vers une nouvelle phase qui correspond à l'exploration détaillée de la matière de quark. Les mesures de la production de charme et de beauté (données par leurs rendements respectifs) et celles des spectres de mésons de saveurs lourdes fournissent des informations au sujet des premièrs instants de la collision entre ions lourds.

PHENIX a extrait la section efficace pour le charme ouvert par l'intermédiaire des spectres inclusifs d'électrons. Cette méthode se base sur le fait qu'une fraction des électrons provient de la décroissance des mésons de saveurs lourdes (charme ou beauté) et sur la capabilités de soustraire le fond dû à la décroissance des mésons de saveurs légèrs. L'addition du détecteur VTX à PHENIX permettra une détermination plus précise du composant de quark-lourds dans des spectres d'électrons. Exiger que les leptons ($e^{\pm}$) soir déplacés du point d'interaction permet de réduire sensiblement le fond et donc d'étendre la mesure de charme sur une grande gamme des petits moments transverses.

Les possibilités d'étendre les mesures de quark-lourds avec le détecteur de VTX permettent d'aborder les questions critiques suivantes :

IV.4.2.a Perte d'énergie des quark-lourds

Les partons de haut-p_T doivent perdre de l'énergie pendant qu'ils se propagent à travers le milieu nucléaire dense [111]. Le mécanisme dominant est le rayonnement de gluon, qui est induit par le milieu, avec une petite contribution due aux collisions élastiques avec des partons de basses énergies. On a observé cette perte d'énergie (prévue) de parton à RHIC en tant que suppression forte des hadrons de grand moment transverse dans les collisions centrales de Au+Au. L'absence d'une telle suppression dans des collisions de d+Au ou dans la production directe de photon a confirmé que c'est un effet du milieu. La figure IV.19 de la Réf. [111] montre des données du facteur modification nucléaire pour π^o, η, et des photons directs mesurés par PHENIX et STAR. Pour les hadrons légers, on observe la suppression forte d'un facteur de l'ordre ~ 5, alors que le photon direct n'est pas supprimé. Ceci est un effet du jet-quenching qui est l'évidence principale de la formation de la matière dense à RHIC.

Le rayonnement de gluon et la perte d'énergie sont extraordinairement sensibles aux effets d'interférence, cependant le temps de formation de gluons est comparable au temps entre les collisions successives. Par conséquent, avant que nous puissions quantitativement employer la mesure de la perte d'énergie comme sonde du milieu dense, nous devons être confiants que les effets d'interférence dans les calculs des modèles sont bien examinés par les données. Une stratégie puissante à utiliser est de changer la quantité de gluon-interférence en employant celle des quarks-lourds au lieu de celle des quarks-légers.

Récemment, on a observé la suppression des électrons de grand moment transverse issus de la décroissance des quark-lourds dans les collisions centrales de Au+Au [111]. Les données de PHENIX du facteur de modification nucléaire de singulet électron (simple) de haut moment transverse sont montrées sur la figure IV.19. La suppression observée est étonnamment forte, et elle est comparable à celle des hadrons légers ($\pi^{\pm}$, π^0 et η). Les données fournissent des contraintes fortes sur les modèles de perte d'énergie. Il est particulièrement remarquable que la suppression soit forte à haut p_T (> 3 GeV/c) où on s'attend à ce que la contribution de la décroissance de beauté soit dominante, puisque dans la plupart des modèles de perte d'énergie il est prévu que peu ou pas de perte d'énergie de beauté soit observée dans la matière dense créé à RHIC.

Actuellement le détecteur PHENIX ne peut pas distinguer les singulets électrons issus de la décroissance du charme et/ou de la décroissance de beauté dans des collisions Au+Au. Ainsi nous ne pouvons pas déterminer le facteur de suppression du charme avec exactitude, ni nous ne pouvons déterminer si la beauté souffre également d'une perte d'énergie significative ou pas. Le détecteur de VTX nous permet de mesurer les singulets d'électrons du charme et de la beauté séparément. Puisque la beauté a un plus grand $c\tau$ (B^0 : 462 μm, B^+ : 502 μm) que le charme (D^0 : 123 μm, D^+ : 317 μm), nous pouvons très bien séparer la composante de beauté de singulet électron de la composante de charme en utilisant une mesure déplacée du vertex à partir du détecteur VTX. Le détecteur de VTX nous permettra également de mesurer directement les spectres du haut-p_T du charme par l'intermédiaire des voies de décroissance hadronique, par exemple $D \rightarrow K^+\pi$. De ces mesures, nous pourrons déterminer la perte d'énergie du charme et de la beauté dans le milieu. Ce sera une mesure décisive pour comprendre le mécanisme de perte d'énergie dans la matière dense à RHIC.

IV.4.2.b Flot elliptique des quarks lourds et dépendance en masse

L'anisotropie est l'une des observables les plus importantes dans l'étude des collisions entre ions lourds à RHIC. La grande amplitude d'anisotropie, v_2, fournit l'évidence principale de la formation

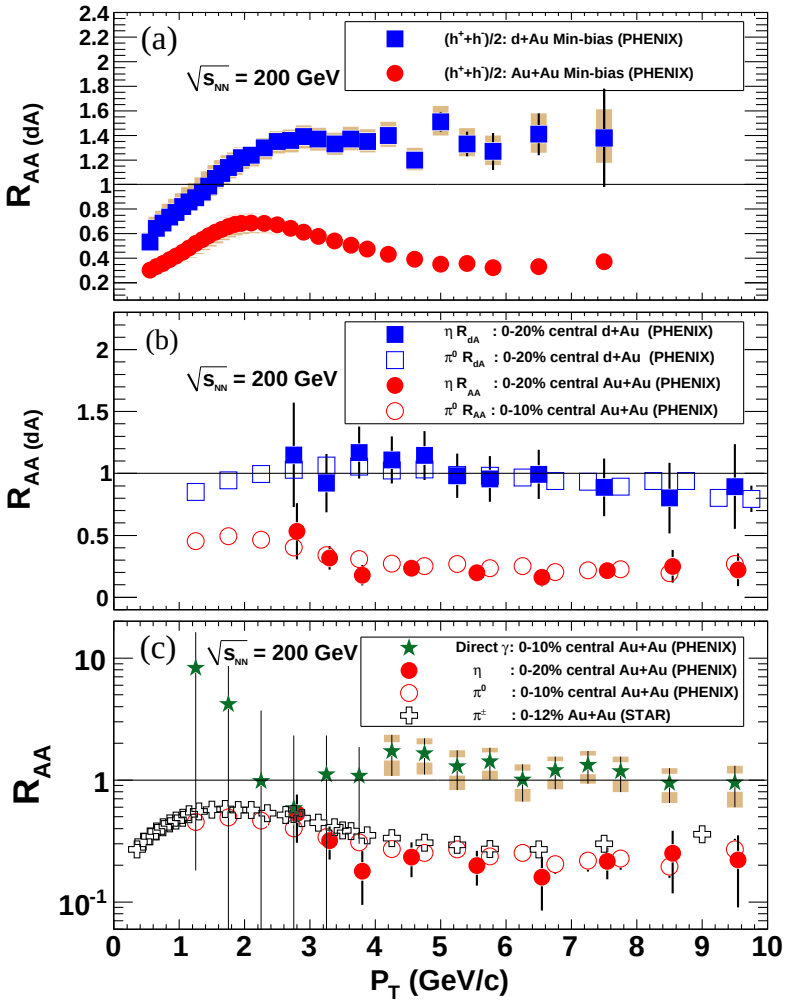


Figure IV.19: Compilation des données des facteurs de modification nucléaire R_{AA} des collisions Au + Au et R_{dA} des collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Paneau a) compare R_{AA} avec R_{dA} pour les hadrons chargés, $(h^+ + h^-)/2$, pour les collisions minimum-bias Au + Au et d + Au. Paneau b) compare R_{AA} au R_{dA} pour π^0 et η obtenues des collisions centrales Au + Au and d + Au. Paneau c) compare R_{AA} des photons direct γ au R_{AA} des particules π^0, η et $\pi^{\pm}$ obtenues des collisions centrales Au + Au. Les bares d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. Pour clarification, les erreurs systematiques sont montrées comme des bandes verticales [111].

d'une matière chaude et dense dans des collisions Au+Au à RHIC. Avec la découverte du jet-quenching, l'observation d'un grand v_2 dans des collisions Au+Au est à la base de la conclusion dans les documents blancs de RHIC qu'un milieu à haute densité est formé [41].

Au début du run de RHIC, les mesures de v_2 ont été principalement concentrées sur celle des hadrons légers à petit moment transverse ($p_T < 2$ ou 3 GeV/c). Ici l'anisotropie est produite par le flot elliptique, et les modèles hydrodynamiques peuvent très bien décrire les données. Les mesures précises du v_2 en fonction de p_T et suivant les espèces de particules fournissent des informations riches sur les propriétés du fluide créé. La bonne concordance entre les données et les prévisions théoriques des modèles hydrodynamiques indiquent que la matière dense produite se thermalise très rapidement, et que la matière produite se comporte presque comme fluide idéal.

Récemment, nous avons observé que l'anisotropie d'événement n'est pas limitée aux hadrons légers. Nous avons observé un grand v_2 des singulets électrons issus de la décroissance de quark-lourds. La figure IV.20 de la Réf. [111] montre les données du v_2^{HF} des singulets électrons issus de la décroissance de quark-lourds (mélange de charme et de beauté). Les données à bas moment transverse p_T favorisent les modèles qui incluent le flot elliptique au niveau du quark du charme. Le grand v_2^{HF} des singulets électrons issus de la décroissance de charme est une découverte étonnante. Ceci montre que même les quarks lourds

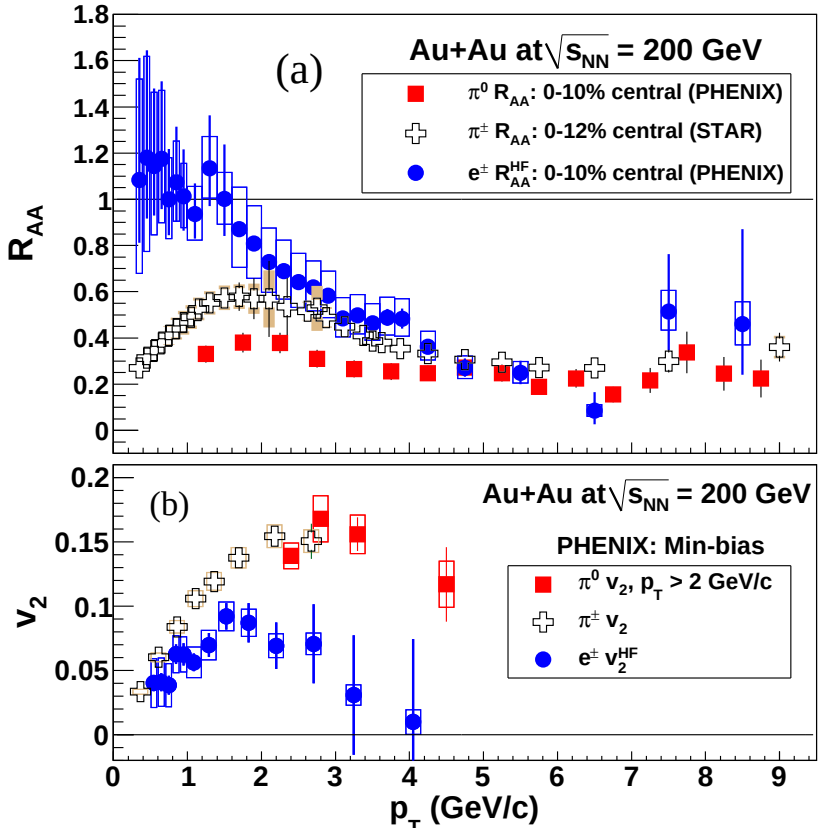


Figure IV.20: Compilation des données des collisions Au + Au à 200 GeV Réf. [111]. Paneau a) présente le facteur de la modification nucléaire R_{AA}^{HF} des électrons émisés des particules porteurs des quarks lourds comparé aux facteurs nucléaire R_{AA} des particules π^0 et $\pi^{\pm}$ toutes obtenues des collisions central Au + Au. Paneau b) présente le flot elliptique des électrons des quarks lourds v_2^{HF} comparés au flot v_2 des particules légères π^0 et $\pi^{\pm}$ obtenues des collisions minimum-bias Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les bares d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. Pour clarification, les erreurs systematiques sont montrées comme des bandes verticales.

participent au mouvement collectif de la matière produite. Les données posent un défi aux théories de la perte d'énergie et au mécanisme de thermalisation des quark-lourds dans la matière dense.

IV.4.3 Détecteur PHENIX et caractéristiques de VTX

L'expérience PHENIX représentée dans une vue schématique de face et de profil sur la figure IV.21, est formée de 17 sous-détecteurs. Parmis ceux-ci, certains sont dédiés à la caractérisation des collisions comme par example les conditions géométriques initiales (la centralité et la position de la collision), ils sont appelés **détecteurs globaux**. Les autres permettent de détecter et parfois d'identifier les photons, électrons, muons et hadrons et de déterminer leur énergie. Les détecteurs dans les **détecteurs centraux** à rapidité $y \sim 0$, permettent d'étudier les hadrons, les photons et les électrons. Enfin, les **détecteurs de muons**, dits à "forward rapidity", détectent les muons.

[1]. **Détecteurs globaux**

Les détecteurs globaux se composent de *Beam-Beam Counter* (ou BBC) et de *Zero Degree Calorimeter* (ou ZDC).

- **Le détecteur BBC** est composé de deux sous-détecteur appelés BBCN (BBC Nord) et BBCS (BBC Sud), placés autour du canal du faisceau, de part et d'autre de la zone d'interaction (à 144 cm du centre). Ces deux «compteurs» CERENKOV sont sensibles aux particules chargées créées lors des collisions, grâce à leurs 64 radiateurs de quartz dont la lumière est détectée par

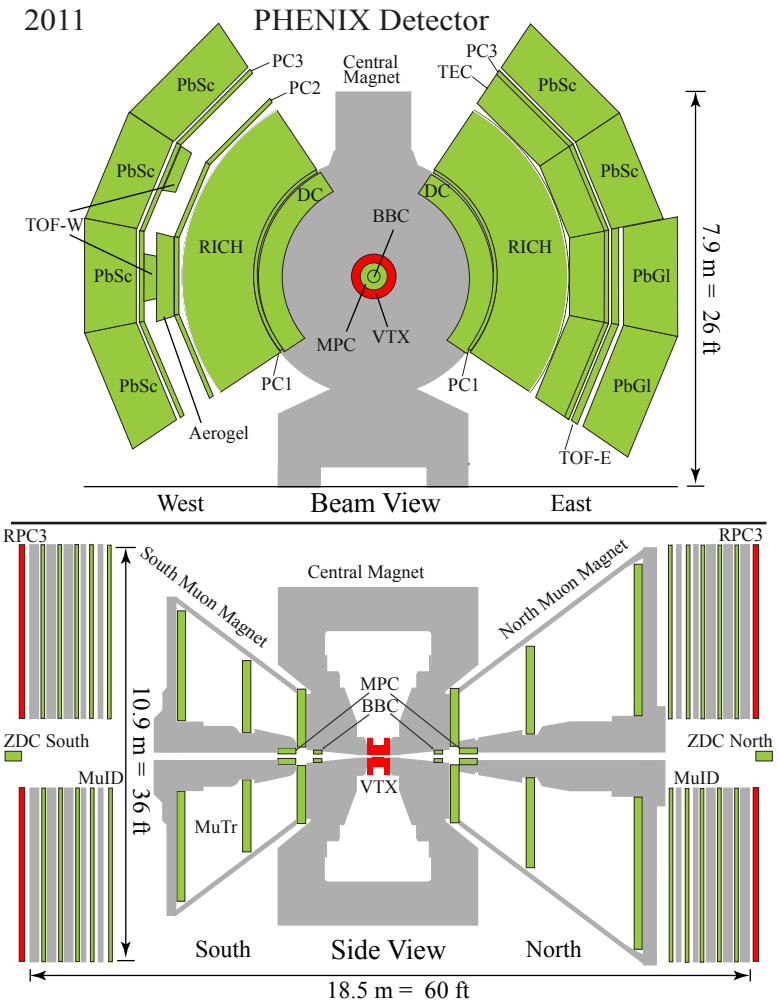


Figure IV.21: Configuration des détecteurs dans l'expérience PHENIX durant la campagne de prise de données 2008. En haut : les détecteurs centraux Est et Ouest. En bas : les détecteurs de muons Nord et Sud.

des photomultiplicateurs. La couverture azimuthal des BBC est totale (2π), et celle en rapidité est de $3{,}1 < |y| < 4{,}0$.

- **Zero Degree Calorimeter (ZDC)** se compose de deux parts. Deux ZDC sont installés de part et d'autre du point d'interaction à 19 m de la zome d'interaction. Les particules neutres ne subissent pas la déflexion par les aimants du collisionneur, traversent les ZDC et y déposent leur énergie.

[2]. **Déteceturs centraux**

La partie centrale de PHENIX est dédiée à l'étude des photons, électrons et hadrons chargés. La figure IV.21, vue de face ("Beam View") montre que ces détecteurs sont situés à mi-rapidité ($|\eta| < 0.35$). On peut distinguer deux types de détecteurs : ceux permettant la trajetographie, grâce au champ magnétique de l'aimant central, et ceux utilisés pour l'identification des particules.

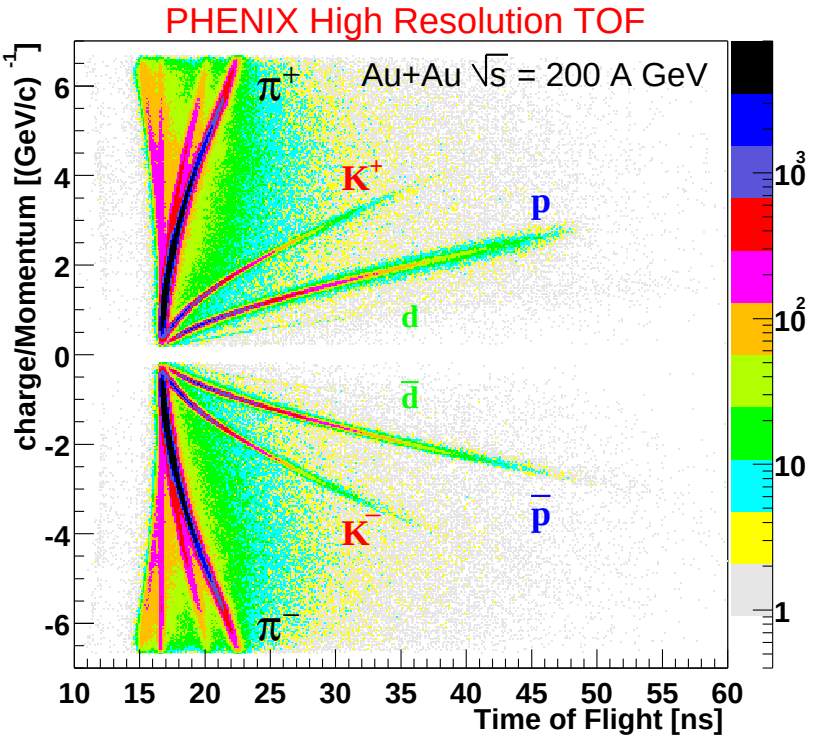


Figure IV.22: Identification des hadrons chargés grâce au détecteur temps de vol de PHENIX. Cette courbe a été obtenue au run 2 pendant la période des collisions Au + Au.

- **Détecteurs permettent de définir la trajetographie :** en partant de la zone d'interaction et allant vers l'extérieur, comme illustré sur la figure IV.21, les chambres à dérives ou DC pour Drift Chambers, les chambres à damiers ou PC pour Pad Chambers constituées en trois stations désignées PC1, PC2 et PC3, et enfin la chambre d'expansion temporelle ou TEC pour Time Expansion Chamber, présente seulement dans le bras Est. Les chambres à dérive permettent une mesure précise des impulsions transverses élevées, mesure nécessaire à la détermination de masses invariantes. Les chambres à damiers fournissent une représentation en trois dimensions du passage des particules. Enfin, la chambre d'expansion temporelle permet la séparation entre pions et électrons pour des impulsions allant de 250 MeV/c à 2,5 GeV/c.

- **Détecteurs utilisés pour l'identification des particules :** les autres détecteurs dans la région central visibles sur la figure IV.21 assurent l'identification des particules. Il s'agit, toujours en allant du point d'interaction à l'extérieur du détecteur, du RICH pour Ring Imaging Cherenkov, du calorimètre électromagnétique ou EMCAL pour ElectroMagnetic Calorimeter et du détecteur temps de vol ou ToF pour Time Of Flight, présent seulement dans la partie Est. Le RICH permet la séparation des électrons parmi les pions très nombreux produits lors d'une collision. L'EMCAL est dédié à la mesure des électrons et des photons. Il apporte une bonne estimation de l'énergie hadronique produite à mi-rapidité et donc de l'énergie transverse E_T produite. C'est un sous-système important qui est intégré au système de déclenchement de niveau 1 pour les

collisions à haute multiplicité ou à grand E_T. La majeure partie de l'EMCAL est constituée de scintillateurs de plomb (PbSc pour plomb scintillator), une petite partie, située dans le bras Est est constituée de verre au plomb (PbGl pour plomb glass). Ces deux sous-systèmes ont en fait des spécificités différentes et ont donc une fonction différente. Ils permettent ainsi de confronter des résultats obtenus indépendamment. Enfin, le ToF assure l'identification des hadrons, comme le montre la figure IV.22. Il permet la separation de π/K et de K/p jusqu'à 2,4 et 4 GeV respectivement.

[3]. **Détecteurs de muons**

Nous disposons de deux spectromètres à muons et de deux identificateurs à muons, disposés de part et d'autre du point de collision (voir figure IV.21 (Side View)), l'ensemble spectromètre-identificateur de muon est appelé bras muon (bras muon sud et bras muon nord).

- **Bras muons** ont été élaborés en vue d'étudier le canal muonique. Ils doivent permettre de séparer le signal du J/ψ dont la masse est de M = 3,097 GeV/c^2 de celui du ψ' à M = 3,686 GeV/c^2, ainsi que le signal de l'Υ(1S) à M = 9,46 GeV/c^2 des signaux de l'Υ(2S) et a de l'Υ(3S) dont les masses respectives sont 10,02 et 10,36 GeV/c^2. Enfin, l'occupation dans les spectromètres doit être optimale pour permettre une reconstruction efficace des trajectoires aussi bien pour les collisions les plus centrales en noyau lourd, que pour les collisions $p + p$ où la multiplicité est moins grande mais où le rendement de collision est grand. C'est en se basant sur ces spécifications que les bras à muons ont été conçus.

  Les particules émises au point d'interaction, traversent d'abord une épaisseur d'absorbeur (1^{re} sélection de particules) avant de pénétrer dans les spectromètres (détermination de la trajectoire et de l'énergie) et d'atteindre l'identificateur à muons (identification des particules et fonction de «trigger»). Les deux bras muons ont une couverture azimutale totale ($0 \leq \phi \leq 2\pi$). Leur couverture en angle polaire pour le bras sud est de 9^o à 35^o et 11^o à 35^o pour le bras nord. L'acceptance en terme de rapidité pour le bras sud est de -2,2 < y < -1,2, et de 1,2 < y < 2,4 pour le bras nord. L'impulsion minimale des particules est de $|p| < 2$ GeV/c pour la détection.
- **Spectromètres à muons (muon tracker ou MuTr)** se basent sur le principe des chambres proportionnelles multi-fils, chaque spectromètre est composé de 3 stations de détection, numérotées de 1 à 3 (en partant de la zone d'interaction), elles-même divisées en octants (voir la figure IV.21 (Side View)).

IV.4.3.a Considérations de conception du détecteur VTX

Les considération de conception sont :

- la capacité d'assortir des voies reconstruites (match tracks reconstructed) vers les hits des bras des spectromètres centrales.
- une exactitude suffisante de la position que la résolution du déplacement de la trace relativement au point de collision soit moins que le $c\tau$ du décroissement du charme et de la beauté, c.-à-d. une résolution moins de 100 μm, de préférence de l'ordre de 30-50 μm.
- haute résolution principalement dans la direction de $r\phi$.

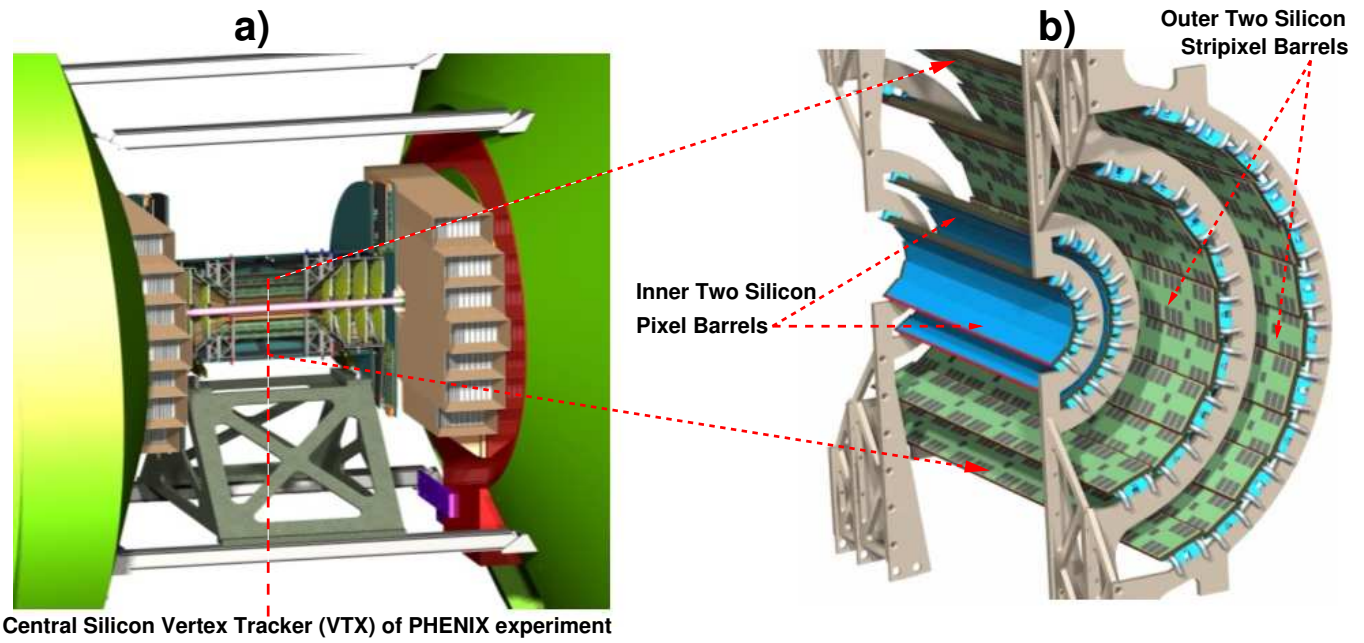


Figure IV.23: Le modèle 3D-CAD du détecteur silicium de Trace de Vertex (VTX) pour PHENIX upgrade.

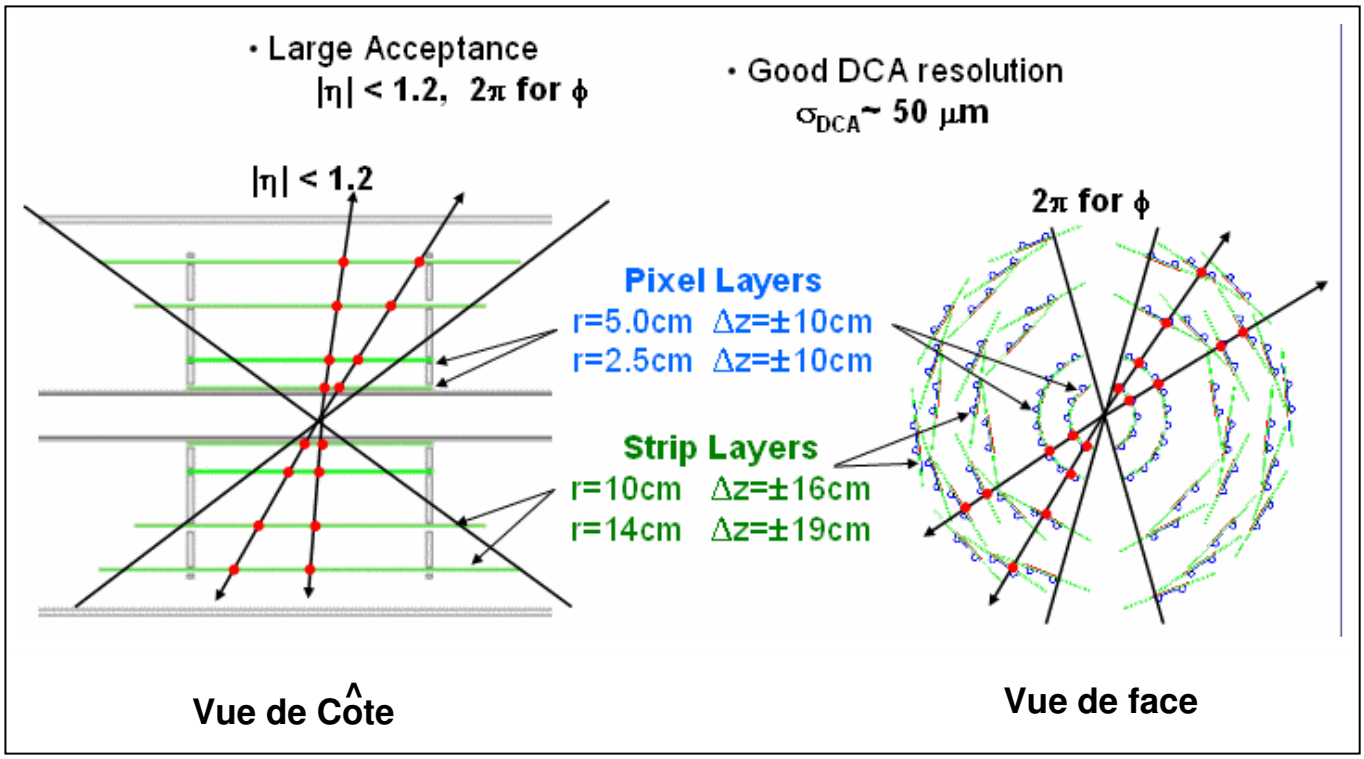


Figure IV.24: Vue schématic du détecteur silicium VTX le long de la ligne de faisceau. Les couches silicium de pixel intérieur sont situées à une distance radiale de 2.5 cm et de 5 cm du faisceau, et sur une longueur de 22 cm suivant la direction du faisceau. Les couches externes de silicium stripixel sont situées à 10 et 14 cm. Les longueurs du 3^{me} et de 4^{me} couches sont de 32 cm et 38 cm, respectivement, dans la direction du faisceau (z). La ligne du faisceau a un rayon de 2 cm est également montrée (droit) une coupé de face à travers le détecteur.

VTX		Pixel Detector		Stripixel Detector	
	Layer	R1	R2	R3	R4
Geometrical dimensions	R (cm)	2.5	5	10	14
	Δz (cm)	21.5	21.8	31.8	38.2
	Area (cm^2)	280	560	1960	3400
Channel count	Sensor size R $\times$ z(cm^2)	1.28 $\times$ 1.36 (256 $\times$ 32 pixels)		3.43 $\times$ 6.36 (384 $\times$ 2 strips)	
	Channel size	50 $\times$ 425 μm^2		80 μm $\times$ 3 cm (effective 80 $\times$ 1000 μm^2)	
	Sensor/ladder	4 $\times$ 4		5	5
	Ladders	10	20	18	26
	Sensors	160	320	90	156
	Readout chips	160	320	1080	1872
	Readout channels	1,310,720	2,621,440	138,240	239,616
Radiation length (X/X$_0$)	Total	1.44%		2.1%	

Tableau IV.2: Caractéristiques physiques du détecteur de Silicon Trace de Vertex (VTX)

[1]. **Géométrie du détecteur VTX**

Après avoir exploré différentes configurations, nous avons décidé de réaliser toutes les études de faisabilité avec la disposition de détecteur représentée sur les figures IV.23 et IV.24. La disposition comporte quatre barils concentriques de détecteurs de silicium avec une longueur approximativement 38 centimètres le long de l'axe du faisceau. Les deux couches externes de baril sont des détecteurs de silicium stripixels mis en des positions radiales $r_4 = 14$ cm (baril 4), $r_3 = 10$ cm (baril 3). Le baril intérieur se compose de deux couches de dispositif de silicium pixel qui sont situées à $r_2 = 5$ cm (baril 2) à $r_1 = 2.5$ cm (baril 1). La ligne de faisceau a un rayon interne de conception de 2.0 cm et une épaisseur de 500 μm (rayon + épaisseur est de 2.05 cm). Ceci implique que la distance entre la première couche de silicium pixels est la line de faisceau est de l'ordre de 4.5 mm.

Les détecteurs de pixel pour la couche intérieure de baril ont une segmentation de 50 (ϕ) μm $\times$ 425 (z) μm. Les couches externes ont une segmentation de 80 (ϕ) μm $\times$ 3 (z) cm par stripixel. Ce choix assure que l'emplacement radial garantit que l'occupation de la couche de stripixel la plus interne (le baril 3) est environ de 4.5% même dans des collisions centrales d'Au+Au à 200 GeV.

Ces détecteurs barils ont été introduits dans la simulation de GEANT du détecteur de PHENIX. En ce moment aucun détail sur le refroidissement, le support mécanique, les câbles etc. ne sont introduites dans la simulation, toutefois ces matériaux sont rapprochés par une épaisseur effective des couches de détecteur. A partir du survey des détecteurs silicium existants nous concluons qu'une longueur de radiation de l'ordre de 2% par couche devrait être réalisable tandis qu'une épaisseur de 1% sera un challenge.

couche en silicium	rayon	détecteur	occupance
couche 1	2.5 cm	pixel	0.53 %
couche 2	5.0 cm	pixel	0.16 %
couche 3	10.0 cm	stripixel	4.5% (x-strip.) and 4.7% (u-strip.)
couche 4	14.0 cm	stripixel	2.5% (x-strip.) and 2.7% (u-strip.)

Tableau IV.3: La simulation HIJING incluant GEANT de l'occupation des couches des silicium du détecteur VTX par les particules chargées issues des collisions centrales d'Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

[2]. **Occupation de détecteur par les particules chargées**

L'occupation de chaque couche en silicium par les particules chargées issues de la collision est calculée en employant le modèle de GEANT du détecteur de VTX qui est intégré dans le programme standard de simulation de PHENIX, appelé PISA. Nous utilisons le générateur HIJING pour produire de l'événement dans les collisions centrales Au+Au, et nous introduisons les événements produits dans PISA. Dans la simulation, nous employons un modèle simplifié de la génération du signal de VTX. Mettant, la charge commun entre les pixels et les stripixels est rendue compte par la longueur de la projection de segment de la trace projeté sur la surface du pixel ou du stripixel. Dans cette simulation simplifiée, aucun effet de diffusion de charge dans le senseur n'est pris en considération. Puisque la taille de la diffusion de charge ($80/\sqrt{12} = 23\ \mu m$) est beaucoup plus petit que la largeur du strip (80 μm), la partie dominante du a l'effet de la charge commun est inclus dans la simulation.

Le résultat de la simulation est récapitulé dans le tableau IV.3. L'occupation est la plus basse à environ 0.16% pour la deuxième couche de pixel en silicium. La troisième couche de stripixel a l'occupation la plus élevée environ 4.5%. Le calcule de l'occupation est environ deux fois plus grand s'il n'y avait aucune effet de charge commun (charge sharing).

IV.4.3.b Mes responsabilités et mes idées dans le projet VTX-Stripixel

J'ai rejoint la collaboration PHENIX en Juin 2004. Le projet PHENIX avait besoin de silicium expert pour construire le détecteur VTX pour le upgrade de l'expérience PHENIX. Ma première tâche était d'établir rapidement un laboratoire de tests à BNL pour évaluer les senseurs en silicium stripixels fabriqués par la compagnie Hamamatsu (HPK) située au Japon. Ma deuxième tâche était d'encadrer des étudiants (8 étudiants) pour tester les senseurs de la pre-production. Dû aux succès des tests de la pre-production et également établir le document des critères des senseurs de la production (le contrat), j'ai été nommé au poste de responsable adjoint (député manager) sur la conception et la réalisation de détecteurs silicium à stripixels pour l'expérience PHENIX à RHIC. J'ai été également nommé responsable (manager) du détecteur à stripixels durant le Run 6 pendant que mon collègues A. Deshpande était run coordinateur. En plus de ces responsabilités, je suis responsable de tester et évaluer tous les senseurs à stripixels fabriqués par la compagnie HPK , de l'assemblage des senseurs en détecteurs de silicium modules et de l'assemblage des détecteurs silicium modules en "ladder" pour former des barils. On peut récapituller mes tâches de la manière suivante:

- responsable pendant 9 mois du projet sur la conception et la réalisation de détecteurs silicium à

stripixels.

- responsable adjoint du projet et sur la conception et la réalisation de détecteurs silicium à stripixels pour l'expérience PHENIX au RHIC.
- responsable des tests de tous les senseurs en silicium à stripixels fabriqués par la compagnie HPK.
- responsable de la conception, de l'assemblage des senseurs en détecteurs de silicium modules puis de l'assemblage des détecteurs silicium modules en "ladder" pour formé les barils.

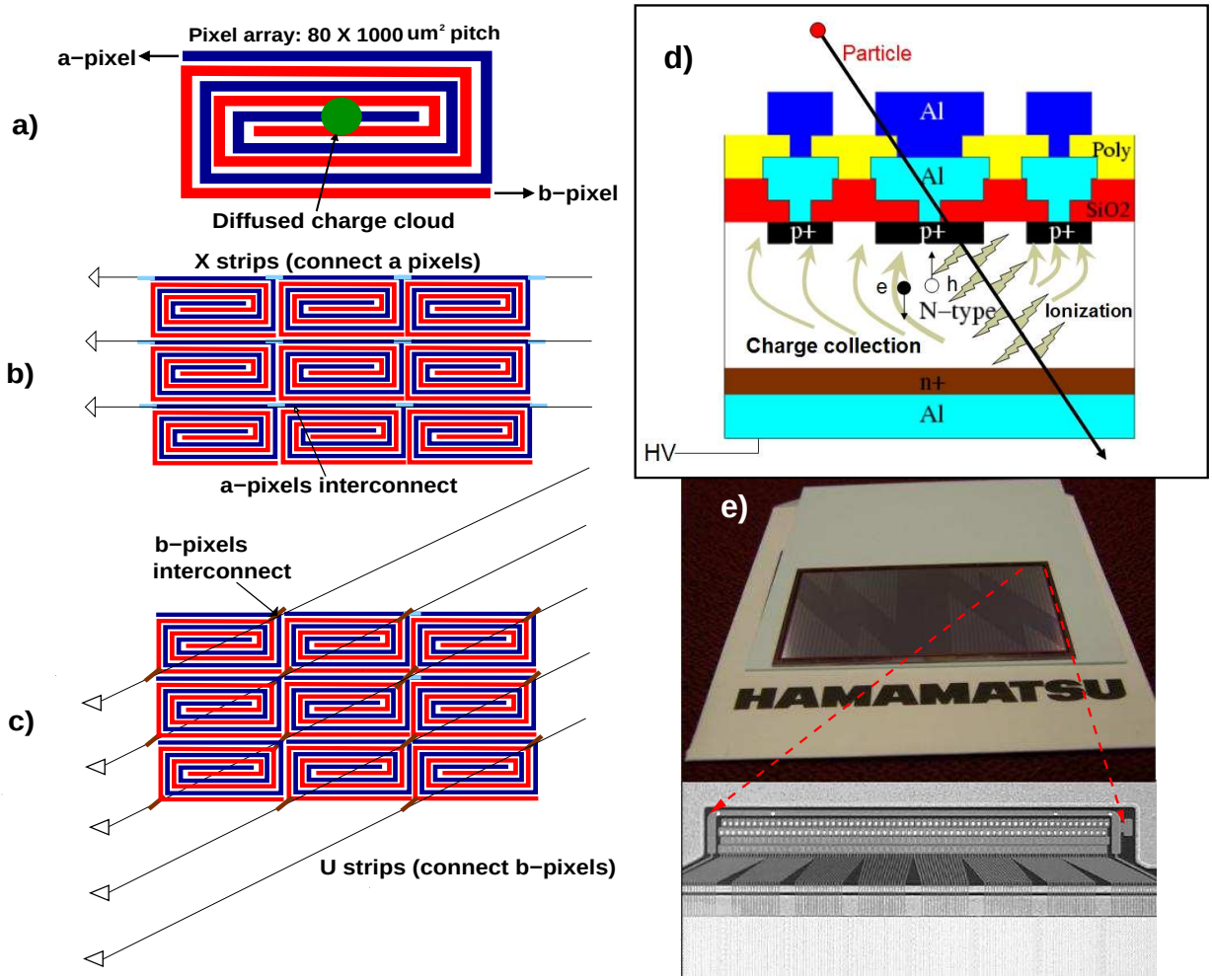


Figure IV.25: a) Concept du senseur silicium de stripixel avec deux implants intercalés forme-spirale ; a-Pixel et b-pixel. b) les a-pixels sont reliés d'une telle manière de former un X-stripixel. c) les b-pixels sont reliés pour former U-stripixel. d) montre une photographie d'un senseur silicium de stripexel (avec un rapport optique proche sur une région de bonding pads) fabriquée par la compagnie HPK.

IV.4.3.c Caractéristiques du silicium senseur "stripixel forme spiral"

Les chercheurs à BNL ont développé un nouveau silicium senseur avec un conception de forme spiral, appellé silicium seneseur stripixel. Ce silicium senseur stripixel est caractérisé par; une à simple face, de type-N, couplage DC et une information bidimensionnel (x,y) [140, 141]. Cette conception simplifie la fabrication du silicium senseur et le traitement des signaux comparés à celle du senseur conventionnel strip à double face. Chaque Pixel du senseur stripixel se compose de deux implants (a-Pixel et b-Pixel séparés par un espace de 3 μm) a intercalé tels que les deux implants enregistrent la charge déposée par une particule ionisante ainsi montré sur la figure IV.25.a. Chaque implant intercalé est a une largeur de 5 μm et fait 5 tours en chaque Pixel. La figure IV.25.b montre la manière dont les a-Pixels sont reliés pour former un X-stripixel; La figure IV.25.c dépeint le raccordement entre les b-Pixels qui forme un U-stripixel. L'angle stéréo entre un X-stripixel et un U-stripixel est de 4,6^o. En raison de la lecture stéréoscopique, la taille efficace d'une Pixel est de 0,08 $\times$ 1.0 (mm^2). La taille globale du silicium senseur est de 34,9 $\pm$ 0,04 millimètres de large, 63,6 $\pm$ 0,04 millimètres de long, et 0,625 $\pm$ 0,015 millimètres d'épaisseur. Chaque silicium senseur a 1536 canaux.

La section transversale du silicium senseur stripixel est présentée dans la figure IV.25.d. La fonctionnalité de base du senseur est simple ; le signal charge (des paires d'électron-trou) produit, par exemple, par des particules issues des collisions des ions lourds sont séparés par le champ électrique, les électrons se déplaçant au côté de n^+ et les trous au côté de p^+, de ce fait produisant un signal électrique qui peut être amplifié et détecté. Dans la figure IV.25d, la première couche d'Aluminium (Al) sert pour les contacts en métal pour tous les Pixel. Tous les stripixels-X sont conduites dehors par la premiàre couche d'Al en métal. Tous les U-stripixels sont conduits dehors par la deuxième couche d'Al en métal. Les silicium senseurs ont été fabriqués par la compagnie Hamamatsu Photonics (HPK) sité au Japan. La figure IV.25e est une photographie d'une silicium senseur stripixel.

IV.4.3.d Tests d'évaluation du silicium senseur et effets d'irradiation

Les tests des silicium senseurs de stripixel de la pré-production et de la production ont été faits à BNL. Chaque silicium senseur a subi une inspection visuelle puis des mesures détaillées ont été effectuées. Chaque senseur est de 34,9 $\pm$ 0,04 millimètres de large, 63,6 $\pm$ 0,04 millimètres de long, et 0,625 $\pm$ 0,015 millimètres d'épaisseur avec un courrant de guard-ring de l'ordre de 300 nA à 120 V. Dans chaque longue côté du senseur, il y a six sections des connections ("bonding pads"), avec 120 pads de connections chacune. Ceci implique que chaque senseur a 2 $\times$ 3 $\times$ 128 = 768 de X-stripixels et 2 $\times$ 3 $\times$ 128 = 768 de U-stripixels en total 1536 canaux.

[1]. **Mesure du courant de fuite total du silicium senseur stripixel**

Pour mesurer le courant de fuite total (I_{tot}) du senseur et extraire par la suite le courant de fuite par stripixel (par canal) ($I_{strip} = I_{tot} / N_{tot}$ où le nombre total de stripixels N_{tot} = 12 sections $\times$ 128 stripixels = 1536 stripixels), deux senseurs qui ont passé les tests de garantie de qualité ont été montés sur deux circuits imprimés indépendent (PCBs) comme il est présenté sur la figure IV.26 [141]. Le courant et la capacité en fonction de la tension de polarisation ont été mesurés et normalisés à 20^o C et sont présentés dans la figure IV.27. Le courant de fuite total mesuré du senseur correspond à I_{tot} = 179 nA. Ceci implique que le courant de fuite est $I_{stripixel}$ = 179/1536 = 0,12 per stripixel qui est très bas et il permet l'utilisation des chips SVX4, qui ont une limite dure de 15 nA par stripixel. Cette limite dure

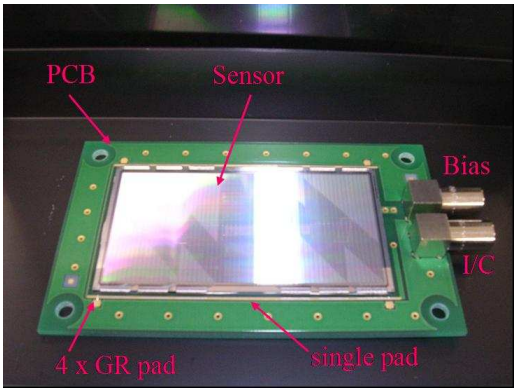


Figure IV.26: Photo du silicium senseur d'épaisseur de 625 μm monté sur un circuit imprimé (PCB) pour applique une tension. Tous les canneaux ont été connecté (wire-bonded) à une seule ligne du PCB. La ligne du terre (Guard-ring) du senseur a été connectée (wire bonded) au GND du PCB.

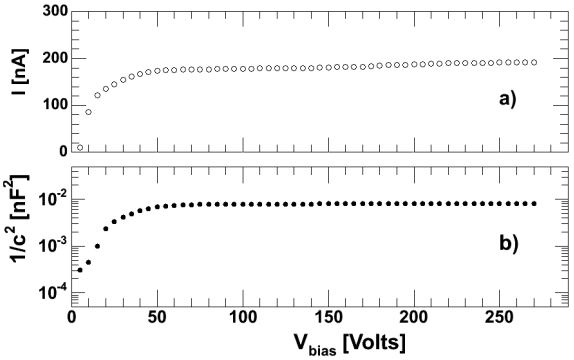


Figure IV.27: a) courrant de fuite totale obtenue du senseur stripixel en fonction du tension appliquée. b) distribution de la capacitance obtenue au même conditions que a). Pour plus de détails voire la Réf. [**?**].

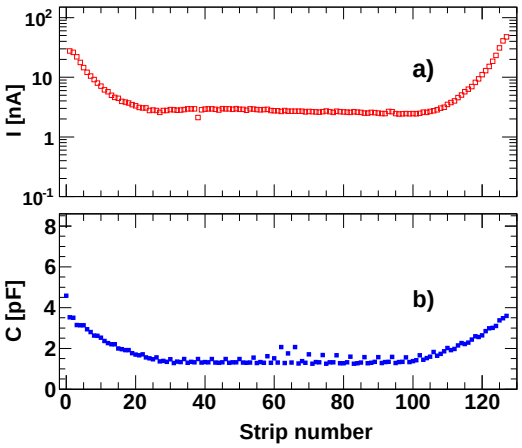


Figure IV.28: a) Distribution du courante de fuite en fonction du nombre de stripixel pads pour une section 128 canaux (l'épaisseur du senseur est de 0.625 mélimètre). b) la distribution de capacité obtenue à partir de la même section discutée dans le panneau (a).

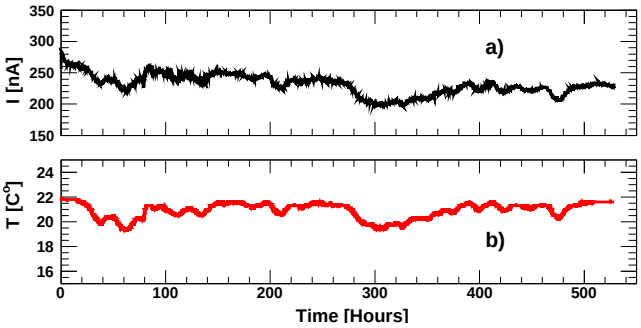


Figure IV.29: a) Test de longue durée du courant de fuite du senseur stripixel (lépaisseur du senseur est de 0.625 milimètre) en fonction du temps (22 jours). b) mesure de la température du propre-room pour la même période que le panneau (a).

vient de fait que le courant de fuite du senseur avec couplage-DC saturera rapidement le préampli de l'entrée du chip SVX4. La dynamique de préampli est de 200 fC, qui saturera dans une periode de 500 μsec avec un courant de l'ordre de 0,4 nA/stripixel. Cependant, nous pouvons envoyer un signal de remise-préampli une fois par arrêt ("bunch") de RHIC (13 μsec). Cette limitation de fréquence de remise permet donc une limite dure sur le maximum de courant de fuite acceptable. Si le courant de fuite reste au-dessous de cette limite, nous ne devrions pas nous attendre à des problèmes.

[2]. **Tests de garantie de qualité du silicium senseur**

Un test plus détaillé du courant et de la capacitance en fonction de canaux stripixel a été exécuté à un voltage d'opération à 200 volts et les résultats sont présentés dans la figure IV.28. Les résultats ont été obtenus pour une section de bonding-pad (une section a 128 de connexion stripixels "bonding pads"). Pour la section donnée (128 stripixels), nous avons mesuré le courant et la capacité pour chaque stripixel et avons rectifié 127 aiguilles en établissant le contact aux masses (ground). Les autres (11) sections n'ont pas été connectées à la masse. Ceci explique l'effet de bord observé dans les distributions présentées dans la figure IV.28. Ces mesures impliquent que le courant et la capacitance par stripixel sont faibles et répondent aux critères de l'acceptation des senseurs de silicium. Les critères généraux d'acceptation du silicium senseur sont : 1) inspection visuelle : bon (aucune éraflure), 2) épaisseur du senseur : 625 ± 15 μm, 3) resistivité du silicium : 5-19 kOhm, 4) tension de polarisation : 50-250 volts, 5) panne de jonction (breakdown) > 350 volts, 6) le haut du secteur actif du senseur doit être passivé excepté les pads de connexion et l'anneau de garde (guard-ring) et 7) le nombre des stripixels ne fonctionnant pas : a) mauvais stripixel du maximum 1% dans le senseur entier et b) stripixels du maximum 3 mauvais canaux par section (128 canaux).

[3]. **Stabilité du courant de fuite en fonction du temps :**

Nous avons étudié la stabilité du courant de fuite en fonction du temps pendant une longue période s'étalant sur 22 jours. Pendant cette même période, la température a été régistrée (voir la figure IV.29. Nous observons que le courant de fuite est relativement stable en fonction du temps; et présente une bonne corrélation avec la température ambiante.

[4]. **Effets d'irradiation :**

Il est bien connu que le courant de fuite se développe (croît) avec l'exposition aux irradiations. L'étude de l'impact des radiations a des implications très importantes pour les conditions de température nécessaire pour le fonctionnement pour les senseurs silicium ayant un couplage-DC.

Pour étudier l'effet d'irradiation sur les performances des senseurs, nous avons monté deux senseurs de stripixel de silicium sur deux PCBs (voir figure IV.26) en connectant tous les pads du silicium senseur de stripxels à une ligne simple entourant le senseur et qui est située sur chaque carte PCB afin de mesurer tout le courant de fuite avant et après l'irradiation. Les deux senseurs de stripixel de silicium sur PCBs avec 16 diodes de silicium ont été montés sur le support qui a été installé près de la région d'interaction (IR) de PHENIX à 10 cm de l'axe de faisceau pendant le run de 2006 (qui concernait les collisions $p + p$). D'autres études d'irradiation de senseur de stripixel ont été réalisées pour l'épaisseur de 625 et 500 μm aussi bien que les diodes de silicium en utilisant un faisceau de proton à 14 MeV (à Rikkyo) et un faisceau de neutron à 20 GeV (à Tsukuba) au Japon. Les senseurs étaient montés à l'intérieur d'une chambre d'interaction comprenant une cage de Faraday mesurant le

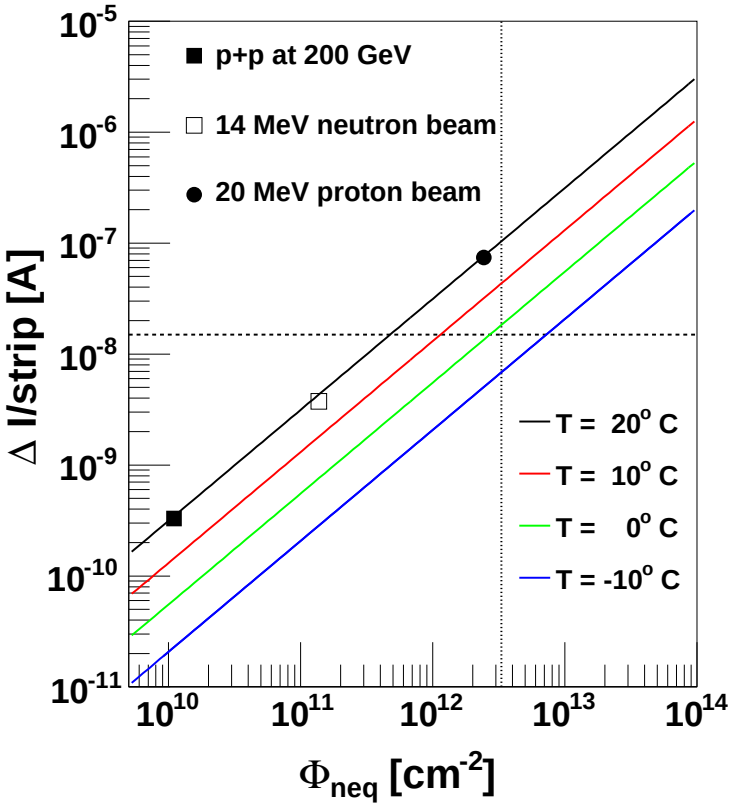


Figure IV.30: Evolution du courant de fuite par stripixel en fonction de la fluence de dose de rayonnement (dans les unités de 1 MeV de neutron équivalents). Les lignes continues correspondent au calcul pour un senseur idéalisé. La ligne trait horizontal (ligne pointillé) représente la limite de saturation des chips SVX4, 15 nA. La ligne verticale représente notre meilleure évaluation pour la dose de rayonnement après 10 ans d'opération. Les points représentent les mesures obtenues du silicium senseur de stripixel en utilisant, respectivement, des collisions $p+p$ dans PHENIX-IR (symbole carré plein), un faisceau de neutrons de 14 MeV (symbole ouver) à Rikkyo et, un faisceau de proton de 20 MeV (symbole point-plein) à Tsukuba.

courant de faisceau. L'exposition de rayonnements de radiation est exprimée par fluence en neutron-équivalent par $cm^2(n-eq/cm^2$, noté par ϕ_{neq}). Nous avons trouvé ce ϕ_{neq} du faisceau est compatible au ϕ_{neq} de la diode qui a été évaluée en mesurant l'augmentation du courant de fuite de diode.

L'augmentation de courant de fuite est mesurée par stripixel en fonction des doses d'irradiation à partir du senseur silicium stripixel en utilisant les collisions $p+p$, le faisceau de neutron 14 MeV et le faisceau de proton à 20 GeV, ces résultats sont présentés dans la figure IV.30. Les courants mesurés ont été normalisés à 20^o C. Dans la figure IV.30, nous montrons également des calculs pour un senseur idéaliser l'augmentation prévue du courant de fuite en fonction de l'exposition d'irradiation pour différentes température ainsi présenté par les lignes continues. Dans la figure IV.30, nous observons une très bonne corrélation entre les mesures indépendantes : nous observons des résultats en accord pour PHENIX-IR, Rikkyo et Tsukuba ainsi qu'un bon accord avec les calculs pour une senseur idéal.

Les mesures de la dose de rayonnement faites par PHENIX pendant la série 2004 des collisions Au + Au étaient de l'ordre de 2×10^9 $n-eq/cm^2$ en deux semaines de fonctionnement. En

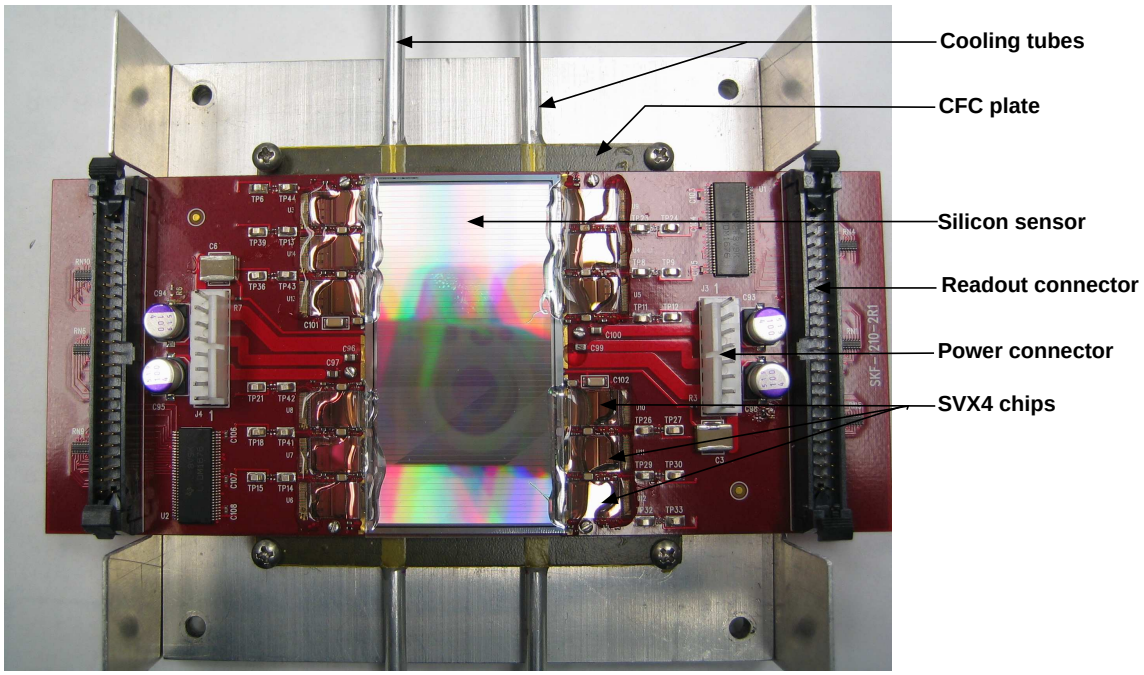


Figure IV.31: Photographie du détecteur silicium stripixel monté sur un plaque thermique faite à partir du composé de fibre de carbone (CFC) qui contient deux tubes de refroidissement.

supposant que l'irradiation des doses augmentent linéairement avec la luminosité du collisioneur, ceci correspond à 1x10^{10} $n-eq/cm^2$ par semaine dans l'environement du RHIC-II (augmentation d'un facteur de ×10 de la luminosité). Pour 30 semaines d'opération par an pendant une durée de vie de conception de détecteur de 10 ans, nous estimons une dose de l'ordre de 3,3 x 10^{12} $n-eq/cm^2$ qui est représentée par la ligne-point verticale dans la figure IV.30. Au vu de la figure, on peut déduire que pour garder le courant en-dessous de 15 nA (ligne tirée horizontale dans la figure IV.30) à une dose d'irradiation 3,3 x 10^{12} $n-eq/cm^2$ nous devront opérer le détecteur de stripixel à basse température T < 0^o C.

IV.4.4 Assemblage du premier prototype du module silicium de stripixel

Figure IV.31 montre le premier détecteur silicium stripixel, appelé module silicium stripixel. Ce dernier se compose d'un silicium senseur, d'un prototype carte-de-lecture (ROC), et de douze SVX4 chips. Les signaux analogues du silicium senseur sont lus par l'intermédiaire des chips SVX4 qui sont montés sur le ROC. Ce dernier est relié à une carte de controle prototype appellé RCC (anglais "ROC control Chip"). Ce dernier, RCC, est connecté à une carte électronique appelée Front-End-Module (FEM) compatible au système d'acquisition (DAQ) de PHENIX.

- en résumé un module silicium stripixel se compose de:

  • **Senseur silicium** : la description du silicium senseur est donnée dans la section précédente

  • **ROC** : la carte de lecture prototype (ROC) est une carte électronique mince 15,2 millimètres de longue, 65 millimètres de large, et 0,6 millimètres d'épaisseur. Elle accueille douze SVX4 chips de

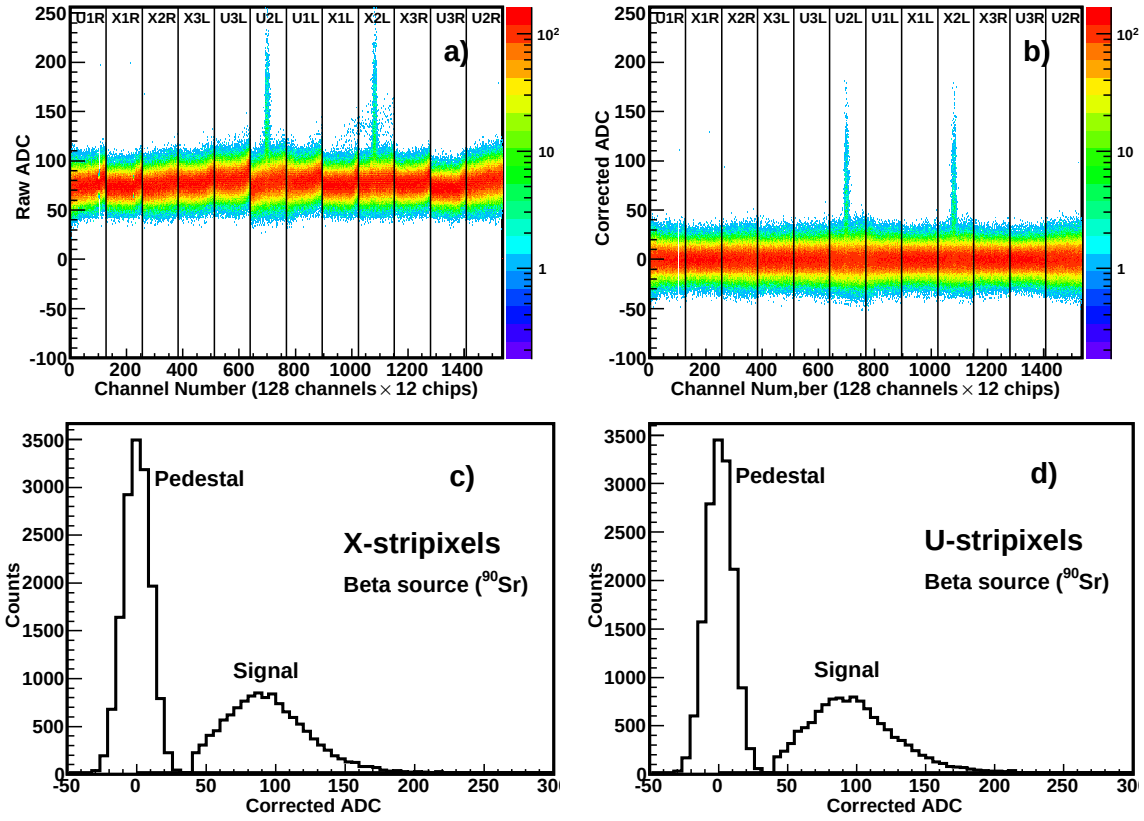


Figure IV.32: Réponse du détecteur de stripixel aux électrons issue de la source bêta (^{90}Sr) : a) raw ADC en fonction du nombre de canaux ; et b) distribution du nombre de coups ADC corrigée en fonction du nombre de canaux (voir le texte). c) et d) montrent respectivement le piédestal et la distribution des signaux d'électron pour les X et U stripixels.

lecture (processus les signaux analogues et digitales du silicium senseur) et quelques composants passifs, tels qu'une capacité de filtre de tension de polarisation, près de chaque chip (voir Fig. IV.31). Le silicium senseur (côté ohmique) est collée jusqu'au dessus du ROC, qui assure le raccordement de tension de polarisation. Le ROC a été conçu très soigneusement pour réduire au minimum l'impédance entre les prises de terre au sol analogues des différents SVX4 chips, et pour protéger le plan de masse analogue des signaux numériques.

• **RCC** : la carte RCC est l'interface entre le FEM et les chips SVX4s situés sur chaque individuel ROC. Le RCC (contenant le FPGA) décode ces signaux et les distribue aux chips SVX4s situés sur le ROC correspondant. Le RCC envoie des données de déclenchement d'événement au FEM.

• **FEM** : Le Front-end-module (FEM) est l'interface entre le système d'acquisition (DAQ) et le RCC. Le FEM envoie la synchronisation et les signaux de commande et les données périodiques à chaque carte RCC.

Le détecteur stripixel est monté sur une plaque thermique composée de fibres de carbone (CFC) contenant deux tubes de refroidissement (des détails sont fournis ci-dessous).

IV.4.5 Performances du premier module silicium stripixel

Pour assurer l'opération à long terme du détecteur silicium stripixel, il est obligatoire d'étudier leur performance. Au BNL, nous avons fabriqué trois prototype de détecteurs. En utilisant trois cartes de lecture (ROCs), nous avons collé à chacune d'entre elles un slicium senseur et douze chips SVX4 à l'aide de la colle epoxy Tracon Traduct 2902 IV.4. Après, Fermi laboratoire (FNAL à chicago), on a établi le wire-bonding et l'encapsulation du ROC aux SVX4 chips et également des chips SVX4 au silicium senseur. La figure IV.31 est une photographie de l'un des trois détecteurs stripixel. Le détecteur est monté sur plaque thermique composée de fibre de carbone (CFC) qui contient deux tubes de refroidissement et un trou à son milieu (2,0 cm × 2,5 cm) permet le passage des particules. Le fluide de refroidissement (30 % de propylèneglycol et de 70 % d'eau) est maintenu à 0^o C.

Nous avons évalué la performance des trois détecteurs stripixel, y compris le système entier de lecture, utilisant : 1) une source bêta (^{90}Sr), 2) les rayonnement cosmique et 3) un faisceau de proton à 120 GeV. Notre objectif principal était de déterminer:

- le rapport signal sur bruit (S/N)
- la distribution des résiduelles (résolution en position)
- l'efficacité du tracking (efficacité de détection)

IV.4.5.a Réponse aux électrons d'une source bêta ^{90}Sr

Les électrons issus de la source bêta ^{90}Sr (strontium), sont produits via deux décroissances bêta, ayant un spectre d'énergie large avec pic à 2,5 MeV environ. Les résultats présentés ici ont été obtenus avec un dispositif expérimental simple. Le détecteur stripixel a été placé entre la source bêta source et les scintillateurs. Puis, le détecteur, y compris le plaque thermique qui a été refroidie à 0^o, la source bêta, et les scintillateurs ont été placés à l'intérieur d'une boite noire dans laquelle l'azote sec a coulé (le dispositif expérimental pour le test avec la source bêta est semblable à celui utilisé pour les tests avec rayonnements cosmiques qui est montré dans la figure IV.33). Le système d'acquisition a été déclenché par la coincidence entre les scintillateurs et le signal digital obtenue du détecteur de stripixel, indiquant que le silicium senseur a été traversé par une (ou plusieurs) particule(s). Dans ce test préliminaire, l'énergie des particules n'a pas été choisie.

La figure IV.32 illustre la réponse du détecteur de stripixel aux électrons de la source bêta ^{90}Sr ; la figure IV.32a montre les comptages ADC en fonction du nombre de canaux. La distribution montre clairement le piédestal pour chaque canal des douze chips SVX4 ; la valeur moyenne du piédestal est de 72 (ADC counts), et de 9,6 (ADC counts) pour la largeur (rms du pic) du piédestal (bruit de fond). Nous observons également les signaux d'électron issus de la source bêta située seulement dans deux régions, U2L et X2L, (quand la source bêta est placée sous le silicium senseur du détecteur de stripixel), indiquant une bonne corrélation (un bon partage de la charge). La figure IV.32b montre les valeurs des ADC (perte d'énergie) en fonction du nombre de canaux obtenues après l'analyse offline où la valeur de piédestal était soustrait événement-par-événement, et la valeur de ADC pour chaque canal a été déterminée par l'établissement d'une moyenne avec les ADC des deux canaux voisins (canaux ±2). Nous prévoyons d'appliquer cette méthode d'une manière automatique dans le FPGA chip localisé sur la carte ROC et d'acquérir des données sous la suppression de zéros (zero suppression).

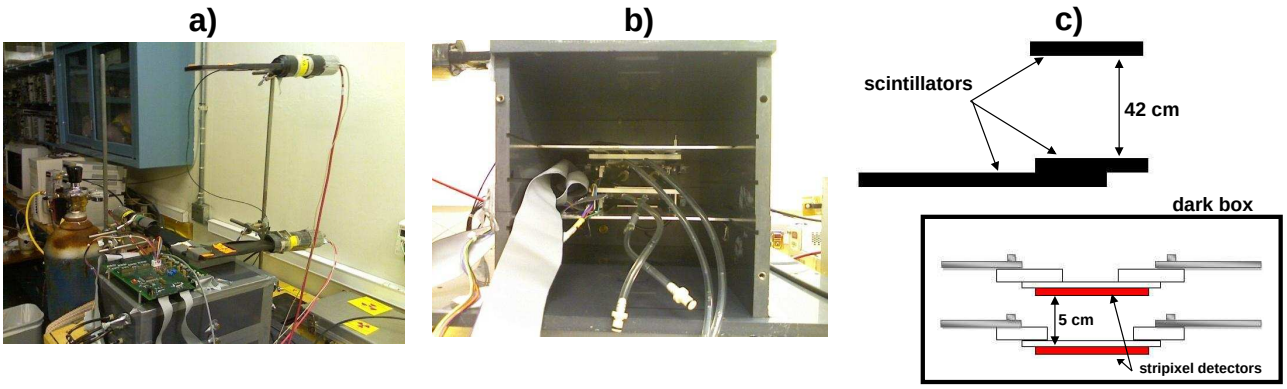


Figure IV.33: Le dispositif experimental pour le test aux rayonnements cosmiques a) vue extérieure de la boîte noire avec des scintillateurs b) vue de l'interieur de la boîte noire (deux détecteurs de stripixel), c) schéma du dispositif expérimental.

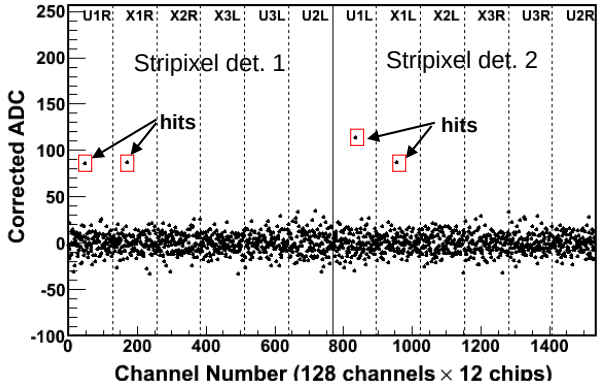


Figure IV.34: Réponse des détecteurs de stripixel à un muon de rayonnement cosmique (un seul événement). L'ADC corrigé en fonction du nombre de canaux pour un seul événement observé dans l'hodoscope (deux détecteurs silicium stripixel).

Pour determiner les pics de la charge-partage dans les tripixels de X et d'U, nous avons utilisé un algorithme clustering comme suit : 1) pour étiqueter un canal ayant un hit, la valeur d'ADC pour ce canal doit être plus grande de deux sigma la largeur du piédestal ; 2) si le hit est partagé avec le canal voisin, le fusionnement (addition) est appliqué de sorte que la valeur ADC d'adition soit le produit des deux, et le canal groupé est calculé par la méthode centroide, et, 3) la valeur ADC d'adition doit être plus grand que 40 ADC counts ceci permet d'interdire l'inclusion des nombres de faux clusters formés par le bruit de fond. Le signal des pics de la charge-partage dans le X-stripixel et l'U-stripixel, respectivement, sont montrés dans les figures IV.32c et d. Le rapport signal/bruit (S/N) rapport dans le X (ou U) stripixel est défini comme le rapport de la valeur moyenne du signal du pic de charge-partage divisé par la largeur moyenne du pic piédestal (bruit de fond). Ceci donne le rapport de S/N dans le détecteur de stripixel utilisant la source bêta, comme

- canal de X-stripixel : S/N = 9,7
- canal d'U-stripixel : S/N = 9,6

If faut noter que le déclenchement n'était pas bien optimisé pour un large spectre d'énergies de source bêta ; les particules de la source bêta sont émises aléatoirement et résultent de deux différentes décroissances de la source bêta. Nous nous attendons à des résultats légèrement meilleurs avec un faisceau.

- En conclusion, la réponse du détecteur de stripixel aux électrons de la source bêta source, ^{90}Sr, est très encourageante ; il confirme le principe de base de la fonctionnalité de ce détecteur (partage de charge), et montrent la bonne concordance entre les deux régions corrélés dans le détecteur X et U stripixels.

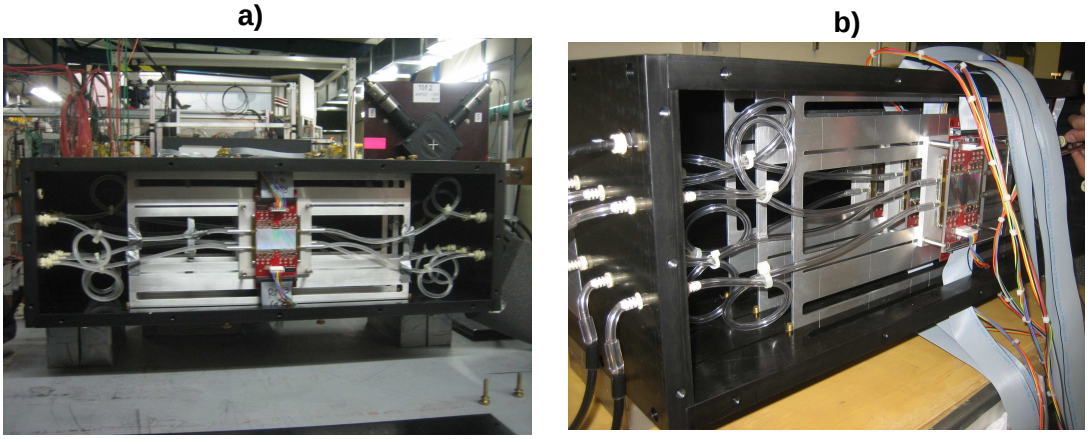


Figure IV.35: Dispositif experimental des détecteurs de stripixel pour les tests des détecteurs de stripixel avec un faisceau de proton à 120 GeV à FNAL (expérience T984) pendant l'août 2008. Paneau a) vue de face où le premier détecteur de stripixel est visible et le faisceau entrant de proton de 120 GeV passe d'abord par ce détecteur. Paneau b) vue de côté où les trois détecteurs de stripixel sont vues clairement.

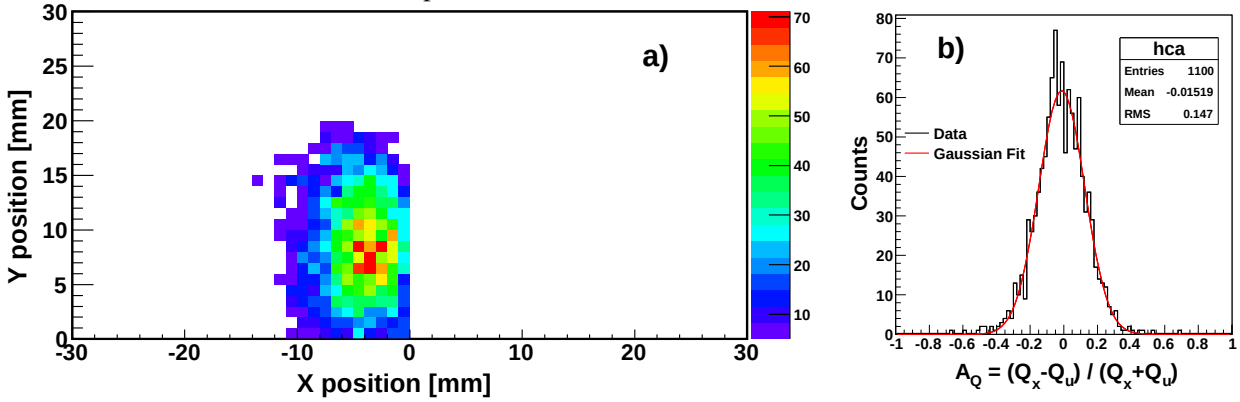


Figure IV.36: Paneau a) profil du faisceau de proton à 120 GeV observé sur la couche 1 (détecteur de stripixel avant). Paneau b) distribution de corrélations de charge (charge partageant) entre le X et U stripixels obtenus à partir du faisceau de proton à 120 GeV.

IV.4.5.b Réponse aux muons des rayonnements cosmiques

La figure IV.33 montre le dispositif experimental des tests des rayonnements cosmiques, est semblable à celle du dispositif des tests utilisant la source bêta ; cependant, la boîte noire contient deux

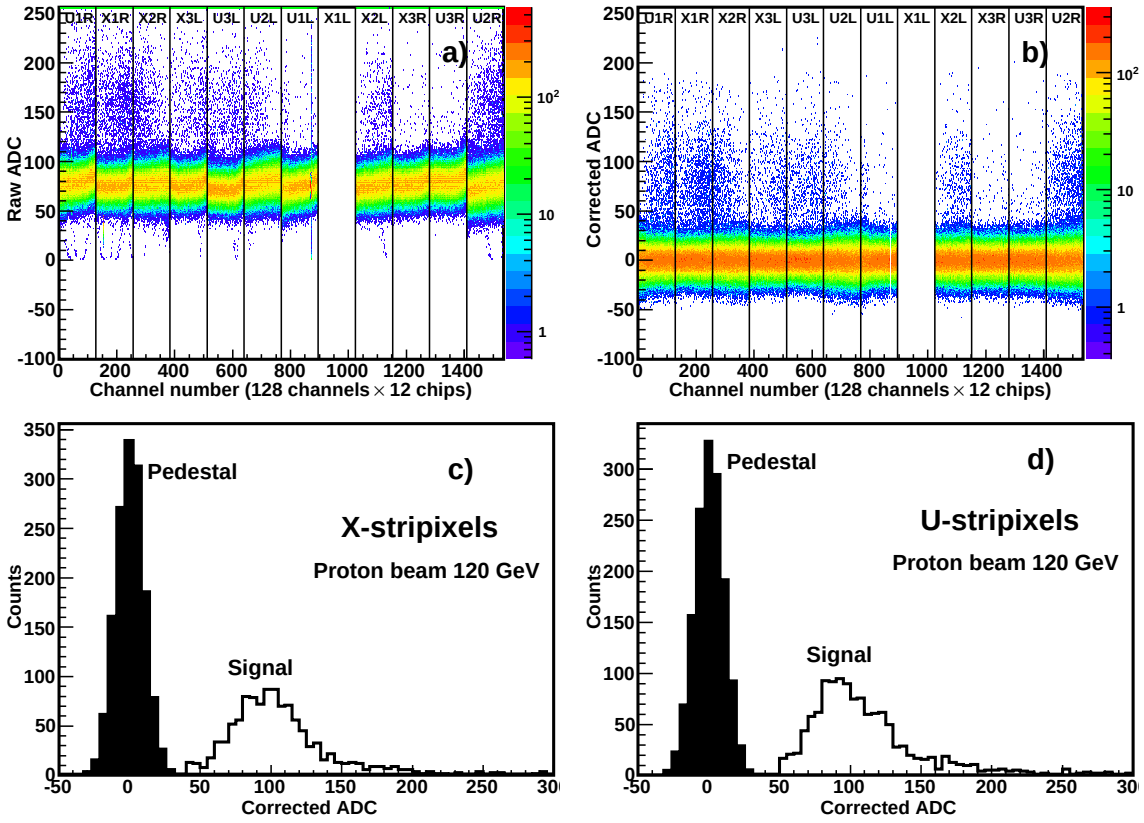


Figure IV.37: Réponse du détecteur de stripixel au faisceau de proton à 120 GeV : a) raw ADC raw en fonction du nombre de canal ; et, b) ADC en fonction du nombre de canal. c) et d) montrent les distributions de piédestal et de signal de proton pour X- et U-stripixels, respectivement.

détecteurs de stripixel placés en parallèle, avec trois scintillateurs situés en dehors de la boîte. Le signal de triple coincidence est produit par des muons du rayonnement cosmique traversant les trois scintillateurs est le déclenchement du système de lecture. La figure IV.34 montre les valeurs d'ADC corrigées en fonction du nombre de canaux des deux détecteurs de stripixel pour un simple événement d'un rayonnement cosmique. Les résultats représentés ont été obtenus après l'application de la méthode de soustraction de piédestal d'événement-par-événement discutée dans la section 3,1. Pour un événement simple du rayonnement cosmique, nous observons clairement le croisement de la voie de muon dans les deux détecteurs de stripixel ; il y a deux hits bien corrélés (U1R et X1R) dans le stripixel detector-1, et deux ceux semblables (U1L et X1L) dans le stripixel detector-2. Les principes de base de cheminement (track) des hits sont bien illustrés par les détecteurs de stripixel.

IV.4.5.c Résponse au faisceau de proton à 120 GeV

La réponse du détecteur de stripixel au faisceau de proton à 120 GeV a été effectuée auprès de faisceau de test (expérience T984) à FNAL pendant la periode d'août 2008. la figure IV.35 illustre le dispositif expérimental. Les trois détecteurs de stripixel, séparés par une distance de 50 millimètres pour constituer un hodoscope, ont été placés à l'intérieur de la boîte noire contenant de l'azote sec et, le système

de refroidissement pour les détecteurs a été à 0^o C. La tension d'opération des détecteurs de stripixel de 200 volts est régulée par la carte de lecture RCC (chaque carte RCC contient un FPGA. Le rôle de RCC-FPGA décode les signaux et les distribue aux chips SVX4 situés sur la carte ROC correspondante). Ces dernières (cartes RCC) ont été reliés par des câbles au prototype Front-end-Module (FEM), communiquant au système d'acquisition de données (DAQ) par l'intermédiaire de l'interface d'USB (chaque FEM envoie des signaux de synchronisation et de commande et des données périodiques à chaque carte RCC). Le déclenchement d'événement a été assigné par la coincidence de trois scintillateurs placés en amont et en aval de la boîte, et le signal de l'accélérateur ("FAISCEAU ON"). Nous avions utilisé le même algorithme pour analyser les données du faisceau de proton que celui qui a été appliqué aux données des tests de la source bêta et de rayonnement cosmique. La figure IV.36.a montre le profil du faisceau de proton à 120 GeV empiétant sur le détecteur plan de stripixel (layer-1). Le faisceau était perpendiculaire à la surface du senseur silicium. La propriété de charge-partage dans le X-stripixel et l'U-stripixel est caractérisée par l'asymétrie,

$$A_Q = (Q_x - Q_u)/(Q_x + Q_u) \tag{IV.3}$$

où Q_x et Q_u représentent les charges collectées par les stripixels de X et d'U, respectivement. Pour la sensibilité bidimensionnelle optimal de position, nous comptons que, en moyenne, A_Q est zéro avec une largeur étroite. Les résultats des mesures d'A_Q dans layer-1 avant (détecteur de stripixel devant le faisceau de proton entrant) sont tracés dans la figure IV.36.b. Ils prouvent que la distribution d'A_Q fait une pic à -0,015 avec une largeur environ de 0,15, démontrant de ce fait la validité du principe de fonctionnement de la sensibilité bidimensionnelle de position par le charge-partage.

La perte d'énergie des particules dans le senseur de silicium situé au premier détecteur de stripxel est montrée dans les figures IV.37a, et b, respectivement, dénotent les distributions de piédestal avant et après l'application de la méthode de soustraction de piédestal événement-par-événement. Les figures IV.37c et d, nous ont permis de calculer les rapports de S/N ;

- canal de X-stripixel : S/N = 10.3
- canal d'U-stripixel : S/N = 10.1

Le rapport de S/N dans cet essai de faisceau est légèrement plus haut que dans le précédent test avec la source bêta parce que dans avec le faisceau de test nous avons mis en application dans la lecture des données les possibilités à choisir la meilleure synchronisation d'intégration intégrée dans les chips SVX4.

Figure IV.38 représente la structure d'un seul événement. Dans les figures IV.38a, b, et c, nous observons clairement dans les stripixels de X et d'U la perte d'énergie (ADC corrigé) des particules pendant le passage du faisceau de proton à travers les trois couches (trois détecteurs de stripixel). Dans la figure IV.38d, nous notons que les hits, utilisant ce S/N, peuvent être bien reproduits par une trace de forme linéaire. Avec cette information de tracking, la figure IV.39 indique que les distributions résiduelles des hits dans les stripixels X et U pour le détecteur situé au milieu, respectivement, à 0,42 x 80 (μm) = 33,6 (μm) et 0,44 x 80 (μm) = 35,2 (μm) des valeurs de RMS. Également, la distribution de l'efficacité de tracking dans les stripixels X et U sont montrées dans les figures IV.40. Nous avons déterminé les efficacités de tracking avec l'énergie déposée pour le canal prévu du détecteur situé au milieu (nous avons additionné les valeurs d'ADC des canaux voisins ±2) ; elles sont influencées par les deux autres détecteurs (layers 1 et 3). Pour le stripixel de X, nous avons extrait une efficacité de trace de 99,5 ± 0,2%, et une valeur 98,9 ± 0,2% pour le stripixel d'U.

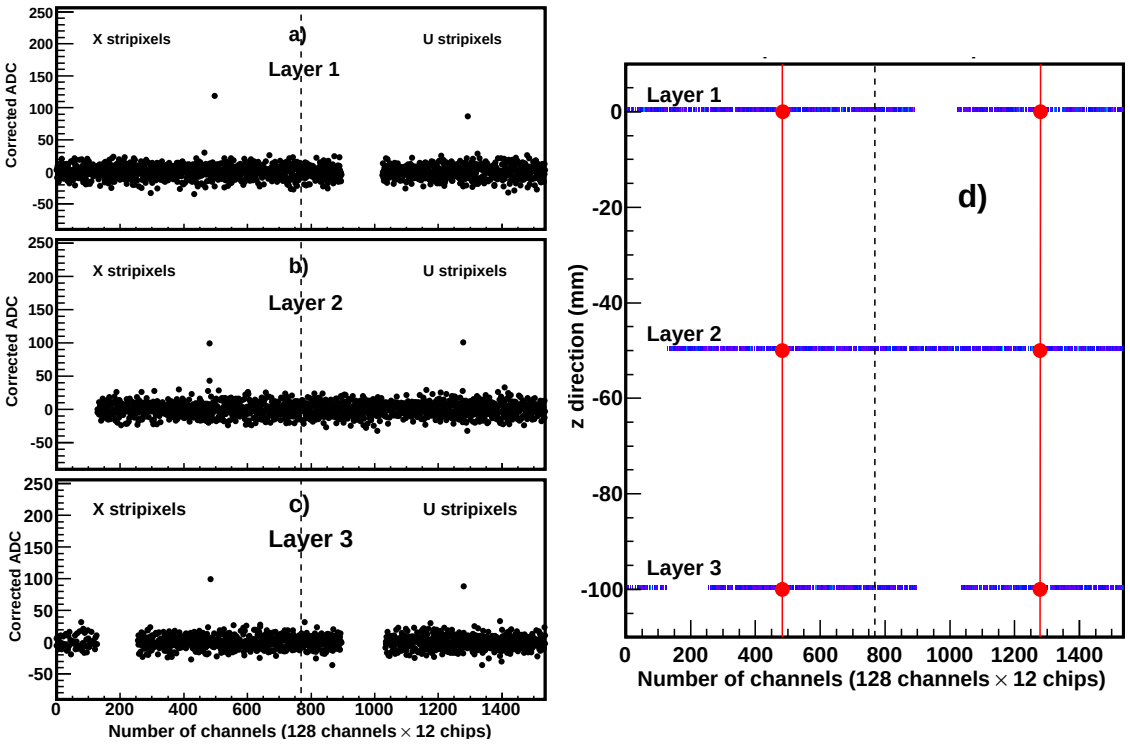


Figure IV.38: Structure d'un seul événement observé dans les trois couches (trois détecteurs de stripixel) produit par le faisceau de proton à 120 GeV. a), b), et c) montrent les valeurs des ADC corrigé en fonction du nombre de canal pour les trois couches. Note : les régions de NO–hits correspondent aux régions mortes (les chips SVX4 ont été masquÃl'es). d) montre le centre du cluster présenté comme cercles, points, et les traces présentés par un fit linéaire, représenté comme lignes droites pour les stripixels de X et d'U.

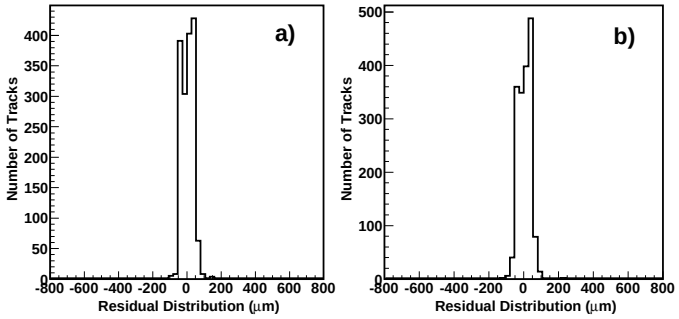


Figure IV.39: Distributions des hits résiduels dans le détecteur de stripixel (milieu) obtenues pour des traces produites par le faisceau de proton à 120 GeV. a) et b), respectivement, montrent les hits résiduels des traces en X et U du détecteur ; ils correspondent à 0,42 × 80 (μm) = 33,6 (μm), et 0,44 × 80 (μm) = 35,2 (μm) des valeurs de RMS.

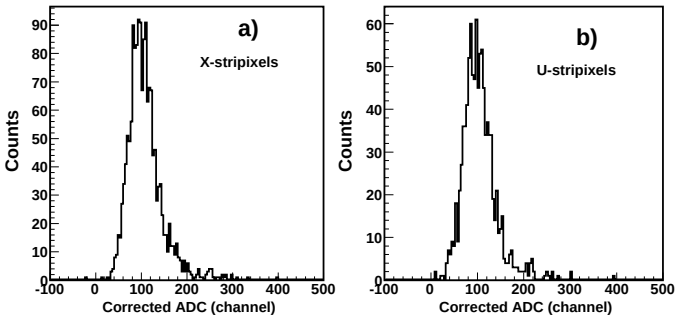


Figure IV.40: Distributions de l'efficacité de traces vues dans le détecteur de stripixel situé en son milieu pour un faisceau de proton à 120 GeV. a) et b), respectivement, sont les distributions ADC cluster pour des X et U du détecteur stripixel : les efficacités de trace correspondantes sont 99,5 le ± 0,2%, et 98,9 ± 0,2%.

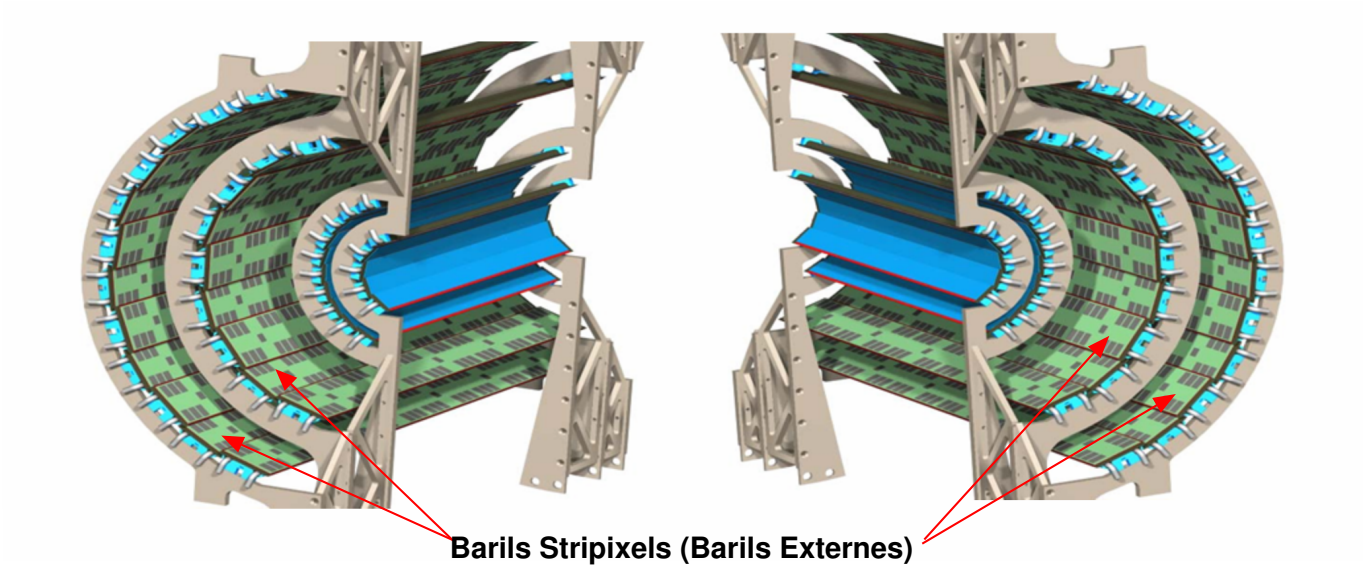


Figure IV.41: Concept des barils silicium stripixel

IV.4.5.d Résumé des performances du détecteur de stripixel

Le détecteur de stripixel (utilisant la carte de lecture de prototype, ROC) a démontré la bonne performance en utilisant les électrons de la source bêta (^{90}Sr), aux muons des rayons cosmiques, et à un faisceau de protons à 120 GeV. Les résultats valident le fait que les hits ont été détectés avec succès. Nous avons observé une bonne corrélation entre les stripixels de X et d'U pour le nombre de hits détectés, avec une valeur signal/bruit de 10,4 ; les efficacités de tracking dans les deux stripixels étaient très bonnes (meilleures que 98,9 ± 0.2 %). En se basant sur cette excellente performance, le projet de la construction du détecteur de stripixel de silicium est entré dans la phase de production.

IV.4.6 Phase de production du détecteur silicium stripixel

IV.4.6.a Concept

Les deux barils externes 3 et 4 du détecteur VTX se composent des ladders silicium stripixel IV.41. Les barils 3 et 4 se composent de 16 et 24 ladders silicium stripixel, respectivement. La raison pour laquelle les deux barils n'ont pas le même nombre de ladders silicum stripixel est due à leurs distances du point d'interaction (le baril 3 est situé a 10 cm et le baril 4 est situé à 14 cm mais les deux barils ont la même couverture en pseudorapidié $|\eta| < 1.2$). Chaque ladder est constitué d'un ensemble de modules silicium stripixel. Les ladders du baril 3 sont constitués chacun de 5 modules silicium stripixel et les ladders du baril 4 sont constitués chacun de 6 modules silicium stripixel. Le nombre total de modules silicium stripixel est de $5 \times 16 + 6 \times 24 = 224$. Le nombre total des canneaux des signales est de $12 \times 128 \times 224 = 334{,}064$ canneaux.

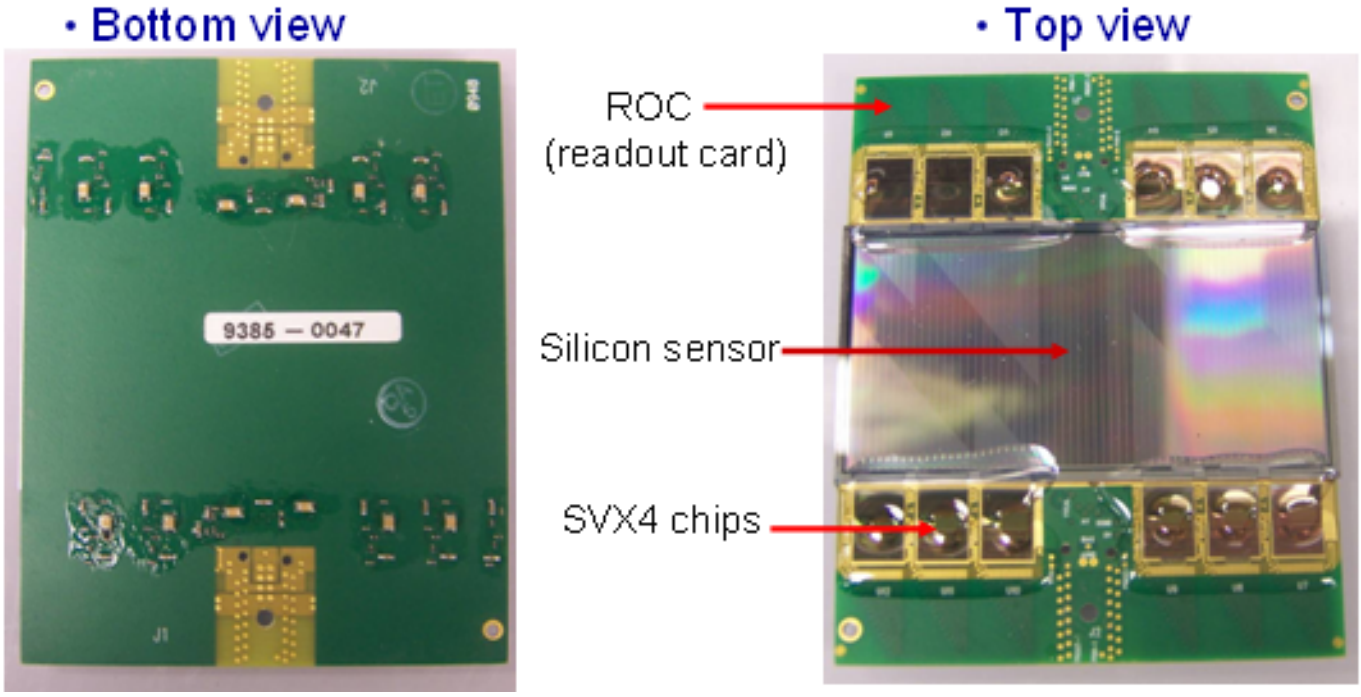


Figure IV.42: Module silicium stripixel dans la phase finale de production

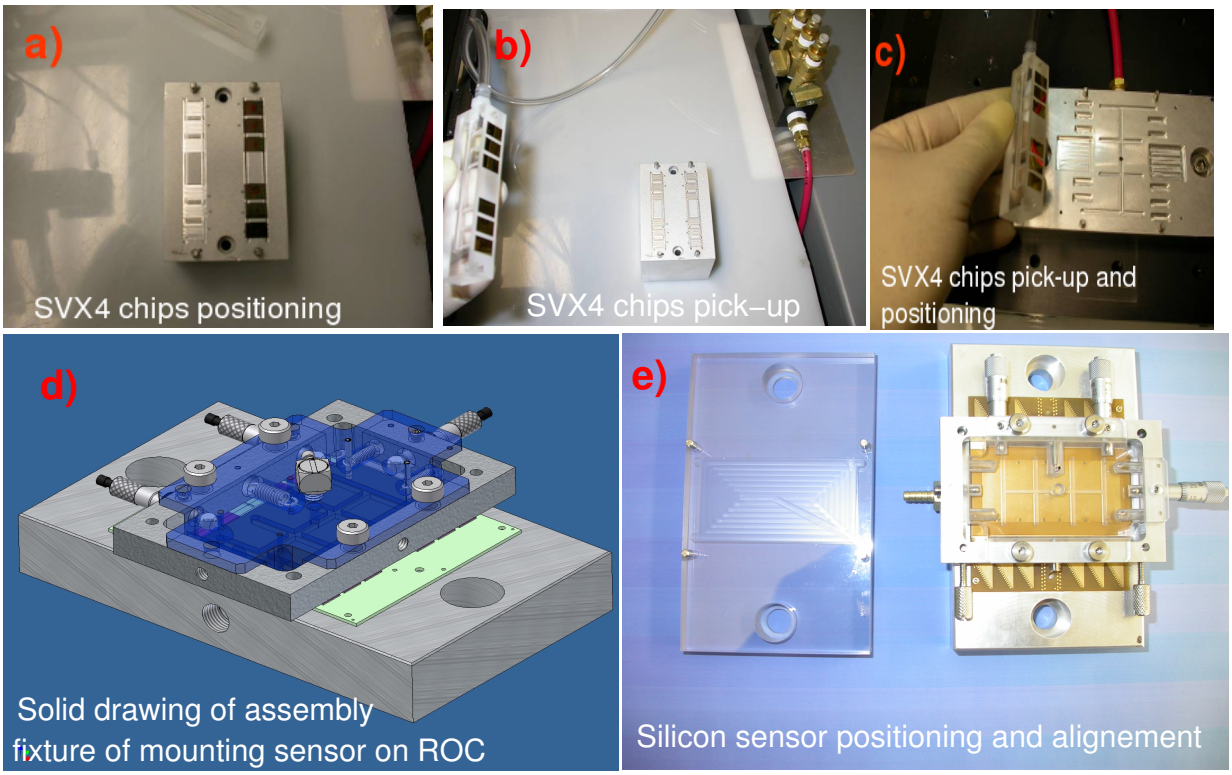


Figure IV.43: Equipement de montage du module silicium stripixel

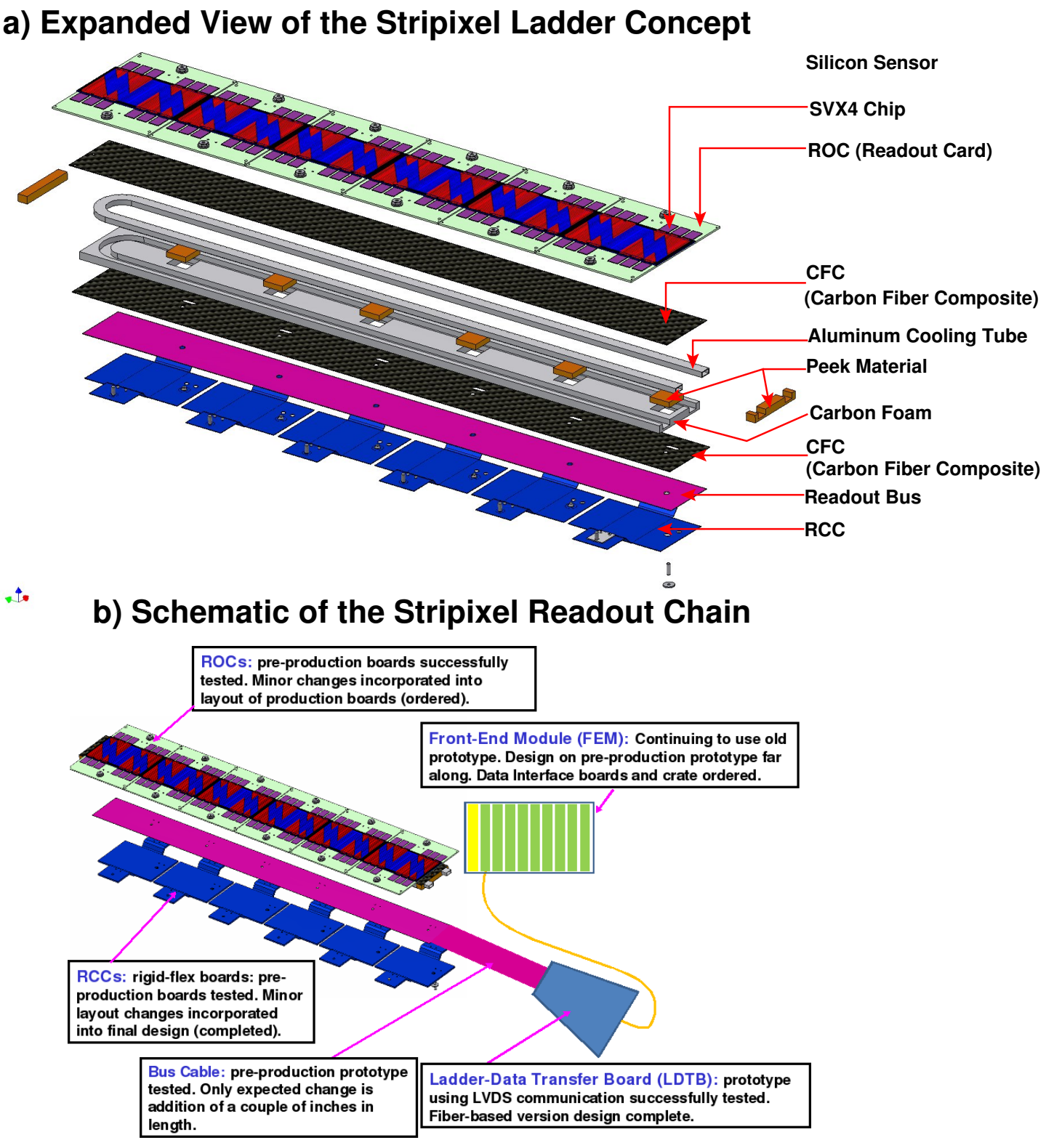


Figure IV.44: Concept du ladder silicium stripixel

Figure IV.45: Etapes d'assemblage du ladder silicium stripixel dans la phase de production

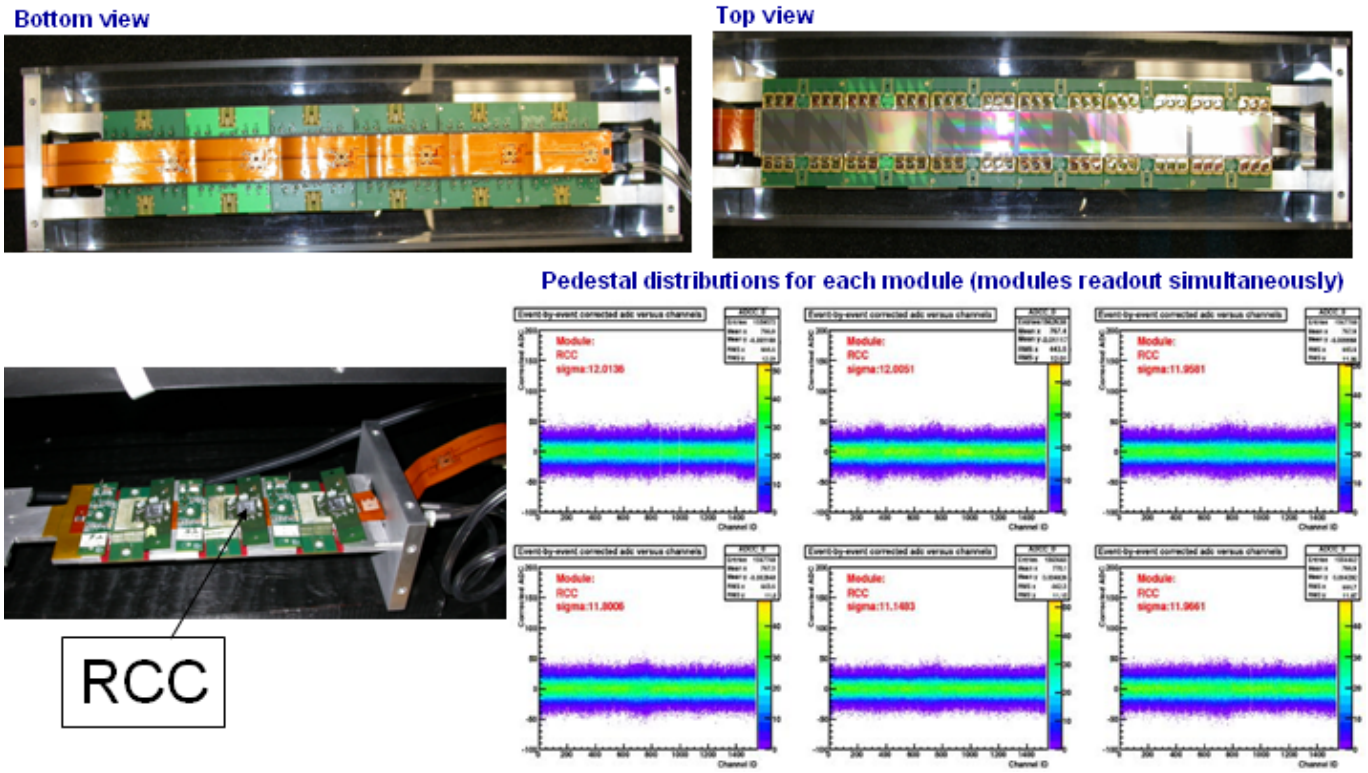


Figure IV.46: Distribution des piedéstals des modules silicium stripixel appartenant à une seule ladder.

nom de la colle	type	caractéristiques	utilisée
Tra-Duct 2902	siliver epoxy	bonne conductivité électrique	SVX4 chip au ROC
Tra-Duct 2902	siliver epoxy	bonne conductivité électrique	senseur au ROC
Dow Corning SE 4445	colle doux	bonne conduction thermique	ROC au stave
Duralco 4540N	colle dur	bonne conduction thermique	ROC au stave
Araldite 2011	epoxy adhesive	adhésif électriquement isolant	non utilisé
Hysol Henkel Loctite	adhesive/coating	isolation des composantes électroniques	protéger les composantes électroniques du ROC

Tableau IV.4: Les différent types de colles utilisées dans l'assemblage du détecteur VTX-stripixel

IV.4.6.b Production des modules silicium stripixel

Le premier élément du VTX-détecteur stripixel est appelé module silicium stripixel. Le module silicium stripixel se compose d'un senseur silicium, d'une carte de lecture (ROC), de douze SVX4 chips et de quelques composants passifs, tels qu'une capacité de filtre de tension de polarisation, près de chaque chip (pour réduire le bruit de fond). Des vues de face et l'arrière d'un module silicium sont montrées sur la figure IV.42. Ce dernier est relié à une carte de contrôle nommée RCC (anglais : ROC control Chips). L'assemblage de 270 modules silicum stripxiel a été obtenu en utilisant les équipements de montage présentés sur la figure IV.43. On a construit dix exemplaires de ces équipments de montage, i.e. dix modules silicum stripixel par jour. Ce qui a accéléré la phase de production des modules.

IV.4.6.c Production des ladders silicium stripixel

La figure IV.44 montre le concept du ladder silicium stripixel. Le ladder est composé d'un ensemble de modules silicium (décrit dans la section précédente). Le ladder du baril 3 est composé de 5 modules silicium et le ladder du baril 4 est composé de 6 module silicium. Les silicium modules sont collés IV.4 sur une plaque thermique composée de fibres de carbone (CFC), appelé "stave", contenant deux tubes de refroidissement (le liquide de refroidissement NOVEC 7200 peut atteindre une température très basse -20 C^0). Au dessous de la plaque thermique, les cartes électroniques RCCs et un câble de lecture sont positionnés. Les étapes de la procédure d'assemblage du ladder silicium sont illustrées sur la figure IV.45

La figure IV.46 montre les distributions des piédestals des modules silicium stripixel formant un ladder du baril 4 (parce que la figure présente 6 modules silicium). La largeur des piédestals (bruit de fond) $\sim$ 11. La largeur du bruit de fond pourra être adjustée en changeant le paramètre du gain sachant que la position du signal se déplace de telle sorte que la valeur du signal sur bruit (S/N) est inchangée.

IV.4.6.d Production des barils silicoim stripixel

Après la construction des ladders silicium stripixel (nous avons construit 42 ladders (échelles) : 40 sont nécessaires pour la construction des barils stripixels et 2 sont des pièces de rechange). La figure IV.47.a montre la procédure et la structure mécanique utilisée pour la construction des ladders. La figure IV.47.b montre la phase de l'assemblage d'une moitié d'un baril. Les câbles de cuivre montrés sur la figure

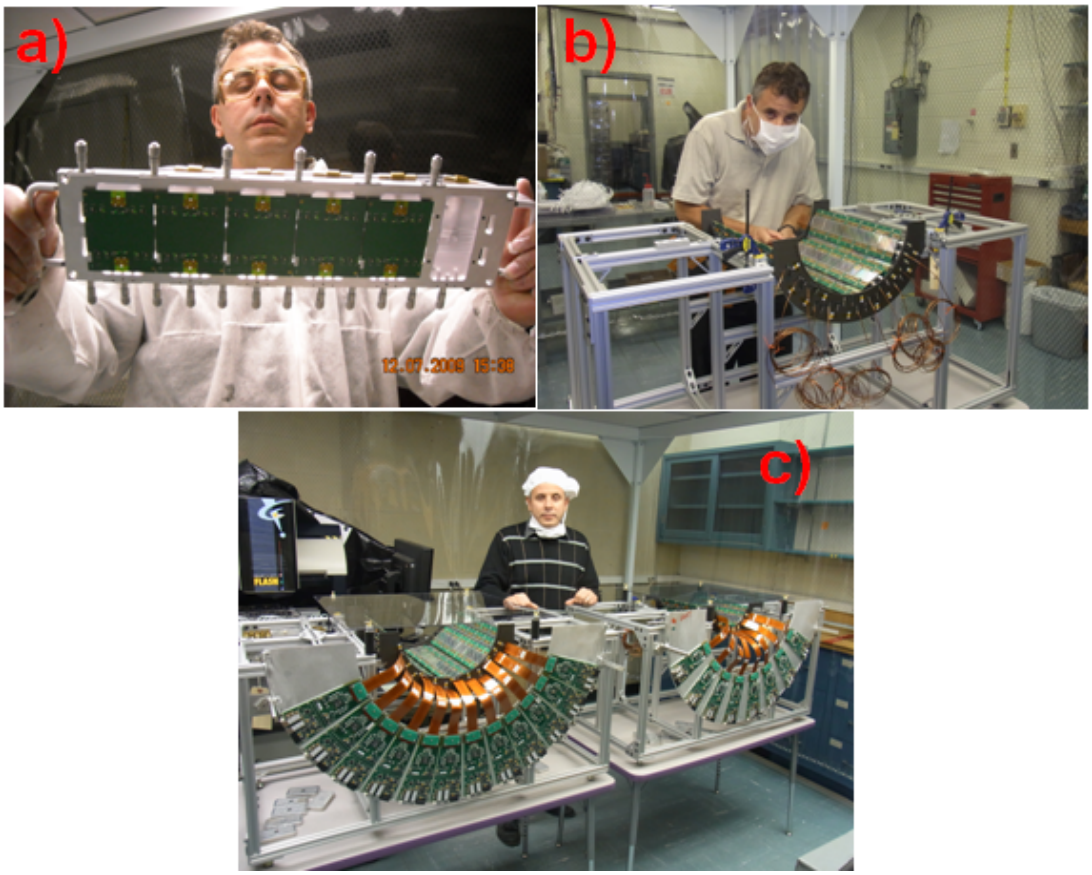


Figure IV.47: Phase d'assemblage des ladders et des barils silicium stripixel.

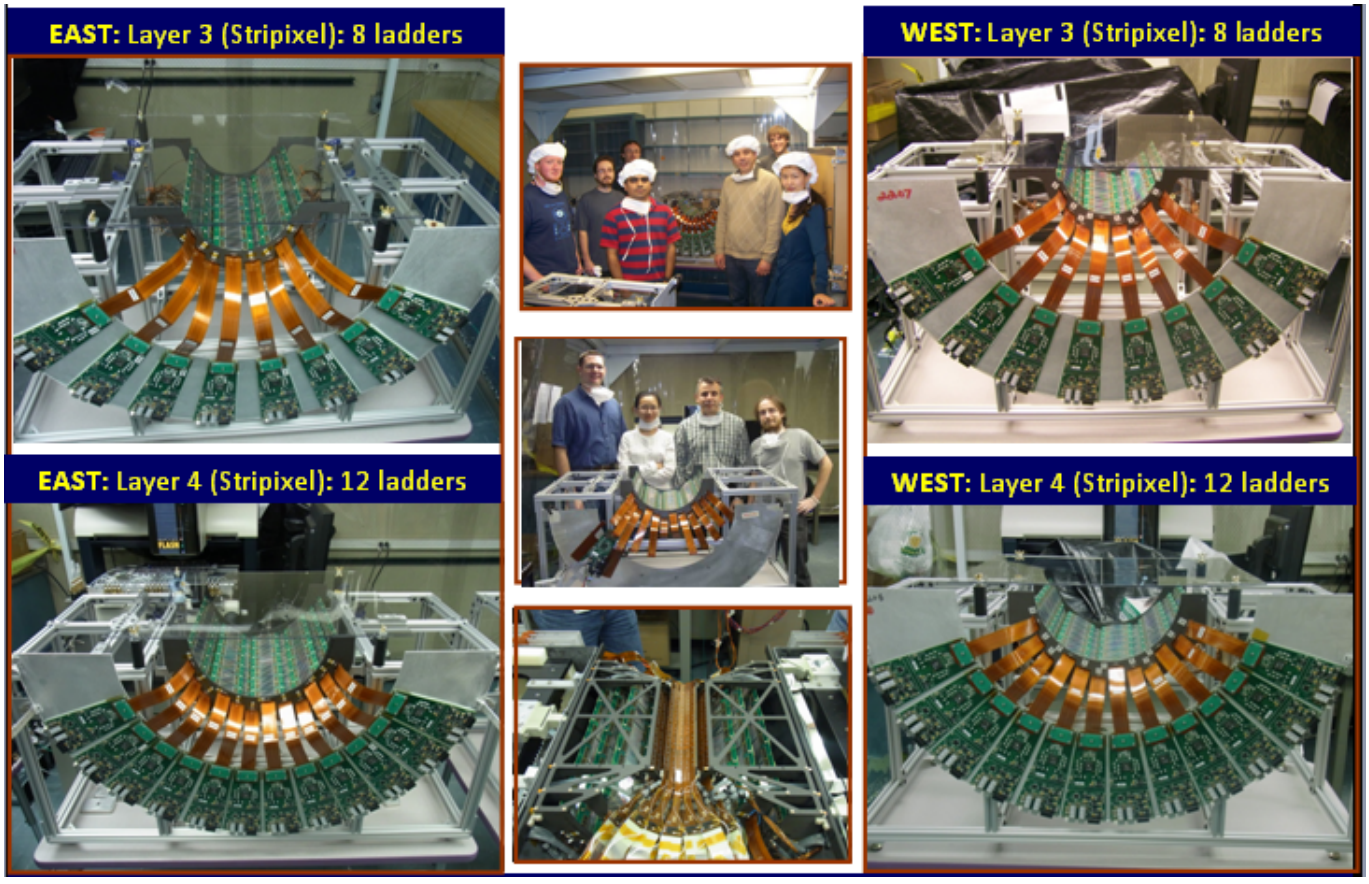


Figure IV.48: Photographie du groupe d'assemblage du détecteur stripixel : les quatre moitiés des barils silicium stripixel complètement construites.

correspondent aux câbles thermiques (thermocouples). ils permettrent de mesurer la température du ladder qui est une information importante pour le fonctionnement propre du ladder. La figure IV.47.c montre que deux moitiés des barils 3 et 4 construites avec succès. la figure IV.48 montre une photographie du groupe stripixel que j'ai formé pour la construction du détecteur stripixel. Ce groupe est constitué des étudiants en doctorat et de deux post-docs. La figure montre également que la construction et les essais des barils ont été réalisés avec succès

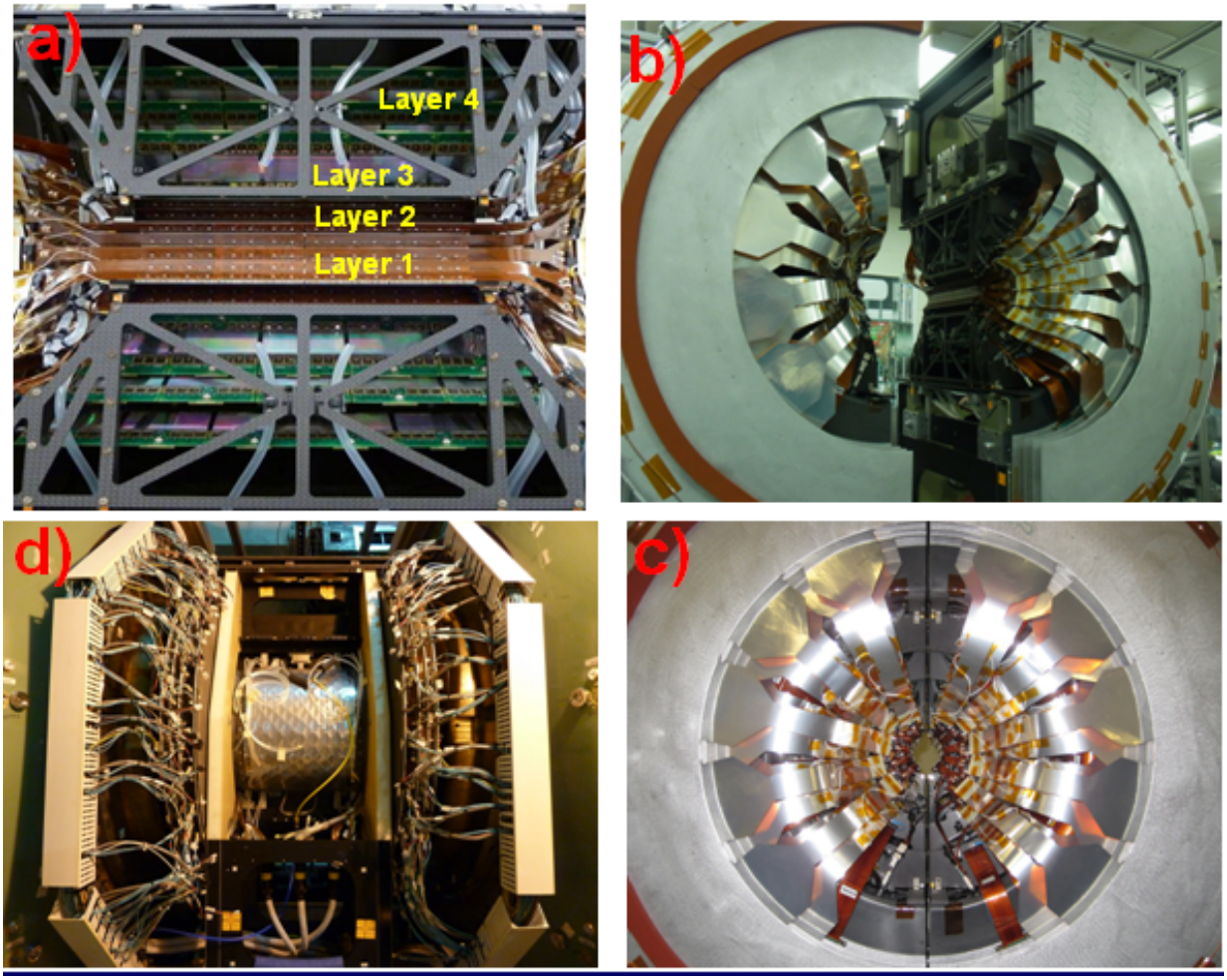


Figure IV.49: a) Les quatre moitiés des barils stripixel et Pixel assemblées dans la cage mécanique, b) vue de face de VTX (stripixel et pixel) ouvert, d) vue de face de VTX (stripixel et pixel) fermé et d) VTX installé autour de la ligne du faisceau dans le tunnel de l'expérience PHENIX.

Après avoir veille que les barils fonctionnent correctement, nous avons commencé à monter le demi pixel et stripixel de barils dans la structure mécanique, appelé cage mécanique, pour former le demi-détecteur de VTX. Ceci implique que nous avons deux demi-VTX (est et ouest) qui entourent la ligne du faisceau et le point d'interaction. La figure IV.49 présente clairement les demi-barils de VTX, a) vue de côté, b) vue de face avec VTX ouverte et c) vue de face avec VTX fermé. La figure IV.49.d montre la vue de côté du détecteur de VTX installé autour de la ligne de faisceau (de béryllium). Cette image montre les

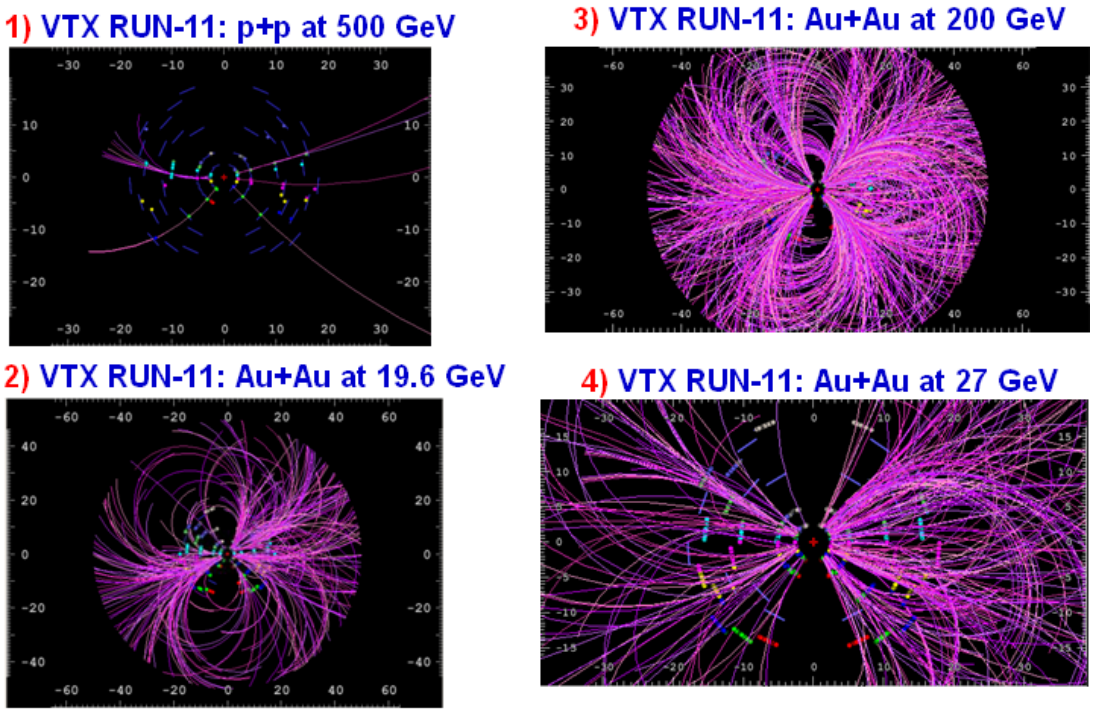


Figure IV.50: Un seul évènement expérimental vue par le détecteur VTX obtenue : 1) une collision $p+p$ à 500 GeV, b) une collision Au+Au à 19.6 GeV, c) une collision Au+Au à 200 GeV, et d) une collision Au+Au à 27 GeV.

systèmes : les câbles de lecture et de tension, les tuyaux de refroidissement et d'azote qui ont été reliés au détecteur. C-à-d que le détecteur est prêt pour l'acquisition des données des collisions au RHIC.

Le commissioning du détecteur VTX a commencé en visionnant la distribution de l'injection de charge dans le détecteur suivant toute la chaîne de lecture. Le commissioning du détecteur de VTX a été accompli vers la fin du du temps faisceau $p+p$ à 500 GeV (dans le Run-11) et le détecteur a été entièrement intégré dans le système de PHENIX DAQ. Plus tard, le détecteur de VTX a collecté des données de physique pendant le Run-11 avec des collisions d'Au + d'Au aux énergies 19,6, 200, et 27 GeV. La Figure IV.50 montre l'affichage d'événements pour une collision simple de $p+p$ à 500 GeV et d'Au + d'Au à 19.6, 200 et 27 GeV de Run-11. Pour plus de détails sur la construction, l'assemblage, l'installation et les résulats de perfomarnce du détecteur VTX avec les faiceaux au RHIC voir l'article publié dans le RHIC news :

http://www.bnl.gov/rhic/inside/news.asp?a=2960&t=today

Monday, March 19, 2012

New Era of Heavy Flavor Measurements at RHIC: PHENIX Silicon Vertex Tracker

By Rachid Nouicer

One of the striking discoveries from the heavy-ion program at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) is that the medium created in central 200 AGeV Au-Au collisions behaves like a nearly perfect fluid. This finding was rated the top physics news story of 2005 and the four experiments at RHIC: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS, and STAR published White Papers discussing the evidence of the existence of this new form of matter [1].

To investigate the properties of this new state of matter, usually referred to as the Quark Gluon Plasma (QGP), penetrating and well calibrated probes are essential to quantitatively deduce the effect of the medium on those probes. One type of such probe are hadrons which carry a heavy flavor - a charm quark with mass m_c □ 1.5 GeV or a beauty quark with mass m_b □ 5 GeV - like D- and B-mesons. These mesons present a powerful tool to study the properties of the hot, dense medium created in high-energy nuclear collisions as they are generated early in the reaction and subsequently diffuse through the created matter.

At RHIC, the PHENIX experiment currently studies heavy-quark production *indirectly* via the measurement of electrons from semileptonic decays of hadrons carrying charm or beauty without distinguishing between D- and B-mesons. As shown in figure 1, taken from Ref. [2], there are two rather unexpected observations that have emerged. First, heavy mesons, despite their large mass, exhibit a suppression at high transverse momentum (p_T) compared to that expected from p+p interactions, see panel (a). This suppression is found to be similar to that of light mesons which implies a substantial energy loss of fast heavy quarks while traversing the medium. Secondly, an elliptic flow is observed for heavy mesons which is comparable to that of light mesons like pions (π^+, π^-, π^0), see panel (b). This flow implies a collective motion of heavy quarks in the expanding medium.

In order to understand these medium effects in more detail it is imperative to *directly* measure the nuclear modification and flow of D- and B-mesons independently. Based on this motivation and impelled by the exciting physics we have already uncovered, the PHENIX Collaboration opened a new era for measuring heavy flavor at RHIC by constructing a new detector called the Silicon Vertex Tracker (VTX). The detector construction was carried out by the PHENIX VTX collaboration from BNL, Columbia U, ISU, ORNL, LANL, RBRC, SBU, UMASS, UNM in the USA, JAEA, KEK, RIKEN, U Tokyo, Kyoto U, Rikkyo U in JAPAN and Ecole Polytechnique in FRANCE.

The VTX detector consists of four layers of barrel detectors located in the region of pseudorapidity $|\eta| < 1.2$ and covers almost 2π azimuthal angle. Pseudorapidity, η, is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, where θ is the detected particle emission angle relative to the beam axis; $\eta=0$ is at 90° to the beam direction and $\eta=1$ is close to 45°.

The two inner barrels of VTX detector consist of silicon pixel detectors (SPD). The technology of SPD is based on the ALICE1LHCb sensor-readout hybrid, which was developed at CERN for the ALICE and LHCb experiments. The first and second silicon pixel barrels consist of 10 and 20 ladders, respectively. One ladder is electrically divided into two independent half-ladders. Each ladder consists of four sensor modules mounted on a mechanical support called a stave. Each stave is made from a Carbon-Fiber Composite built at LBNL. Each sensor module consists of a silicon pixel sensor with a pixel size of 425 μm (z) × 50 μm (ϕ) bump-bonded with four pixel readout chips. The construction of the pixel ladders were achieved at RIKEN and external private companies for high precision tasks in Japan. The pixel readout electronics was developed by the VTX collaboration at SBU and Ecole Polytechnique. The total number of channels in the VTX pixel detector is around 4 Million [3].

The two outer barrels of the VTX are constructed using silicon stripixel sensors. Researchers at the Instrumentation

Recent Stories

Polarized Proton Operation in Run 12

The sPHENIX Proposal

The RHIC/AGS Users Meeting

Search for Associate Laboratory Director for High Energy and Nuclear Physics

The Annual State of RHIC Report

>> Complete Archives...

Division at BNL have developed a novel stripixel silicon sensor, a single-sided, N-type, DC-coupled, two-dimensional sensitive detector [4,5]. This design simplifies fabrication for both the sensor and signal processing compared with that for the conventional double-sided strip sensor. Each pixel from the stripixel sensor consists of two implants interleaved such that both implants register the charge deposited by ionizing particles. Each interleaved implant is 5 μm wide and makes 5 turns in each pixel. The effective pixel size is 1000 μm (z) × 80 μm (ϕ). Each sensor has 1536 channels. The silicon sensors were mass-produced by the Hamamatsu Photonics (HPK) company in Japan. The overall size of the silicon sensor is about 34.9 ± 0.04 mm wide, 63.6 ± 0.04 mm long, and 0.625 ± 0.015 mm thick. The stripixel sensor is read out with the SVX4 chip developed by the FNAL/Berkeley collaboration. The SVX4 chip is designed and fabricated in the 0.25 μm CMOS process on 300 μm thick silicon. The third and fourth of the VTX barrels consist of 16 and 24 of silicon stripixel ladders, respectively. The total number of channels in the VTX stripixel detector is around 0.5 Million. The readout electronics of the stripixel detector was developed by the VTX collaboration at ORNL and Columbia U. The stripixel detector construction was done by the VTX collaboration and PHENIX technical support at BNL. The wire-bonding and encapsulation from SVX4 chips to silicon sensor were achieved at FNAL. Figure 2 shows the ladders of half barrels of pixel and stripixel as well one complete half of the assembled VTX detector.

The VTX detector construction phase is now complete and the detector was installed around the interaction point at the PHENIX experiment in December 2010. Figure 3(a) shows the side view of the VTX detector installed around beryllium beam pipe. This picture shows that the readout cables, cooling and nitrogen systems were connected to the detector. The inset in figure 3(a) shows the front view of the VTX detector when the detector two halves are closed. The commissioning was started by looking to the charge injection in the detector through the full readout chain. The VTX detector commissioning was completed by the end of the 500 GeV p+p run in Run-11 and the detector was fully integrated in the PHENIX DAQ system. Subsequently, the VTX detector took physics data during Run-11 with Au + Au collisions at energies 19.6, 200, and 27 GeV. Figure 3(b) shows the event display for a single Au + Au collision at 200 GeV from Run-11. The event display shows that the detector is working properly and the stand-alone tracking finds the tracks in the high multiplicity environment of Au + Au collisions at 200 GeV.

The first look in off-line data analysis from Run-11 obtained by VTX detector is shown in Figure 4. Panel (a) shows the energy deposition spectra in Au + Au at 200 GeV compared to p+p at 500 GeV for $|\eta| < 0.5$ for the VTX stripixel detector. These spectra from stripixel detector demonstrate that the principle of two-dimensional position sensitivity based on charge sharing works and the signal-to-noise value is about 11.

The key element needed in directly identifying D- and B-mesons in PHENIX is the ability to measure the collision vertex position with a high accuracy and to compare that with the trajectory for each track. D- and B-mesons decay into light mesons or leptons before reaching the detectors, thus the daughter particles are observed. As these do not originate at the collision vertex position, a large distance occurs between the vertex position and the daughter particle trajectory. Based on the VTX detector measurements of the primary vertex, the beam size, and individual tracks for each collision in Au + Au collisions at 200 GeV, the reconstructed distance of closest approach (DCA) distribution from the beam center has been determined.

Panel (b) shows the beam size of Au + Au collisions at 200 GeV obtained using the tracks from VTX detector. The measured σ_Y of the beam size is 104.6 μm. This value is consistent with expected from a formula $\sigma^{lum} = \sqrt{\{\epsilon\beta^*\}} / \sqrt{\{2\,\gamma\pi\}}$ = 105 μm where the emittance ϵ = 10 μm, the beta value at the collision point β^* = 0.75 m and the Lorentz factor γ = 107.4 for Au + Au at 200 GeV.

Panel (c) shows the DCA distribution from the beam center. The width, σ_Y (DCA), of the distribution is about 137 μm. Since this includes the beam spot size of 104.6 μm mentioned above, we estimate that the DCA resolution of individual tracks to the beam center of order of 88 μm for $p_T >$ 1 GeV/c has been achieved and it is consistent with our Monte-Carlo Simulations.

The achieved DCA resolution is sufficient to distinguish D- and B-mesons from the difference of their decay-length. The decay-length ($c\tau$) of D^0 and $D^{\pm}$ are 123 and 312 μm, respectively, while those of B^0 and $B^{\pm}$ are 457 and 491 μm, respectively. The presented measurements using the PHENIX VTX detector elucidate clearly that this detector is working as expected and heavy flavor physics by measuring D- and B-mesons independently is very promising [6].

In summary, the PHENIX silicon vertex tracker (VTX) project was completed within the budget and on schedule. The VTX detector commissioning was completed by the end of the 500 GeV p+p run of Run-11 and was fully integrated in the PHENIX DAQ system. Subsequently, the VTX detector took physics data with Au + Au collisions during Run-11 at energies 19.6, 200 and 27 GeV. Early measurements using PHENIX VTX detector clearly illustrate that this detector is working as expected and future heavy flavor physics program in PHENIX is very promising.

The most important achievement in this project, we had more than 40 summer high school students, graduate students, and postdocs during the construction and the commissioning of the VTX detector. Most of these students and postdocs had no prior experience to work with delicate and complex silicon detectors. After working with the VTX team for several months, those students left with high knowledge or have become "experts" of silicon detector technology.

References

[1] I. Arsene et al. Nucl. Phys. A 757, (2005) 1; B.B.Back et al. Nucl. Phys. A 757, (2005) 28; J. Adams et al. Nucl. Phys. A 757, (2005) 102; K. Adcox et al. Nulc. Phys. A 757, (2005) 184.

[2] R. Nouicer arXiv:0901.0910 [nucl-ex] and references therein.

[3] Ryo Ichimiya, et al., Journal of Instrumentation, JINST 4 (2009) P05001.

[4] Z. Li, Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 738.

[5] R. Nouicer et al. Nucl. Instr. and Meth. B 261 (2007) 1067; R. Nouicer et al. Journal of Instrumentation, JINST 4 (2009) P04011.

[6] http://www4.rcf.bnl.gov/ nouicer/TalkDir/BNLSeminar2011RN.ppt

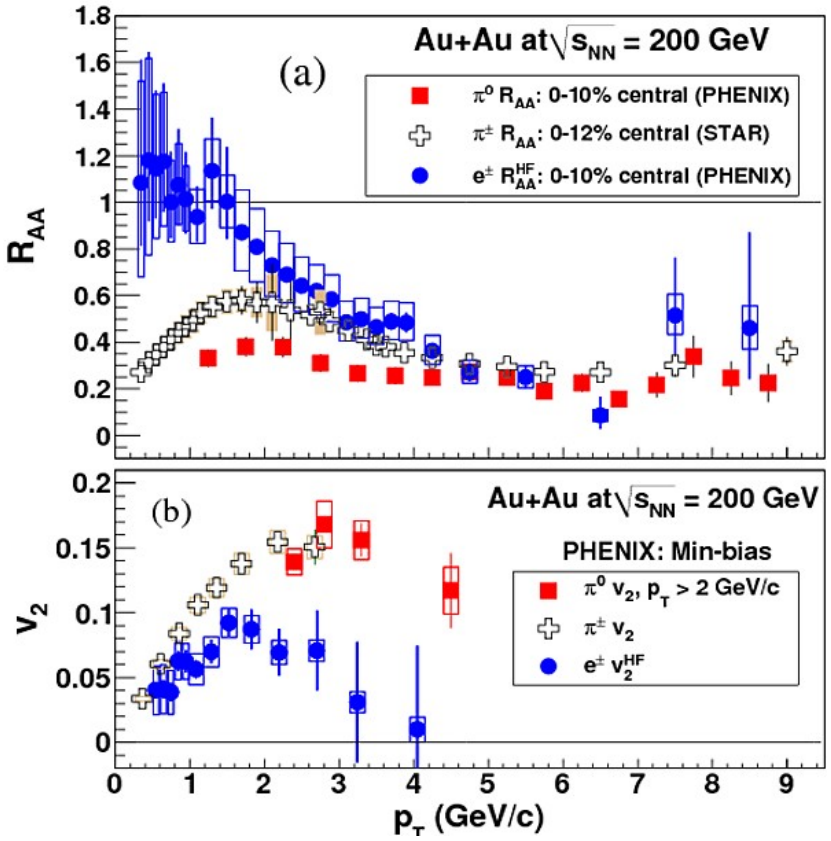
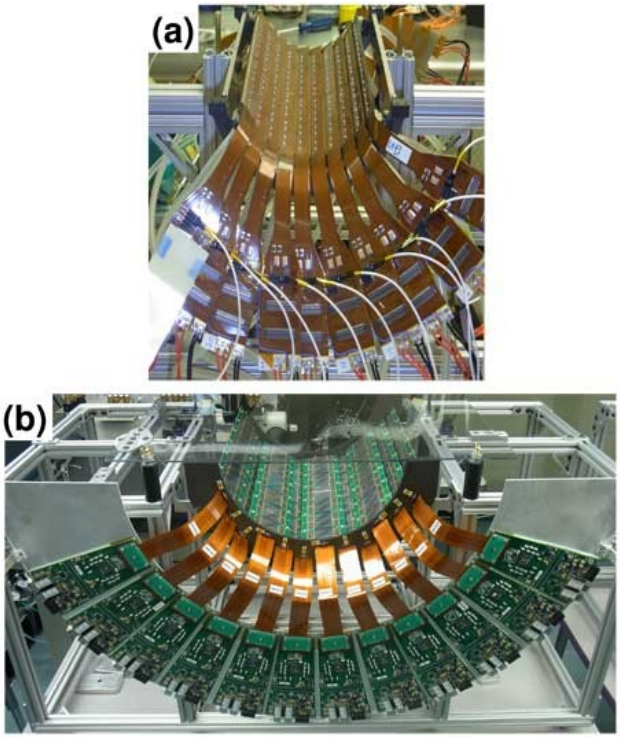


Figure 1: Compilation of data on Au + Au collisions at $\sqrt{\{s_{NN}\}}$ ~200 GeV from Ref. [2]. Panel a) represents the nuclear modification factor of heavy-flavor electrons $R_{AA}{}^{HF}$ compared with the R_{AA} of π^0 and $\pi^\pm$ in central Au + Au collisions. Panel b) considers the anisotropic flow of heavy-flavor electrons v_2^{HF} with that of v_2 of π^0 and $\pi^\pm$ in minimum-bias Au + Au collisions $\sqrt{\{s_{NN}\}}$ ~200 GeV. The error bars correspond to the statistical errors. For clarity, the systematic errors are shown as vertical boxes.



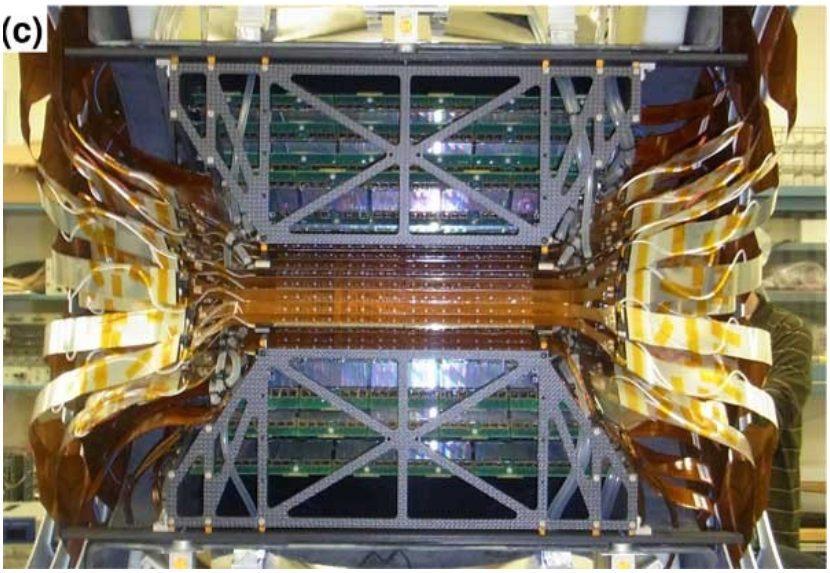


Figure 2: The PHENIX Silicon Vertex Tracker (VTX) in the Laboratory. Panels (a) and (b) show the ladders of half barrels of pixel and stripixel detectors, respectively. Panel (c) shows assembled half VTX.

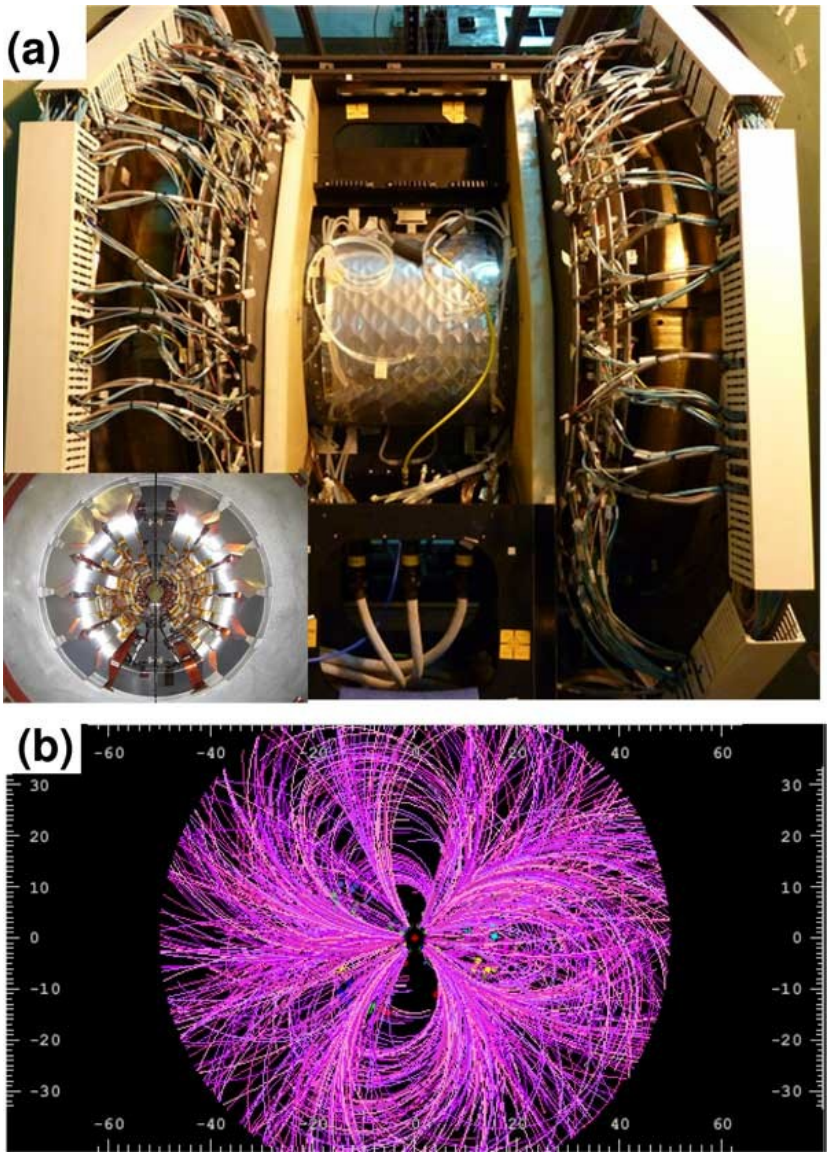
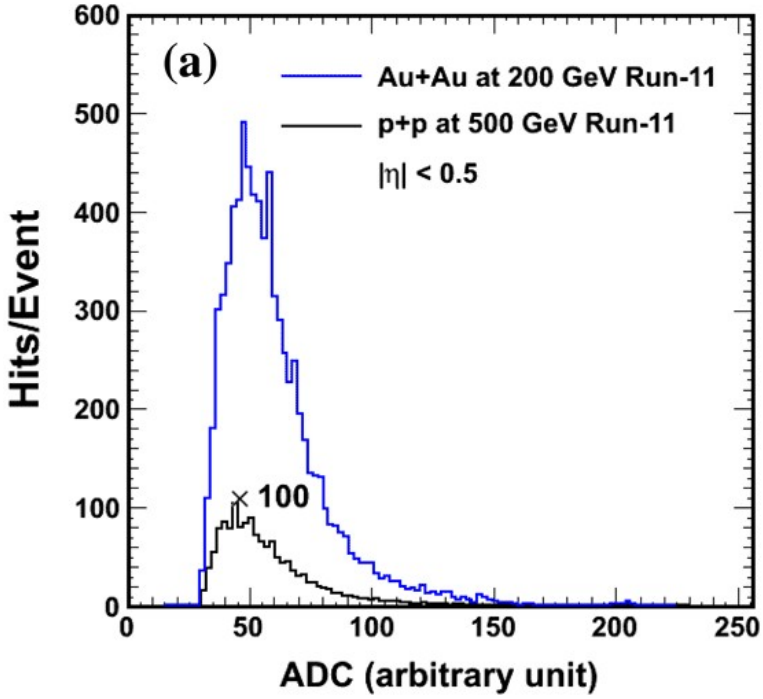
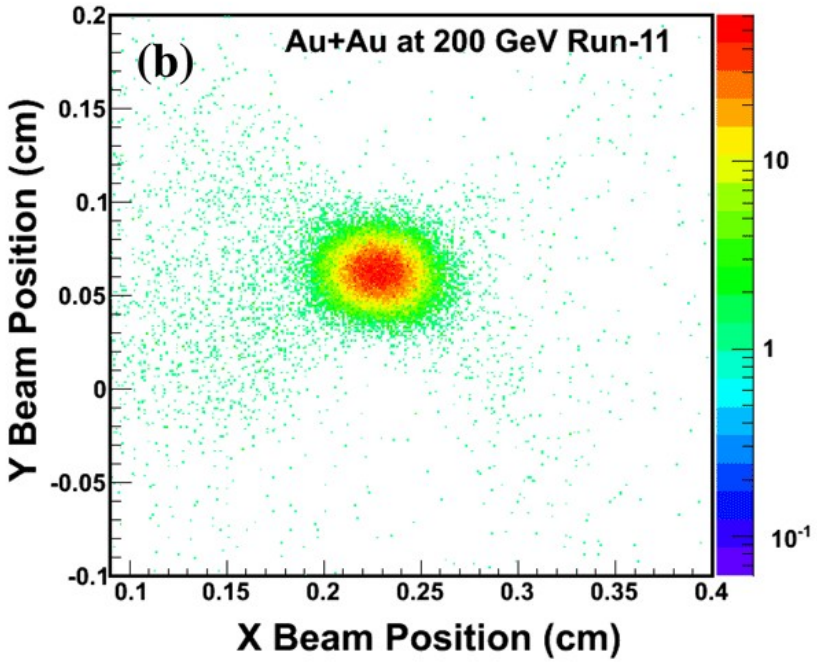
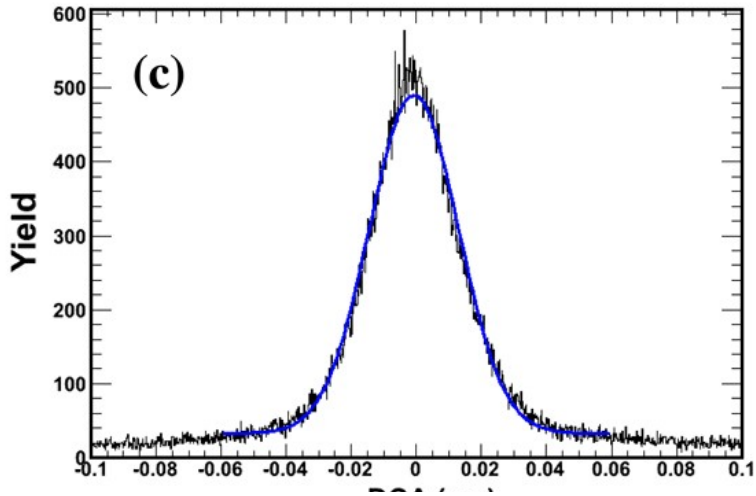


Figure 3: The PHENIX Silicon Vertex Tracker Commissioning. Panel (a) shows the side view of the VTX detector installed around the beam pipe at the PHENIX experiment. The inset figure in (a) shows the front (beam) view of VTX. Panel (b) shows the event display of a single Au + Au collision at 200 GeV from RHIC Run-11.


(a)
Au+Au at 200 GeV Run-11
p+p at 500 GeV Run-11
|η| < 0.5
Hits/Event
ADC (arbitrary unit)
100


(b)
Au+Au at 200 GeV Run-11
Y Beam Position (cm)
X Beam Position (cm)


(c)
Yield

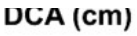


Figure 4: Performance results of the PHENIX Silicon Vertex Tracker Commissioning during Run-11. Panel (a) shows the energy deposition spectra in Au + Au at 200 GeV compared to p+p at 500 GeV for $|\eta| < 0.5$. Panel (b) shows the beam size of Au + Au collisions at 200 GeV obtained using the tracks from VTX detector. Panel (c) shows a very preliminary result of the distance of closest approach (DCA) distribution from the beam center of all tracks measured by the VTX.

2012-2960 | Media & Communications Office

>> Inside RHIC Story Archives...

RHIC Operated by Brookhaven National Laboratory, the Relativistic Heavy Ion Collider is sponsored by the U.S. Department of Energy Office of Science, Office of Nuclear Physics.

Report problems with this page
XHTML 1.0, CSS

Chapitre V

Analyse: Distributions de la Pseudorapidité Densité des Particules Chargées dans PHOBOS au RHIC et Prédictions pour LHC

http://www.bnl.gov/rhic/news/112007/story1.asp

RHIC news

Home | Past Issues | Authors | Contact Us | RHIC

November 20, 2007 Edition

- Issue Summary / Events List
- Notes From the Associate Director
- System Size, Energy, Centrality and Pseudorapidity Dependence of Charged Particle Density in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC
- PHENIX Preparing for Run 8
- First Beam in Run 8

System Size, Energy, Centrality and Pseudorapidity Dependence of Charged Particle Density in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC

By Rachid Nouicer

In ultrarelativistic heavy ion collisions, the charged particle multiplicities have been studied extensively because of the intrinsic interest in understanding the production mechanism. More recent interest comes in the context of searching for and studying new forms of matter that are expected to be created in heavy ion collisions at these energies. A key quantity that contains information about the longitudinal aspects of the multiparticle production process, and that has provided valuable input for discriminating between phenomenological models in the past, is the rapidity distribution of identified particles.

When particle identification is not available, the almost equivalent pseudorapidity density distribution of charged particles ($dN_{ch}/d\eta$) suffices. For this reason, such distributions have been studied in detail in hadron + proton, hadron + nucleus, proton + proton and nucleus + nucleus collisions. The PHOBOS experiment has performed a comprehensive set

Dans l'expérience de PHOBOS au RHIC, j'étais co-conveneur du groupe de multiplicité des particules chargées, responsable de l'analyse par la méthode de hit-counting (4π) et auteur principale de plusieurs articles :

V.1 Liste des articles incluant mon travail d'analyse "hit-counting"

▷ Publications : premier auteur et correspondant - analyse des données, rédaction de l'article et intéragissant avec le referees du journal

- ▲ Physical Review Letter 102 (2009) 142301
  Title: "System Size, Energy and Centrality Dependence of Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in Relativistic Heavy Ion Collisions"

- ▲ Physical Review C72 (2005) 031901(R)
  Title: "Scaling of Charged Particle Production in d+Au Collisions at 200 GeV"

- ▲ Physical Review Letter 93 (2004) 082301
  Title: "Pseudorapidity Distribution of Particles in d+Au collisions at 200 GeV"

- ▲ Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys., 30, S1133 (2004).
  Title: Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in d + Au and p + p at 200 GeV

- ▲ European Physical Journal, C49 (2007) 281
  Title: Charged Particle Multiplicities in A+A and p+p Collisions in the Constituent Quarks Framework.

- ▲ Journal of Physics G: : Nucl. Part. Phys., 30, S1133 (2004)
  Title: Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in d + Au and p + p at 200 GeV

- ▲ American Institute of Physics Conference Proceedings 842, 86 (2006).
  Title: Systematics of Global Observables in Cu+Cu and Au+Au at RHIC Energies.

- ▲ American Institute of Physics Conference Proceedings 828, 11 (2006)
  Title: Similarity of Initial States in A+A and p+p in Constituent Quarks Framework.

- ▲ The GIOI publishers: 2002 QCD and Hadronic Interactions, by Tran Thanh Van, page 381 (2002). e-Print arXiv: nucl-ex/0208003.
  Title: Charged Particles Multiplicity and Limiting Fragmentation in Au + Au collisions at RHIC Energies Using the PHOBOS Detector.

▷ **Publications : analyse des données, produire les résultats/figures et contribuée à la rédaction de l'article:**

▲ Physical Review C83 (2011) 024913
Title: "Phobos results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions"

▲ Physical Review C74 (2006) 021901(R)
Title: "Charged Particle Pseudorapidity Distributions in Au+Au collisions at 62.4 GeV"

▲ Physical Review C70 (2004) 021902(R)
Title: "Collision Geometry Scaling of $dN_{ch}/d\eta$ in Au+Au from 19.6 to 200 GeV"

▲ Physical Review Letter 91 (2003) 052303
Title: "Significance of the fragmentation region in heavy ion collisions"

▲ Physical Review C74, 021902(R) (2006)
Title: "Centrality and Energy Dependence of Charged-Particle Multiplicities in Heavy Ion Collisions in the Context of Elementary Reactions

▲ Nuclear Physics A 757, 28 (2005)
Title: "The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC

▲ Physical Review C65, 061901(R) (2002)
Title: "Centrality Dependence of the Charged Particle Multiplicity near Mid-Rapidity in Au+Au Collisions at 130 and 200 GeV"

▲ Physical Review Letter 88, 22302 (2002)
Title: Energy Dependence of Particle Multpilicities in Central Au+Au Collisions

▲ Physical Review C65, 031901 (2002)
Title: Centrality Dependence of Charged Particle at Midrapidity in Au + Au at 130 GeV

▲ Physical Review Letter 87, 102303 (2001).
Title: "Charged Particle Pseudorapidity Density Distributions from Au+Au at 130 GeV

V.2 Pourquoi mesurer la multiplicité des particules chargées?

La mesure de la multiplicité des particules chargées est l'observable la plus fondamentale qui caractérise les interactions des ions lourds. Du côté expérimental, elle fournit des informations principales sur les performances du détecteur et détermine en grande partie l'exactitude avec laquelle beaucoup de quantités observables peuvent être mesurées. A partir des hits ou des "tracks" enregistrés dans l'expérience beaucoup d'observables physiques peuvent être dérivées, chacune d'entre elles donnant une information particulière sur les propriétés de l'interaction.

- la densité de pseudorapidité des particules chargées à la région de mi-rapidité, $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{part}/2\rangle$, permet de fixer les propriétés globales du millieu créé dans la collision et elle est liée à la densité d'énergie atteinte.

- la recherche sur les formes globales de la distribution de multiplicité des particules implique que l'expérience doit avoir une large acceptance. Habituellement, la distribution de particules a une forme de "cloche" où la région centrale est sensible aux détails du mécanisme de production hadronique (hadro-production) et les régions latérales sont liées à la fragmentation du projectile ou celle de la cible.

- une fois que la forme globale de la distribution de multiplicité de particules est connue, elle peut être intégrée pour donner la multiplicité totale des particules produites par événement de la collision.

- l'étude de la multiplicité de particules chargées en fonction de la centralité, à une énergie fixe, exige une méthode pour déterminer la centralité de l'événement mesuré ; la multiplicité peut-être présenter en fonction du nombre de nucléons participant N_{part}, ou le nombre de collisions binaires N_{coll} (qui est lié aux processus durs pendant l'interaction).

- l'étude de la dépendance en énergie (à une centralité fixe) fournit l'information fondamentale sur la dynamique du mécanisme de production de particules. En particulier, à une énergie élevée on s'attend à ce que les contributions du processus dur parton-parton jouent un rôle important.

- de plus, la comparaison des résultats de la multiplicité des particules dans des collisions des ions lourds avec les résultats des collisions de proton-proton à la même énergie permettra de découvrir des effets qualitativement nouveaux non observés dans des collisions de $p + p$.

V.3 Contribution personelle: méthode d'analyse "hit-counting"

En 1998, bien avant la mise en opération de l'accélérateur des collisions des ion lourds (RHIC) et la prise des données dans l'expérience de PHOBOS, j'ai commencé à faire des études de simulation des mesures de la multiplicité des particules chargées suivant la méthode d'analyse "hit-counting" en utilisant les modèles HIJING et VNI, et GEANT pour la description du détecteue PHOBOS. Au début, j'ai commencé à étudier :

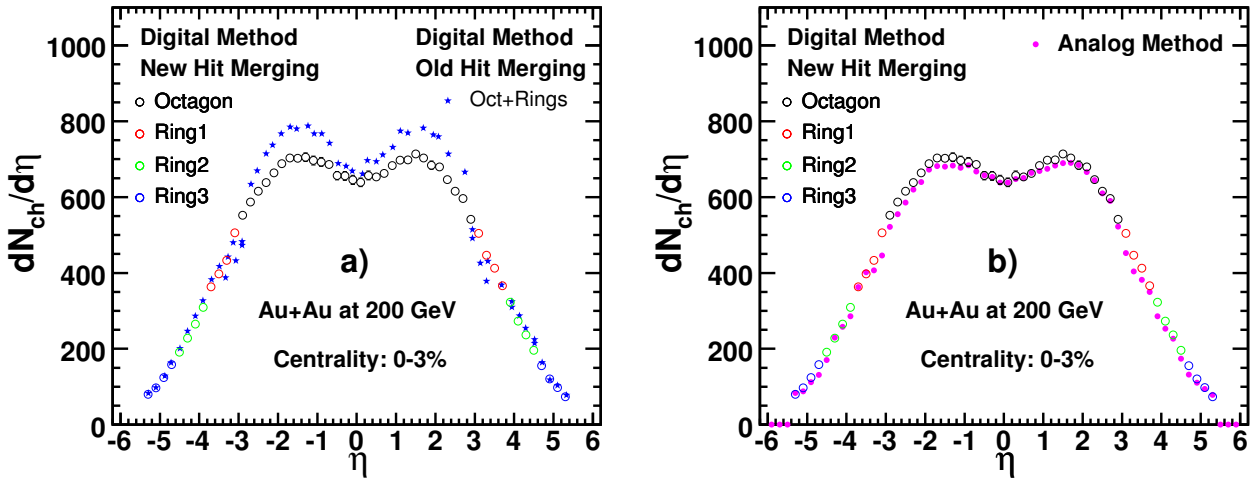


Figure V.1: Distributions de pseudorapidité des particules chargées dans les collisions plus centrales (0-3%) de Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV : a) comparaison des résultats avec et sans application de la nouvelle méthode de fusionnement de hits (hit-merging) dans l'analyse de la méthode digitale b) comparaison entre les résultats des méthodes d'analyse analogue et digitale

- l'occupation (occupancy) des détecteurs de silicium (octogone et anneaux) par les particules chargées en utilisant la méthode de Poisson. Pour verifier la méthode d'occupation de Poisson, j'ai introduit dans PHOBOS la méthode d'occupation "Landau convoluted" en faisant des fits aux spectres d'énergies des particules chargées observées dans le détecteur silicium. Ces deux méthodes sont décrites dans ce chapitre dans la section V.3.4,
- correction au bruit de fond (background) dû aux particules chargées secondaires. La procédure de correction aux particules secondaires est décrite dans ce chapitre dans la section V.3.5,
- évaluation des erreurs systématiques décrite dans la section V.3.6,
- enfin, l'analyse de la multiplicité des particules primaires, $dN_{ch}/d\eta$ présentée dans la section V.4.1.

Mon travail d'analyse sur la multiplicité des particules chargées dans l'expérience de PHOBOS a constité la base de départ de la thèse de l'étudiant S. Pradeep [112]. Son travail a abouti aux premiers résultats mesures de la multiplicité des particules chargées des collisions Au + Au à 130 et 200 GeV dans PHOBOS. Ces résulats préliminaires de Au + Au contenaient un défaut, j'ai découvert que l'analyse de la multiplicité des particules chargées aux régions de pseudorapidité $|\eta| > 0.6$ doit tenir compte du fait qu'une particule chargée peut traverser plusieurs pixels à cause de la taille des pixels (très grande : 1 mm × 1 mm) du détecteur silicium octogon. Pour tenir compte du cet effet, j'ai introduit l'étape de fusionnement des hits (anglais: hits-merging) dans l'analyse. Cette procédure de fusionnement des hits a été introduite plus tard dans toutes les analyses des données de PHOBOS comme pour les mesures de flot. Un exemple qui montre bien l'effet avant et après le processus de fusionnement des hits dans l'analyse des données de la multiplicité des particules chargées dans les collisions Au + Au à 200 GeV GeV est montré sur la figure V.1.a). La figure V.1.b) montre que la méthode d'analyse hit-counting (Digital) produit un bon accord avec une autre méthode d'analyse appelée analogue. Pour clarification, la méthode de hit-counting (digital) est basée sur

le fait que chaque particule crée un hit dans le détecteur silicium. La méthode d'analyse analogue n'utilise pas la procédure du fusionnement de hits. Elle utilise l'énergie déposé par la particule. La procédure du fusionnement de hits est décrite dans ce chapitre dans la section V.3.2. Depuis ce temps-là, ma méthode d'analyse était l'anayse de multiplicité la plus rebuste et PHOBOS montrait mes résultats comme premiers résultats du RHIC sur la multiplicité des particules chargées. J'ai eu la responsabilité de l'analyse de la multiplicité des particules chargées pour différents systèmes en collision et à plusieurs énergies en utilisant la méthode de "hit-counting":

1) Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6, 62.4, 130 et 200 GeV

2) d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

3) Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 22.4, 62.4, et 200 GeV

4) p+p à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et 410 GeV

V.3.1 Description de la méthode d'analyse de hit-counting

L'une des deux méthodes d'analyse des données de la multiplicité des particules chargées emploie une méthode statistique ; on convertit la distribution des hits (coups) due aux particules chargées traversant le détecteur en distribution de multiplicité de particules chargées. Cette méthode est appelée méthode de hit-counting (ou méthode digitale). La figure V.2 montre une distribution typique l'énergie des hits dans les pixels du détecteur de multiplicité : Octogon (région d'acceptance $|\eta| < 3.2$) et les annneaux Rings (région d'acceptance $3.2 \leq |\eta| \leq 5.4$) pour une collision Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (voir chapitre IV pour la description du détecteur de PHOBOS). Chaque pixel est codé suivant une couleur correspondant à une grandeur de la perte d'énergie calculée à partir des procédures de traitement des signaux. Un grand nombre de hits sont groupés au centre, près de l'angle polaire $\theta = 90^o$ (pour $\theta = 90^o$ on a $\eta = 0$ avec $\eta = -ln[tan(\theta/2)]$ où θ est l'angle d'émission de la particule relativement à la direction du faisceau), où la densité des particules chargées est la plus haute. Les étapes principales pour extraire la multiplicité des particules chargées utilisant la méthode d'analyse hit-counting sont :

1 **Fusionnement des hits** (anglais : hit merging) : pour éviter le comptage excessif (double comptage ou triple comptage) des hits à cause des particules traversant plusieurs pixels, il est nécessaire de reconstruire correctement l'énergie déposée en fusionnant les signaux d'énergie des pixels adjacentes. Cette procédure est décrite dans la section V.3.2.

2 **Correction pour l'acceptance** : correction pour les lacunes dans l'acceptance du détecteur. Cette procedure est décrite dans la section V.3.3.

3 **Correction pour l'occupation** : surtout dans la région de mi-rapidité ($|\eta| < 1$) un pixel peut être traversé par plusieurs particules chargées pour laquelle on applique une correction due à cette effet. Cette procédure est décrite dans la section V.3.4.

4 **Correction des hits pour les particules secondaires** : c'est une correction due à la décroissance secondaire des particules. Cette procédure est décrite dans la section V.3.5.

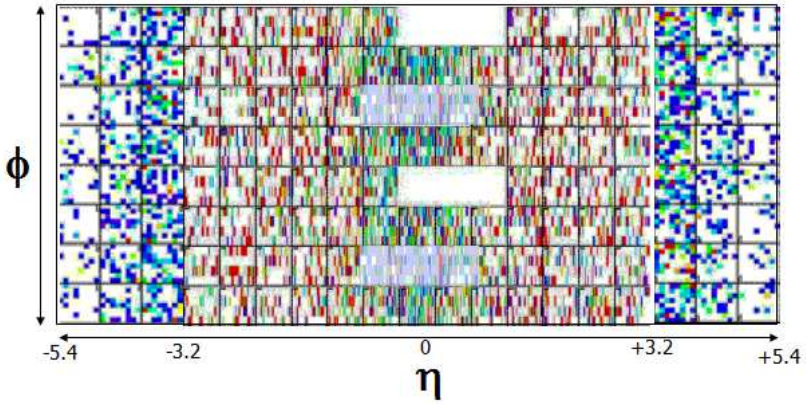


Figure V.2: Distribution des hits (particules chargées) dans le plan (η, ϕ) pour un évènement observé dans le détecteur PHOBOS lors des premières collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. ϕ est l'angle azimuthal des particules autour de l'axe du faisceau. La pseudorapidité η est définie comme $\eta = -ln[tan(\theta/2)]$ où θ est l'angle d'émission de la particule relativement à la direction du faisceau.

Un certain nombre de vérifications et de simulations sont employées pour valider l'applicabilité de ces procédures. La formule utilisée pour déterminer la multiplicité moyenne des particules chargées, $\frac{dN_{ch}}{d\eta}(\eta, b)$, pour une couverture en pseudorapidité, η, et une centralité correspondant à un paramètre d'impact, b, est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(\eta, b) = \frac{1}{N(b)} \sum_{hits}^{N(b)} \frac{N_{hits}(\eta, b) \times O(\eta, b)}{\Delta\eta \times Acc(\eta, z_{vtx})} \times f_{bkg}(\eta, b) \tag{V.1}$$

où $N(b)$ est le nombre d'événements appartenant à la même classe de centralité (b). $\Delta\eta$ est la largeur de la cellule en pseudorapidité, $\Delta\eta = 0.2$. Les étapes d'analyse sont les suivantes :

- **première étape** on fait un passage d'analyse sur les données expérimentales et les données de simulation (données par exemple par le modèle HIJING), pour lequel on applique le fusionnement des hits afin de construire la distribution du nombre moyen des hits reconstruits, $N_{hits}(\eta, b)$, en fonction de η et de la centralité b. Dans la même étape l'occupation moyenne des pixels $O(\eta, b)$ est alors calculée en se basant sur le rapport des pixels occupés sur le nombre total des pixels se trouvant dans la cellule $\Delta\eta$.

- **deuxième étape :** l'analyse s'effectue sur les données de simulation (MC) ; les corrections d'acceptance $Acc(\eta, z_{vtx})$ et de l'occupation $O(\eta, b)$ sont appliquées événement par événement sur la distribution des $N_{hits}(\eta, b)$. Le rapport de la distribution de $N_{hits}(\eta, b)$ reconstruite sur la distribution de $N_{hits}(\eta, b)$ primaire "true" donne le facteur de correction due à la décroissance secondaire des particules, $f_{bkg}(\eta, b)$.

- **troisième étape :** l'analyse s'effectue sur les données expérimentales. Les facteurs calculés des corrections d'occupation, d'acceptance et de la décroissance secondaire de particules sont appliqués événement-par-événement pour obtenir la distribution $dN_{ch}/d\eta$ reconstruite qui va être moyennée

par le nombre d'événements appartenant à la même classe de centralité b pour arriver à la distribution de $\frac{dN_{ch}}{d\eta}(\eta, b)$. Les résultats de cette analyse sont présentés dans la section V.4. Les diverses sources d'erreur systématique possible sont discutées dans ce chapitre dans la section V.3.6.

V.3.2 Fusionnement de hits (anglais : Hits-Merging)

En raison de la géométrie cylindrique du détecteur d'octogone, en général une particule traversant un senseur de silicium traverse le senseur à un angle oblique. Les paires d'électron-trou créées dans le silicium par la particule ionisante seront rassemblées sur plusieurs pixels adjacents, avec un rapport des énergies mesurées caractéristique dans chacun des pixels : l'énergie déposée dans chaque pixel est proportionnelle à la longueur du chemin oblique que la particule a traversé, comme présenté sur la figure V.3. Afin d'éviter le comptage excessif (double comptage or triple comptage) des hits, il est nécessaire de reconstruire correctement l'énergie déposée en fusionnant les signaux d'énergie des pixels adjacents (anglais : hits merging).

J'ai développé un algorithme en C^{++} pour fusionner les hits des pixels adjacents. L'algorithme est basé sur un raisonnement simple concernant la géométrie du détecteur et la ligne droite des chemins suivis par les particules chargées relativistes dans un champ magnétique nul. Puisque chaque pixel du détecteur d'octogone a un taille de 2.7 mm $\times$ 0.3 mm et localisée à une distance approximativement de 6 cm de l'axe du faisceau $+\hat{z}$, un calcul géométrique simple prouve que n'importe quelle particule émise d'un point d'interaction (vertex) avec un angle moins de $\sim 35^{o}$ avec l'axe du faisceau $+\hat{z}$ a une grande probabilité de 50% de traverser multiples pixels suivant l'axe z (la probabilité que la particule traverse plusieurs pixels en ϕ est très faible). Cependant, nous recherchons donc l'énergie partagée parmi les multiples pixels dans le détecteur d'octogone seulement pour un angle $\theta < 35^{o}$ ou d'une manière équivalente, $|\eta| > 1$. Dans la région de mi-rapidité près de $\theta = 90^{o}$, la plupart des particules traversent le détecteur perpendiculairement et, la densité des pixels frappés est très élevée ; le fait que plusieurs particules déposent leurs énergies dans le même pixel devient le facteur dominant. À des angles d'incidence plus obliques, la longueur de la trace des particules dans le silicium est sensiblement plus longue que l'épaisseur des pixels, menant à une grande proportionalité de la perte d'énergie : ceci doit étre considéré dans le processus du fusionnement des énergies des pixels adjacents. Pour un vertex de collision donné et la géométrie des pixels étant connue, nous pouvons estimer le nombre de pixels qu'une trace directe traversant avec un angle donné θ, cette hypothèse est utilisée pour séparer les hits isolés (1 MIP pic) dans les régions externes de l'octogone. On observe un certain nombre de tels hits d'isolement de pixel simple correspondant à un dépôt d'énergie de l'ordre 1 MIP, sans aucun partage d'énergie dans des pixels adjacents : les hits "grand angle" correspondent vraisemblablement à des particules secondaires créées dans la ligne du faisceau et émises perpendiculairement. À l'autre extrémité, il y a une limite sur la longueur de chemin maximum d'une voie dans un pixel donné (la diagonale du profil de 2.7 mm $\times$ 0.3 mm). Ceci nous donne un maximum de 3 pixels d'octogone qu'une particule peut traverser avant qu'elle sorte du secteur actif du senseur - ainsi l'énergie partagée est seulement recherchée dans des groupes de 3 pixels.

Pour les détecteurs d'anneaux (en anglais : Rings), les hits ne sont pas fusionnés parce que les particules sont émises perpendiculairement aux pixels du senseur. Si un pixel enregistre un dépôt d'énergie δE_{raw} plus grand que le seuil du bruit (noise) δE_{noise}, le pixel est enregistré comme hit.

Les paramètres de l'algorithme de fusionnement des hits sont δE^{oct}_{noise}, δE^{rings}_{noise}, δE^{oct}_{minhit}, $\delta E^{oct}_{minmerge}$ et $\delta E^{oct}_{maxmerge}$ correspondant aux coupures de l'énergie du bruit de fond pour le détecteur Octogone, l'énergie du

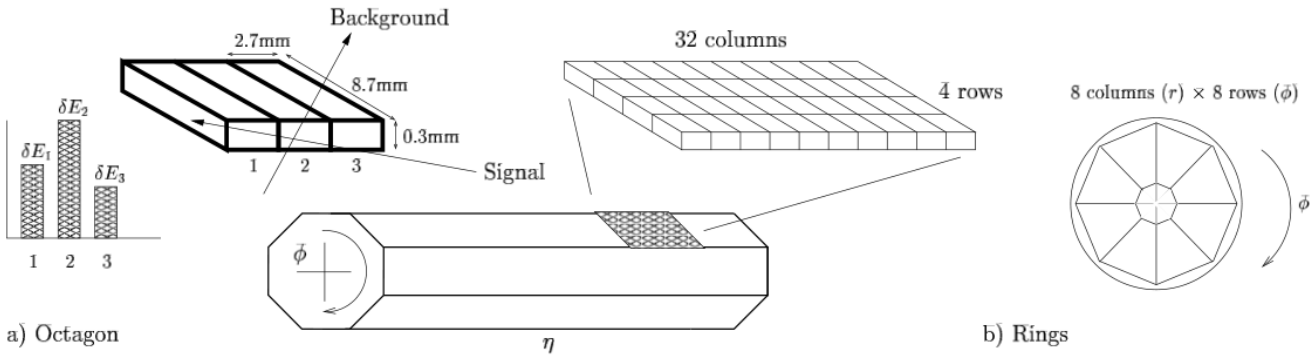


Figure V.3: La géométrie du dépôt d'énergie dans des pixels de détecteur de multiplicité

bruit de fond pour le détecteur Ring, l'énergie minimale du hit, l'énergie minimale du hit pour être fusionné et l'énergie maximale du fusionnement du hit, respectivement. Des valeurs appropriées sont assignées à ces paramètres en étudiant l'information des données brutes du dépôt d'énergie comme suit :

V.3.2.a Détermination des coupures du bruit de fond δE^{Oct}_{noise} et δE^{rings}_{noise}

Les coupures de bruit de fond δE^{Oct}_{noise} et δE^{rings}_{noise} pour les détecteurs octogone et anneaux (Rings), ont été choisies en se basant sur la mesure du bruit de fond dans chacun de ces types de détecteur. La mesure moyenne du bruit de fond dans le détecteur d'octogone est de l'ordre de 8.5 keV, et celle dans les anneaux (Rings) est de l'ordre de 10.6 keV (qui dépend largement des tailles des pixels des deux détecteurs, octogone et anneau). Les coupures du bruit de fond **appliquées sur les Raw hits** sont placées à approximativement 2 fois la valeur moyenne pour le détecteur octogone et 3 fois la valeur moyenne pour le détecteur anneau, ces dernières valeurs :

$$\delta E^{Oct}_{noise}(Raw\ hits) = 19\ keV$$

et

$$\delta E^{anneaux}_{noise}(Raw\ hits) = 30\ keV$$

V.3.2.b Détermination des coupures de fusionnement $\delta E^{Oct}_{minmerge}$ et $\delta E^{Oct}_{maxnmerge}$

Les deux paramètres $\delta E^{Oct}_{minmerge}$ et $\delta E^{Oct}_{maxnmerge}$ déterminent les limites de la région dans lesquelles le signal d'énegie est considéré comme composant partagé dans les pixels adjacents. En tant que telle, $\delta E^{oct}_{minmerge}$, la limite minimale de la région de fusionement, et $\delta E^{oct}_{maxmerge}$, le maximum de la région de fusionnement devrait être déterminer à partir de l'énergie dans la pixel adjacent. Pratiquement, nous devons tenir compte du bruit de l'électronique correspondant à l'extrémité inférieure de l'énergie.

La figure V.4.a montre une distribution des signaux raw hits ΔE^{Oct}_{raw} en fonction de η pour tous les pixels dans le détecteur d'octogone. Pour déterminer $\delta E^{Oct}_{minmerge}$, nous devons enlever tous les signaux provoqués par le bruit intrinsèque de l'électronique comme il est montré sur la figure V.4.b (la figure V.4.b est la projection de la figure V.4.a sur l'axe y). Une coupure basse de 3σ obtenue à partir du fit du pic ajusté

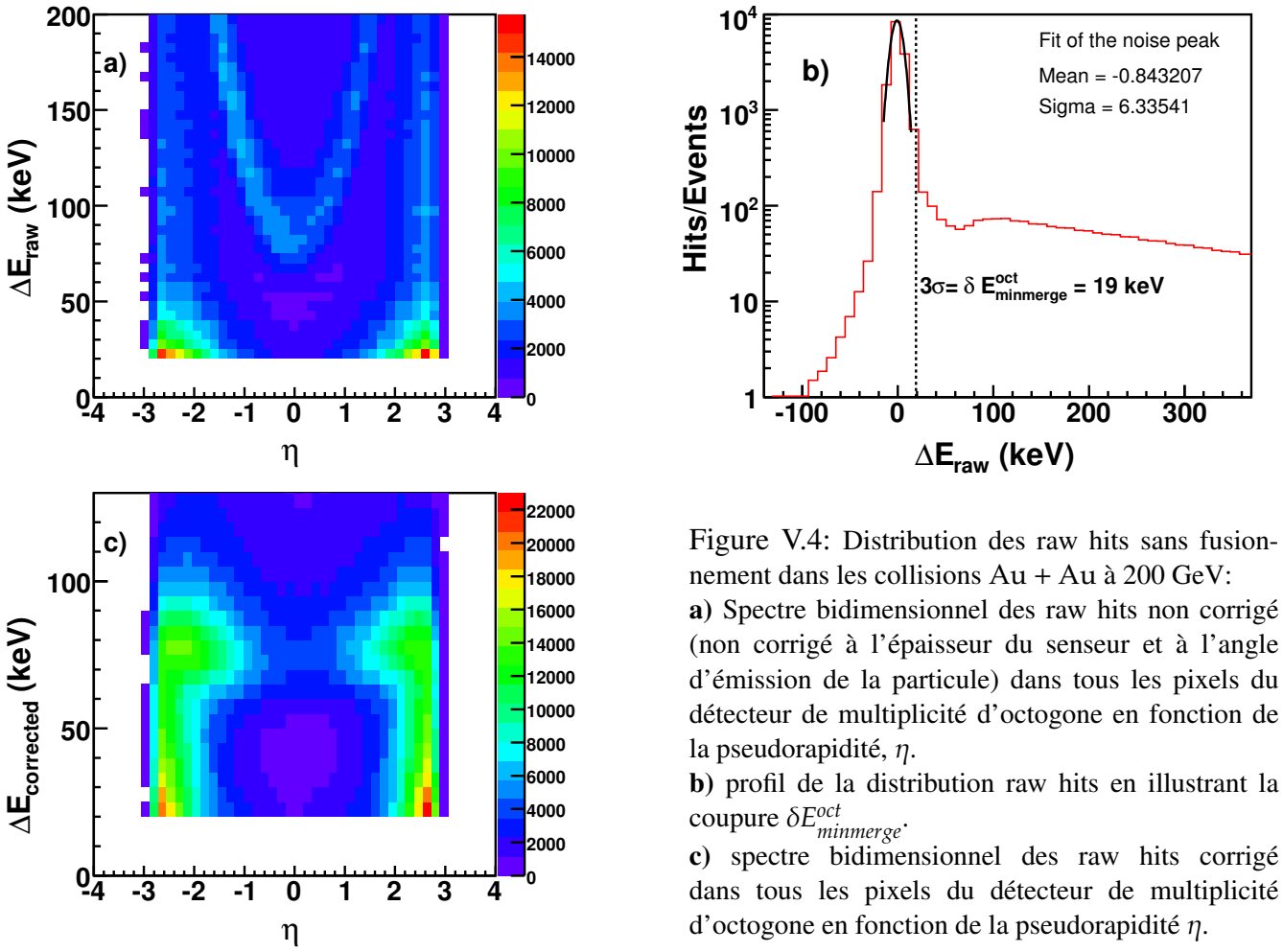


Figure V.4: Distribution des raw hits sans fusionnement dans les collisions Au + Au à 200 GeV:
a) Spectre bidimensionnel des raw hits non corrigé (non corrigé à l'épaisseur du senseur et à l'angle d'émission de la particule) dans tous les pixels du détecteur de multiplicité d'octogone en fonction de la pseudorapidité, η.
b) profil de la distribution raw hits en illustrant la coupure $\delta E^{oct}_{minmerge}$.
c) spectre bidimensionnel des raw hits corrigé dans tous les pixels du détecteur de multiplicité d'octogone en fonction de la pseudorapidité η.

autour de 0 est employée pour déterminer

$$\delta E^{Oct}_{minmerge} = \delta E^{Oct}_{noise}(Raw\ Hits) = 19\ keV.$$

Pour déterminer $\delta E^{Oct}_{maxmerge}$, nous devons regarder la distribution des signaux d'énergie corrigée dans chaque pixel, ΔE_{corr} corrigé pour l'angle d'incidence de la particule par rapport à l'axe du faisceau et de l'épaisseur du senseur en fonction de η, comme il est montré sur la figure V.4.c. Dans la région de mi-rapidité, la séparation entre le pic de bruit de fond qui est presque centré autour de 0 sur l'axe vertical (une coupure d'énergie corrigée à 19 keV illustre le 1 MIP pic autour de 90 keV), et les hits du 1 MIP pic proche de 90 keV est tout à fait clair, puisqu'il n'y aucun partage de l'énergie du MIP parmi différentes pixels. Au delà du $\eta > 0$, on observe cependant, quelques pixels ayant des énergies uniformément distribuées au-dessus du seuil de bruit allant jusqu'à la position maximale de MIP. À l'extrémité supérieure, il est important de mettre un coupure $\delta E^{Oct}_{maxmerge}$ tels qu'une bonne séparation est réalisée entre des signaux déposés par les particules entrant seulement dans un pixel (la pic autour de 1 MIP = 90 keV) et des particules (traces) traversant les multiples pixels laissant des petits signaux dans chaque pixel. Si cette coupure est placée trop basse, le double frappe (double hits) provenant de la même voie est comptée en tant que single hit, menant à un comptage excessif des hits.

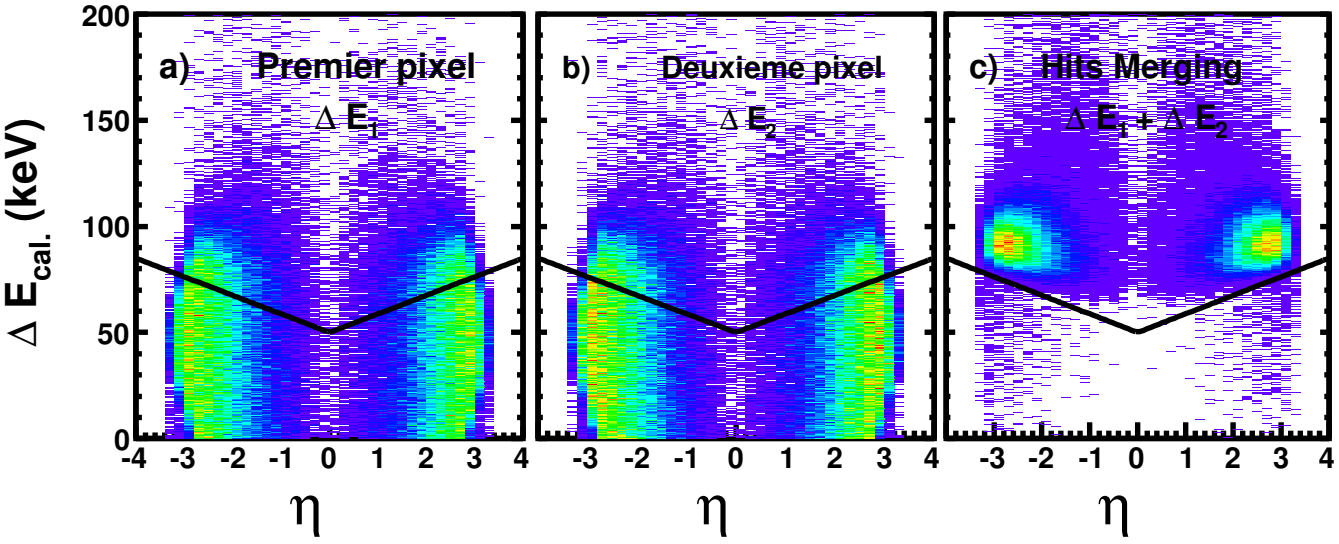


Figure V.5: La distribution des énergies des particules partagées dans des pixels adjacents pour tous les cas d'une particule traversant deux pixels "double frappe" dans la simulation. ΔE_1 et ΔE_2 sont les énergies déposées dans les premiers et deuxièmes pixels, respectivement. La ligne continue correspond à la coupure $\delta E^{oct}_{maxmerge}$. Voir le texte pour la discussion de la coupure $\delta E^{oct}_{maxmerge}$.

Il est possible de résoudre ce problème en étudiant l'énergie partager entre les pixels adjacents en utilisant la simulation HIJING (or VINUS) et en incluant GEANT pour décrire le détecteur. La figure V.5 montre la distribution du dépôt d'énergie corrigée δE_{corr} simulée en fonction de η pour tous les cas ; les plots sont obtenus sans appliquer le hits-merging sur les doubles hits c-à-d une trace (particule) peut traverser deux pixels. La figures V.5.a montre l'énergie ΔE_1 de la particule déposée dans le premier pixel et la figure V.5.b montre l'énergie ΔE_2 déposée par la même particule dans la deuxième pixel. La figure V.5.c montre la somme les des deux énergies $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2$ que nous essayons de reconstruire correctement dans les données expérimentales. En se basant sur la figure V.5.c on suggère une coupure de type :

$$\delta E^{oct}_{maxmerge}(Calibrated\ hits) = 8.75|\eta| + KE_0 \tag{V.2}$$

où K est le paramètre à étudier et $E_0 = 33$ keV $> E^{Oct}_{hits} = 30$ keV. La position de la coupure sur l'échelle d'énergie (définie par KE_0) ne peut pas être assurée par la simulation en raison de l'incertitude dans le calibrage absolu de l'énergie entre les données expérimentales et celle de la simulation. Il faut noter que "calibrated hits" signifie que l'energie du hit est corrigée à l'angle d'émission de la particule et à l'épaisseur du senseur traversé.

Cependant pour réduire la dépendance à l'égard des constantes de calibrage et de la normalisation absolue de la distribution simulée de hit, la technique suivante est adoptée : KE_0 dans l"equation V.2 varie au-dessus d'une gamme de 30 keV (le seuil de 3σ bruits) à 80 keV (juste en dessous du dépôt d'énergie de 1 MIP = 90 keV). Le nombre de hits est reconstruit à partir du processus de fusionnement des hits dans les données expérimentales et dans les simulations en utilisant la coupure présentée par l'équation V.2 en fonction de K pour différentes positions en η : ceci est illustré sur la figure V.6. On observe une région quasi plateau dont la moyenne correspond à $KE_0 = 50$ keV pour tous les cas, le nombre de hits reconstruits

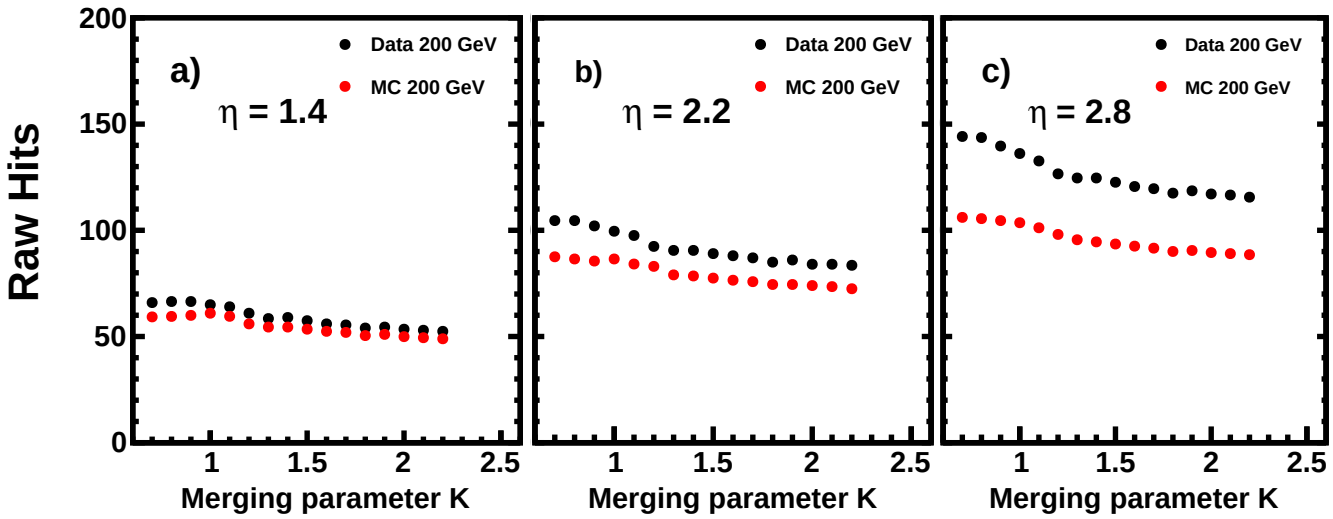


Figure V.6: Distribution des hits fusionnée en fonction du paramètre de fusionnement b pour trois position en η : a) $\eta = 1.4$, b) $\eta = 2.2$ et c) $\eta = 2.8$, pour les données experimentales et de simulation dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

est peu sensible aux variations fines de la valeur de la coupure. Basée sur cette étude, une coupure

$$\delta E^{oct}_{maxmerge}(Calibrated\ hits) = 8.75\,|\eta| + 65\ keV \tag{V.3}$$

a été choisie pour la procédure des fusionnement des hits.

Afin de bien illustrer l'importance de la procédure du fusionnement des hits, les figures V.7.a et V.7.b montrent la comparison des distributions des hits en fonction de l'énergie avec et sans l'application de la procédure. On observe l'importance de la procédure de fusionnement des hits à grand η. Les figuress V.7.c et V.7.d illustrent bien la région des single hits (ΔE = 90 keV) après l'application de la procédure du fusionnement des hits. La figure V.7.c montre que les single hits ont leurs distributions en énergie sans correction à l'angle démission et l'épaisseur du senseur suivant une distribution ayant la forme cosh(η).

Pour récapituler, les paramètres de coupure utilisés dans la procédure de fusionnement ont été déterminés à partir de l'analyse détaillée des distributions de signal dans des données expérimentales et de la comparaison avec des simulations du signal. L'ensemble des paramètres n'est pas unique et, la distribution des hits (coups) reconstruits est sensible aux changements de certains de ces paramètres. Une évaluation de l'incertitude systématique de la procédure de fusionnement et de reconstruction du hit peut être faite en changeant ces paramètres. En changeant systématiquement tous ces paramètres autour des valeurs nominalement choisies et qui sont données ci-dessus, on a constaté que le nombre de hits reconstruits a la sensibilité la plus élevée, de l'ordre de 6%, à la coupure $\delta E^{Oct}_{maxmerge}$, qui détermine l'excédent de seuil qu'un hit est considéré comme un hit indépendant ou plutôt qu'une partie partagée d'un hit dans la pixel adjacente. Ceci est inclu dans l'évaluation des erreurs systématiques dans la section V.3.6.

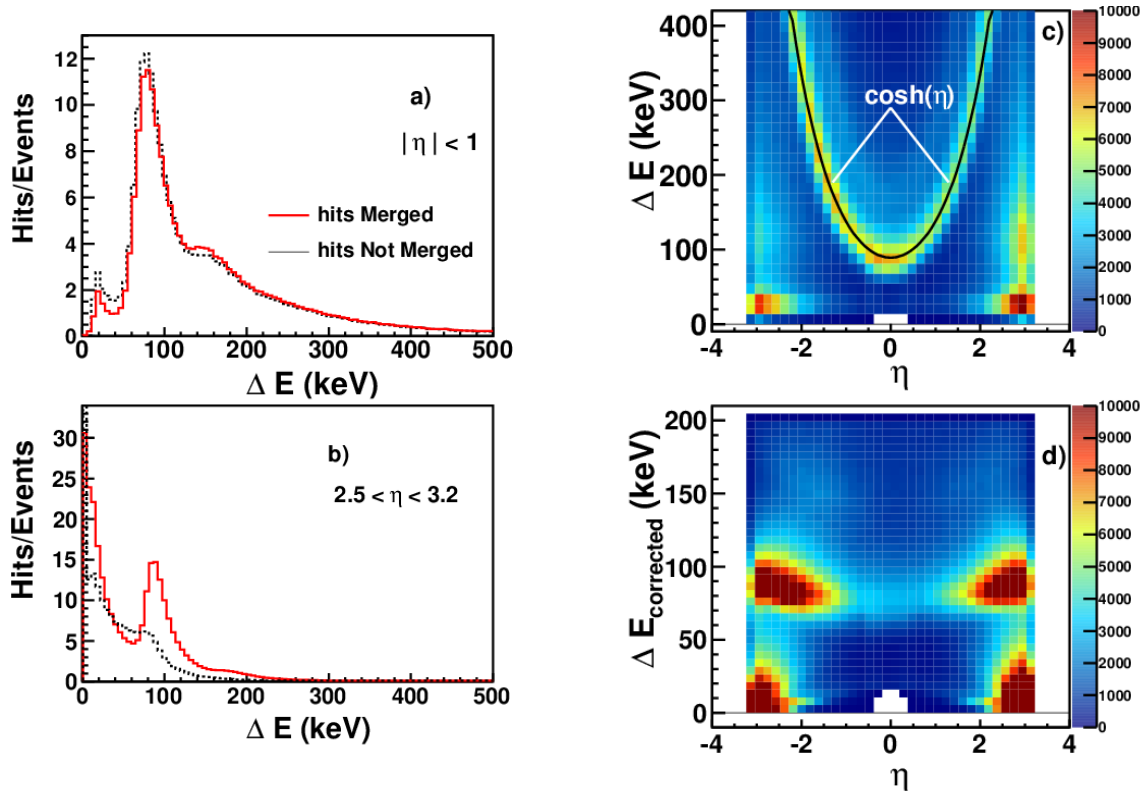


Figure V.7: a) : spectres de dépôt d'énergie de particlues des collisions Au + Au à 200 GeV dans la région de $|\eta| <$ pour le détecteur d'octogone. b) mêmes que a) mais pour la région $|\eta| < 2.5 < \eta < 3.2$. L'histogramme pointillé correspond au spectre raw hits, tandis que l'histogramme plein montre le spectre de raw hits en appliquant la procédure du fusionnement des hits. c) Représentation bidimensionnelle du dépôt d'énergie des raw hits fusionnés en fonction de η pour le détecteur d'octogone. d) Mêmes que c) après appliquation de la correction à l'angle d'émission et à l'épaisseur du senseur traversé.

V.3.3 Correction géométrique pour l'acceptance du détecteur

Les détecteurs de multiplicité d'octogone et d'anneaux (Rings) fournissent la mesure des particules chargées sur une grande couverture en pseudorapidité $|\eta| < 5.4$. Cependant la couverture azimutale (ϕ) n'est pas complète : douze senseurs du détecteur d'octogone ont été enlevés pour fournir le chemin aux particules chargées vers les bras du détecteur spectromètre et les plans du détecteur de vertex. Ces trous avec un peu de secteurs inactifs entre les senseurs, et à un niveau plus bas, les surfaces entre les pixels actifs sur chaque senseur sont prises en considération dans l'analyse en appliquant une correction d'acceptance à la distribution mesurée des hits.

L'acceptance est calculée par un algorithme : 3-vecteurs sont tirés d'un vertex bien déterminé z_{vtx} avec l'orientation obtenue d'une distribution uniformément aléatoire sur $[|\eta| < 6, 0 < \phi < 2\pi]$. L'intersection du vecteur avec un senseur peut être calculée avec une bonne précision en utilisant la géométrie connue des senseurs. Le rapport du nombre de vecteurs qui intersectent un pixel active au nombre total donne l'acceptance en fonction de (η, z_{vtx}). La figure V.8.a montre le contour de l'acceptance obtenue en utilisant cette technique ; l'acceptance pour le $z_{vtx} = 0$ est montrée dans la figure V.8.b. Pour

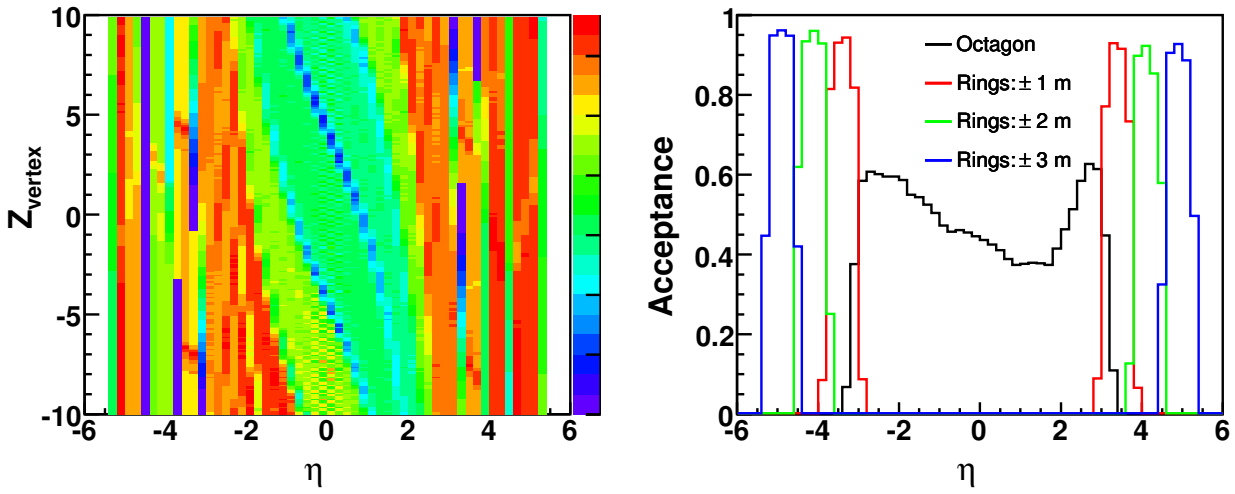


Figure V.8: Acceptance géométrique des détecteurs d'octogone en fonction du profil d'acceptance de η et de z_{vertex}. b) profil d'acceptance pour $z_{vertex} = 0$.

les détecteurs d'anneaux, l'acceptance apparait être uniforme à 97% selon la conception. Pour le détecteur d'octogone, l'acceptance est de l'ordre de 93% dans la gamme externe de η, et chute à 50% près de $\eta = 0$ dû à l'absence des senseurs mentionnés ci-dessus (jusqu'à quatre sur huit senseurs dans la direction azimutale absents).

Une considération importante dans le calcul d'acceptance est le fait que seulement les pixels actifs et fonctionnels sont considérés. Une autre procédure est employée pour marquer les pixels dans les détecteurs de multiplicité comme non fonctionnels baser sur les faibles valeurs du bruit de fond. Ces pixels morts sont enlevés de l'analyse pour tous les deux ; le calcul d'acceptance comme dans le fusionnement des hits. La procédure d'identification des pixels morts est décrite ci-dessous.

V.3.3.a Identification et correction aux pixels non fonctionelles

L'algorithme pour déterminer si un pixel fonctionne correctement au cours de la période de la collection des données expérimentales est basé sur les faits que ces performances en termes de signal/bruit devraient être proportionnées à d'autres pixels dans sa proximité. Puisque la fraction globale des pixels défectueus dans chaque détecteur pendant la phase initiale d'installation était $< 2\%$, le procédure est tout à fait fiable en localisant les pixels dont la performance est devenue floconneuse (flaky) au cours de l'acquisition des données.

Puisque la distribution de hit événement-par-événement a une forme bien caractérisée le long de η et qui change en fonction de la position du vertex z_{vtx}, le degré de liberté approprié pour comparer la performance du pixel est l'angle azimutal ϕ pour une gamme étroite de z_{vtx} ; les pixels situés à la même position η (et différentes positions ϕ) ont en moyenne le même nombre de hits si les pixels fonctionnent correctement. Pour obtenir une référence pour la performance de différentes pixels, les profils suivants de hit sont créés :

- pour le détecteur d'octogone : un profil de référence des hits en fonction du positon en z des pixels, c.-à-d., intégrer sur tous les pixels dans ϕ.

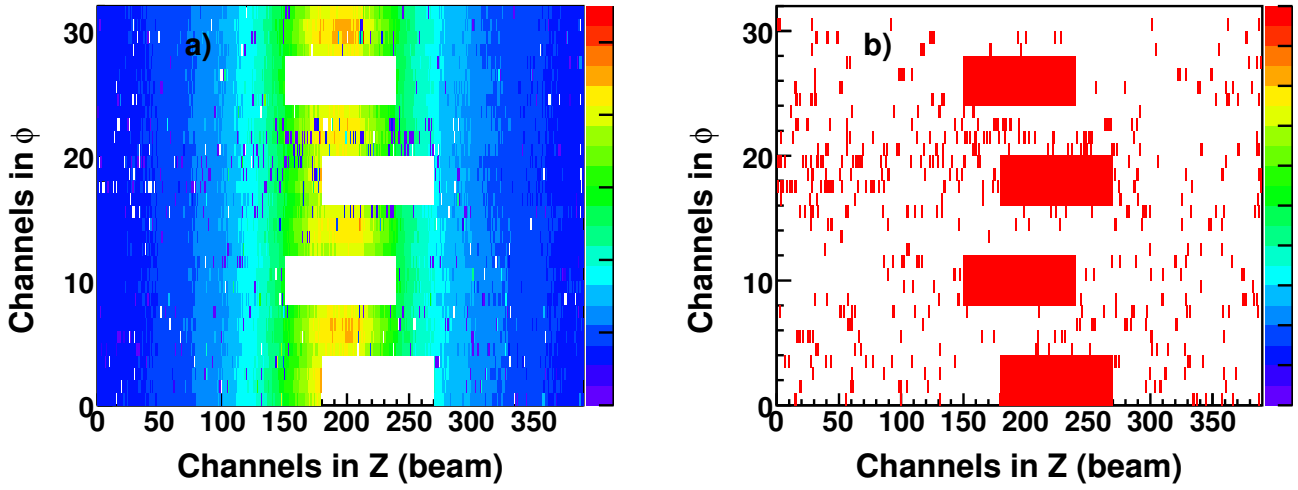


Figure V.9: Carte des pixels a) fonctionnels et b) morts dans le détecteur d'octogone obtenue à partir des données experimentales de Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

- pour les détecteurs d'anneau (Rings): un profil de référence des hits en fonction de la distance radiale (r) de l'axe du faisceau.

Notez que la position en z des pixels pour l'octogone, et la distance radiale r des pixels en cas d'anneaux, correspondent à η. Pour z et r sont choisis suivant la géométrie projective des détecteurs pour assurer une population égale des pixels.

La détermination de la santé (fonctionnant où non) des pixels est basée sur un gain anormal comme mesurée par le procédure de calibrage de gain. Les pixels montrant moins de 80% du gain moyen du chip durant la période de l'acquisition sont également marqués en tant que pixels non fonctionnels et sont enlevées de l'analyse. La carte des pixels morts et fonctionnels utilisés pendant le calcul de l'acceptance et également durant la procédure de la reconstruction de hits est montrée dans la figure V.9. Dans le cas de l'analyse des données expérimentales de Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, on a trouvé 338 pixels marquées morts sur un total de 11776 pixels dans le détecteur d'octogone (2.8%) et 95 morts sur 3072 pixels dans les détecteurs d'anneaux (3.1%). Une fraction substantielle de ces pixels est identique à celles trouvées dans l'installation initiale "bench tests" des détecteurs. On note que ces pixels sont ceux qui ont développé des pathologies pendant la période de l'acquition des données.

V.3.4 Correction pour l'occupation élevée des particules par pixel

Comme il est montré sur la figure V.9.a, la densité des hits pixels dans la région de mi-rapidité (150 ≤ Channels in Z (beam) ≤ 300, voir figure V.9) de l'octogone est relativement haute. Cette densité augmente en fonction de la centralité des collisions (puisque le nombre de particules chargées produites augmente monotoniquement avec la centralité) ; dans les événements les plus centraux jusqu'à 80% de pixels localisés dans de la région de mi-rapidité présentent un grand signal. En conséquence, la probabilité qu'un seul pixel contient le dépôt d'énergie de plusieurs particules chargées est assez grande et que cette occupation élevée doit être corrigée dans l'analyse.

On commence par définir le nombre moyen de particules traversant un pixel :

$$\mu \equiv \frac{N_{ch}}{N_{pixels}}$$

comme une vrai (true) occupation du détecteur. L'occupation observée dans les données expérimental est

$$\mu' \equiv \frac{N_{hits-pixels}}{N_{pixels}}$$

ou $N_{hits-pixels}$ corrrespond au nombre des pixels qui ont été traversé par les particules et N_{pixels} correspond au nombre total des pixels. Si nous supposons que la distribution des traces de particules est uniforme en angle azimuthal ϕ et pour une position donnée η pour une classe de centralité des événements, alors le nombre de traces par pixel est distribué selon les statistiques de Poisson : la probabilité de trouver n traces par pixel est :

$$P(n) = \frac{\mu^n \, e^{-\mu}}{n!} \tag{V.4}$$

En particulier l'occupation μ' mesurée est reliée :

$$\mu' = P(n > 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu} \approx \mu(1 - \frac{\mu}{2}) + O(\mu^3) \quad (\mu << 1) \tag{V.5}$$

Ainsi, l'occupation mesurée est inférieure à l'occupation vraie (true). Nous sous-estimerions la vraie multiplicité rigoureusement si nous considérions juste le nombre mesuré de hit-pixels (pixels frappés) d'être la multiplicité de particules chargées.

Deux méthodes séparées ont été conçues pour corriger pour cet effet et pour considérer l'occupation élevée : 1) la méthode de Poisson et 2) la methode de Landau "convoluted". Les deux méthodes sont décrites dans les sections suivantes :

V.3.4.a Méthode de Poisson

Etant donnée l'hypothèse que le nombre de traces de particules par pixel est distribué selon les statistiques de Poisson, la probabilité qu'au moins une particule traverse un pixel est donnée par :

$$\sum_{n=1}^{n=\infty} P(n) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu}$$

où la vraie (true) occupation μ est obtenue à partir de l'occupation mesurée en "inversant" l'équation V.5 c.-à-d. :

$$\mu = ln(1 - \mu')^{-1} \quad avec \quad \mu' \equiv \frac{N_{hit-pixels}}{N_{pixels}} \tag{V.6}$$

Le nombre moyen de particules traversant un pixel, étant donné que le pixel a été identifié comme un hit-pixel, fournit la correction d'occupation :

$$O = \frac{\sum_{n=1}^{n=\infty} n \times P(n)}{\sum_{n=1}^{n=\infty} P(n)} \tag{V.7}$$

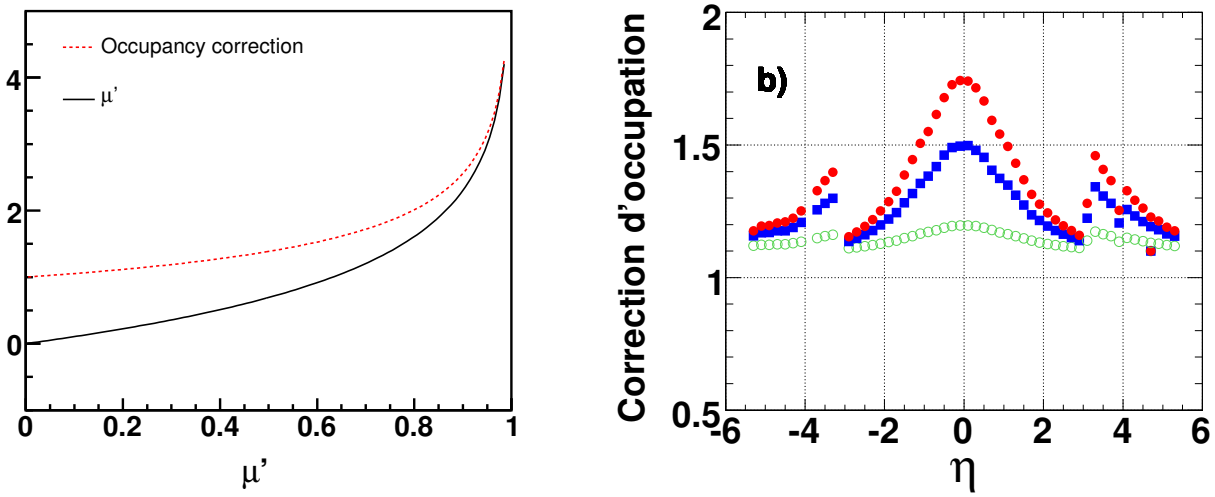


Figure V.10: a) distribution de la vraie occupation μ et de la correction d'occupation O en fonction de l'occupation μ'. b) distribution de l'occupation mesuée $O(\eta, b)$ obtenue pour la collision Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour les classes de centralités 0-3% (bin = 17), 30-35% (bin = 10) et 45-50% (bin = 8), respectivement.

$$O = \frac{e^{-\mu}}{1 - e^{-\mu}} \left(\mu + \mu^2 + \frac{\mu^3}{2} + \frac{\mu^4}{6} + ... \right) \tag{V.8}$$

$$\textit{Correction pour l'occupation} \quad O = \frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} \tag{V.9}$$

Dans la pratique, la correction d'occupation, O, est déterminée en fonction de η et de la centralité (b). Alors la correction d'occupation $O(\eta, b)$ est calculée à partir de l'équation V.9 et appliquée comme un facteur multiplicatif à la distribution de hit événement-par-événement dans l'analyse des données. La figure V.10.a montre la dépendance de $O(\eta, b)$ à legard de l'occupation μ' mesurée. La figure V.10.b montre les corrections de l'occupation calculées en fonction de η pour trois classes de centralité d'événements dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. La correction atteint un maximum de ~ 1.8 traces par hit pixel près de la région de mi-rapidity pour les collisions les plus centrales correspondant à une occupation mesurée du μ' = 80% où la vraie occupation est de 1.2 traces par pixel.

V.3.4.b Méthode Landau "Convoluted"

Dans PHOBOS, j'ai conçu une deuxième méthode pour l'occupation élevée des particules dans le détecteur. Cette novelle méthode est appellée méthode Landau "Convoluted". Elle est basée sur l'observation que deux particules ou plus traversant un pixel déposeront un signal proportionnellement plus grand qu'une particule single hit (1 MIP). La figure V.11.a montre la distribution des signaux d'énergie mesurés dans les pixels près de $\eta = 0$ dans les collisions centrales Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Le premier grand pic correspond au dépôt d'énergie par une seule particule traversant le pixel (1 MIP); le deuxième et le troisième pic correspondent à des événements où l'énergie déposée par deux ou trois particules (MIPs) traversant le même pixel. Pour des régions du détecteur où l'occupation est basse (comme pour $|\eta| \geq 2.5$, voir figure V.7) pour les événements périphériques, les contributions des deuxième et troisième pics sont inéxistantes.

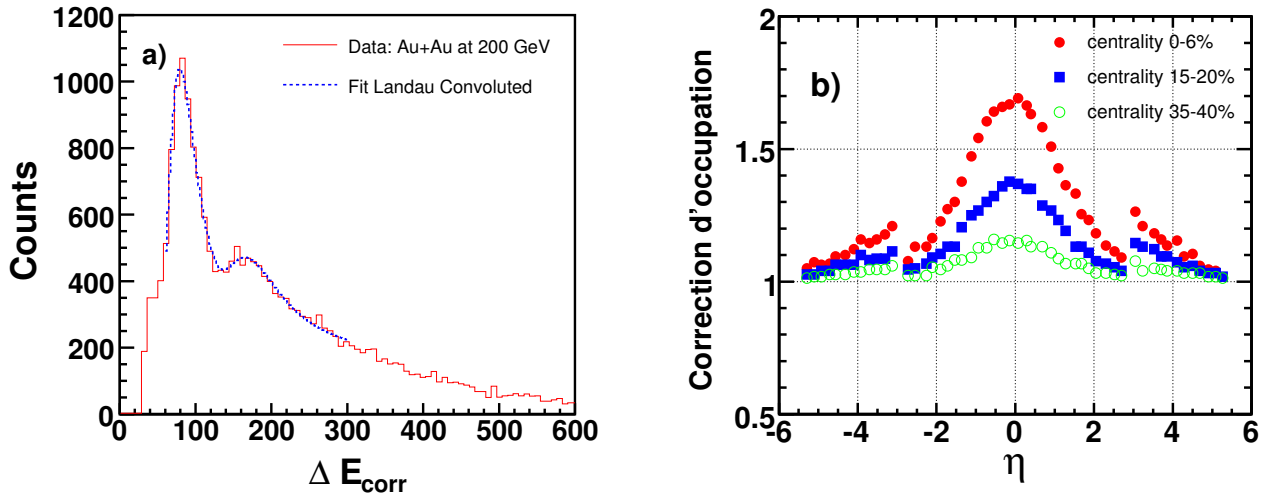


Figure V.11: a) distribution du dépôt d'énergie des particules pour $\eta \sim 0$ dans les collisions Au + Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. La courbe en pointillés correspond au fit en utilisant une fonction de Landau convoluée. b) distribution de l'occupation mesuée $O(\eta, b)$ obtenue à partir des fits de fonctions de Landau convoluées des distributions d'énergies pour les classes de centralités 0-6%, 15-20% et 35-40%.

Étant donné un hit avec un signal d'énergie mesuré E dans un pixel particulier, la probabilité qu'une particule a déposé cette énergie est décrite selon la distribution de Landau-Vavilov corrigée par Shulek, $f_S(E, \xi)$. La distribution de la perte d'énergie ξ est dérivée by Shulek [113] et exprimée comme convolution d'une composante Gaussienne avec une distribution de Landau-Vavilov. En outre, nous devons considérer les possibilités :

- dans le cas de deux particules déposant leurs énergies $(E - dE_1)$ et de dE_1, distribuées sous forme :

$$f_s(E - dE_1, \xi_1) \times f_s(dE_1, \xi_1)$$

- dans le cas de trois particules déposant les énergies $(E - dE_1 - dE_2)$, dE_1 et dE_2 distribuées comme

$$f_s(E - dE_1 - dE_2, \xi_2) \times f_s(dE_1, \xi_1) \times f_s(dE_2, \xi_2)$$

et ainsi de suite. Chacune de ces possibilités est sujette au signal de bruit de fond électronique qui a une forme gaussienne. La distribution composée de plusieurs pics est présenté sur la figure V.11, elle peut être fittée par une somme de fonctions, dont chacune est une convolution des distributions multiples de Landau-Vavilov avec une composante gaussienne supplémentaire. La forme fonctionnelle exacte utilisée est :

$$f(E) = A.[f_S(E) + \alpha.f_s(E) \otimes f_s(E) + \beta.f_s(E) \otimes f_s(E) \otimes f_s(E)] \otimes G(\sigma) \quad \text{(V.10)}$$

où $\otimes$ représente une convolution, $G(\sigma)$ est une distribution gaussienne avec la largeur σ. Les fonctions de Landau-Vavilov-Shulek sont caractérisées par deux paramètres libres : une valeur la plus probable du pic et une largeur associée. Le paramètre A est une constante de normalisation globale et, α, β représentent les contributions des deuxième et troisième MIPs pics à la distribution globale. Si A_i dénote la contribution

du i MIP pic dans la distribution totale, cependant la correction moyenne d'occupation, c.-à-d., le nombre moyen de particules par pixel touché est donnée comme :

$$O = \frac{\sum_i i.A_i}{\sum_i A_i} \tag{V.11}$$

$$O = \frac{1 + 2\alpha + 3\beta + ...}{1 + \alpha + \beta + ...} \tag{V.12}$$

En pratique, la série est seulement modèlisée (développée) jusqu'au troisième pic puisque d'autres pics sont à peine visibles dans la distribution mesurée (globale). Les distributions sont obtenues à partir des signaux dans les groupes de pixels à chaque bin η pour chaque classe de centralité b ; à chaque cellule $\Delta\eta = 0.2$, les distributions sont alors fitées avec l'équation V.10 et la correction d'occupation $O(\eta, b)$ est calculée à partir α, β selon l'équation V.12. La figure V.11.b montre les facteurs de correction d'occupation en fonction de η pour trois classes de centralité des événements dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Cette méthode de dérivation (Méthode Landau Convoluted) permet les corrections d'occupation en fittant les distributions de déperdition d'énergie pour trouver les contributions des deuxième et troisième MIP pics est en soi défectueuse par troncation au troisième pic. Elle dépend également de la qualité des fits et suppose que tous les hits de particules résultent des MIPs. Néanmoins cette méthode Landau "convoluted" fournit un cross−check inestimable aux corrections dérivées de l'acceptatance des statistiques de Poisson présentées dans la section précédente. L'accord étroit des corrections obtenues à partir des deux méthodes (figure V.10.b et figure V.11.b) fournit la preuve que l'acceptance des statistiques de Poisson est bien justifiée. La contribution ajustée des deuxième et troiscième pic représentée par α et β, est simplement liée à l'occupation moyenne des traces pixels par μ:

$$A = P(n = 1) = \mu.e^{-\mu}$$

$$A.\alpha = P(n = 2) = \mu^2.\frac{e^{-\mu}}{2}$$

$$A.\beta = P(n = 3) = \mu^3.\frac{e^{-\mu}}{6}$$

donc

$$\mu = 2.\alpha = \sqrt{6\beta} \tag{V.13}$$

Ce rapport est en effet confirmé par les résultats convenables au-dessus de la gamme complète de η et de la centralité des événements (voir figures V.10.b et V.11.b).

V.3.5 Correction des hits pour les particules secondaires

Après avoir corrigé la distribution des hits pour l'acceptance géométrique du détecteur, et l'occupation élevée dans certaines régions, nous sommes encore confrontés à la question suivante : quelle est la fraction de ces hits résultant des particules chargées primaires produites dans la collision. Il est difficile d'estimer un certain nombre d'effets en se basant sur les données expérimentales seulement ; tels que la

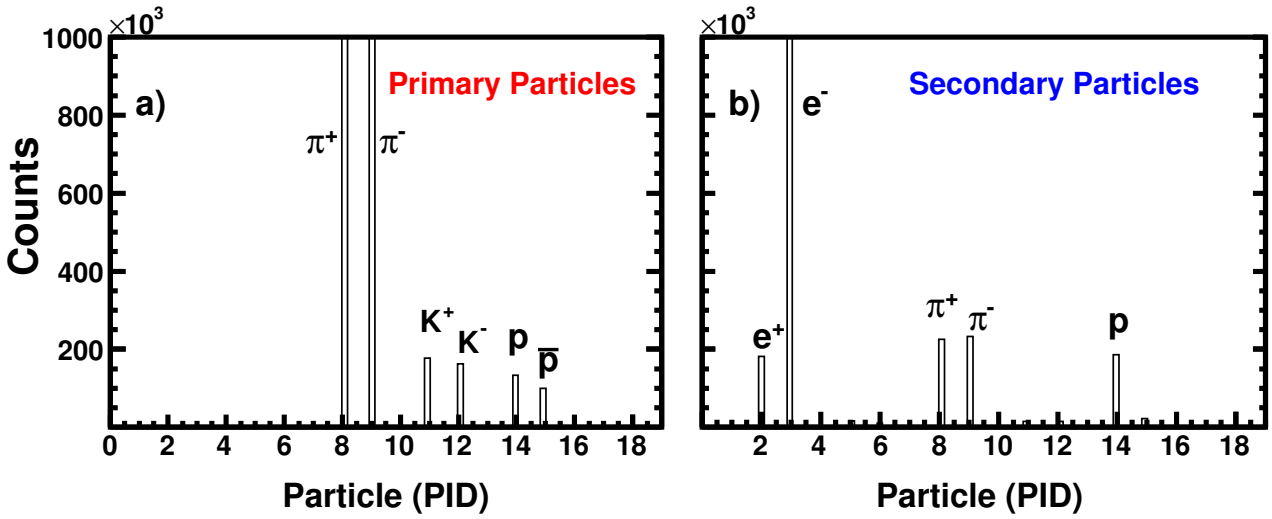


Figure V.12: distributions : a) des particules primaires, b) particules secondaires produites dans les collisons Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dans un champ magnétique nul de la simulation HIJING + GEANT.

production des particules secondaires loin du vertex primair, de l'absorption des particules dans la line du faisceau et les particules produites dans diverses pièces intervenantes du détecteur.

Pour examiner l'effet de tels processus sur la mesure de la multiplicité, nous recourons à la simulation du détecteur basée sur GEANT [114]. Un générateur d'événement appellé HIJING est utilisé pour produire une distribution de particules chargées primaires. Le passage de ces particules par le volume de détecteur est simulé en utilisant GEANT avec des effets secondaires comme la décroissance des particules et la contribution du bruit de l'électronique du détecteur qui est convolué en énergie déposée dans les pixels actifs des senseurs en silicium. La figure V.12.a et V.12.b montrent les particules primaires et les particules secondaires produites dans les collisions Au + Au à 200 GeV, respectivement. Ces particules sont obtenues dans un champ magnétique nul.

Les événements de la simulation de Monte Carlo sont analysés avec la même précision que les données expérimentales: le fusionnement de hits est effectué sur les signaux de pixel en utilisant des seuils de coupures identiques, les corrections d'occupation sont dérivées des hits reconstruits dans la simulation. Après application des facteurs géométriques d'acceptance et de l'occupation à la distribution de hits, une distribution reconstruite $dN_{ch}/d\eta$ de multiplicité de particules chargées est obtenue à partir de la simulation.

Ceci peut être comparé à l'input de particules primaires (true distribution) issues de la simulation comme il est montré dans figure V.13.a. Le nombre de particules chargées reconstruites (reconstructed distribution) est légèrement plus grand que le nombre des particules primaires indiquant que cette différence est due à la contribution des particules secondaires produites loin du vertex primaire. Le rapport des deux distributions en fonction de η et pour une classe (b) de centralité fournit le facteur $f_{bkg}(\eta, b)$ du background montré sur la figure V.13.b

$$f_{bkg}(\eta, b) = \frac{dN_{ch}}{d\eta}(true) \Big/ \frac{dN_{ch}}{d\eta}(recon) \tag{V.14}$$

qui est appliqué à la distribution reconstruite des particules chargées obtenue à partir des données expérimentales $dN_{ch}/d\eta$: Il est important de s'assurer que cette correction n'est pas polarisée (biais) de

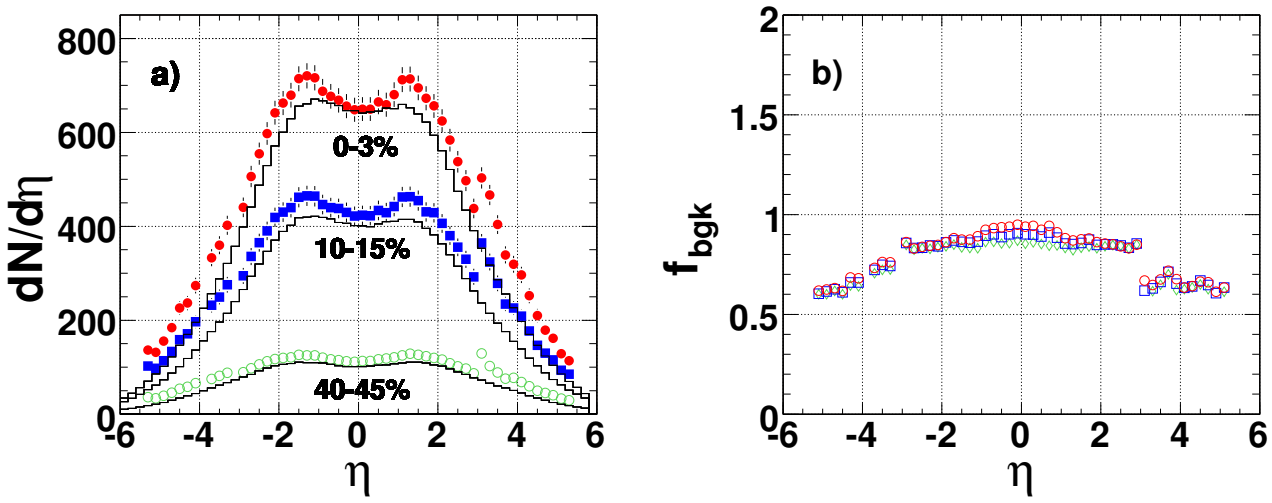


Figure V.13: a) Comparaison du $dN_{ch}/d\eta$ reconstruit (points) et vrai (histogrammes) des particules primaires dans la simulation HIJING+GEANT dans les collisions $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. b) Les corrections pour les particules secondaires ("background") ont dérivées des simulations pour trois classes de centralité. Celles des collisions centrales (0-3%), semi-central (10-15%) et périphériques (40-45%) sont montrées.

quelque façon par le choix de l'input de particules primaires, c.-à-d., le générateur d'événement utilisé (on a également utilisé d'autres générateurs comme RQMD et VENUS, les résultats des facteurs de correction aux particules secondaires etaient semblables). La figure V.13.b montre que ce n'est pas le cas (pas d'effet de polarisation), la figure montre la correction du background en fonction de η pour trois classes de centralité des événements de Au + Au à 200 GeV. Si l'excès des particules chargées reconstruites au-dessus de particules primaires est vraiment issu de la production secondaire de particules, ceci implique que le nombre de particules secondaires produits est proportionnel au nombre de particules primaires, le rapport des deux devrait demeurer constant à mesure que le nombre de particules primaires augmente. Ceci est en effet bien confirmé par la figure V.13.b : à une valeur donnée de η, le rapport du rendement reconstruit de simulation aux particules primaires est constant pour toutes les classes de centralité. Le nombre moyen de particules primaires à $\eta = 0$ pour les trois classes de centralité montrés sur la figure V.13.b sont 120, 350 et 550, respectivement.

V.3.6 Estimation des erreurs systématiques de la multiplicité des particules

Les erreurs systématiques appliquées aux formes de $dN_{ch}/d\eta$ ont plusieurs composantes, additionnées en quadrature à chaque point. Toutes les erreurs correspondent à 90% de niveau de confiance (confidence level : C.L).

- les erreurs systématiques globales en fonction de η sont :

a) **pour $|\eta|< 1$** : cette erreur systématique est dominée par des incertitudes dans "single interacting particle (SIP) energy scale" utilisé dans la méthode d'analyse analogue et des effets non Poissonniens utilisés dans la méthode d'analyse "hit-counting". L'erreur est estimée en comparant les résultats des quatre méthodes d'analyse suivantes : analogue (4π), hit-counting (4π), vertex (mi-rapidité) et

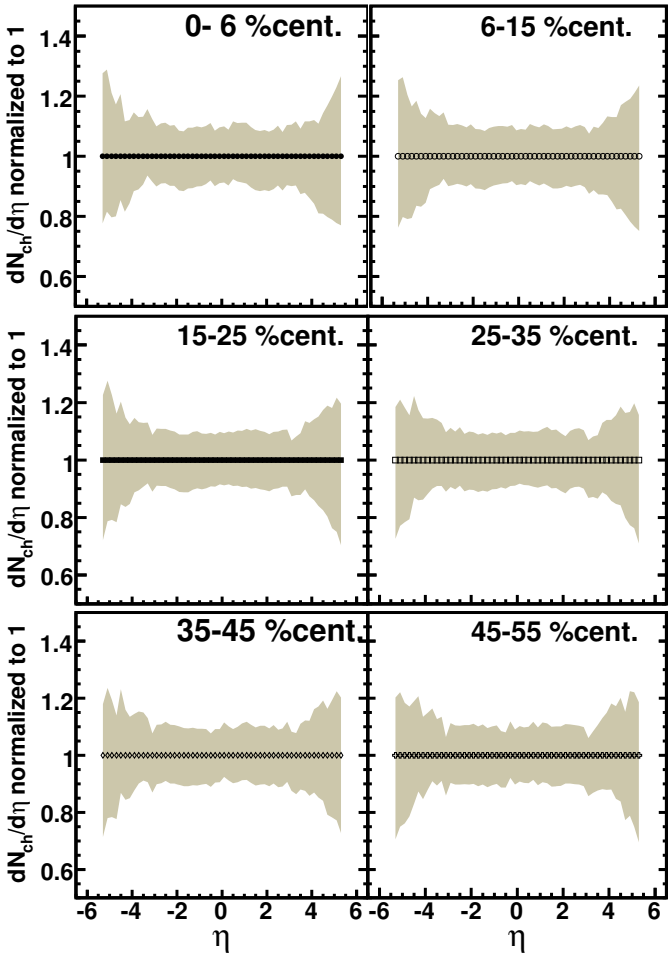


Figure V.14: Les bandes systématiques d'erreurs non-lissées normalisées à $dN_{ch}/d\eta$ sont présentées pour chaque centralité pour les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Elle sont obtenues par le procédé décrit dans cette section.

spectromètre (mi-rapidité). Cette erreur est estimée à 7%. Les méthodes vertex et spectromètre sont appelées "Tracklets".

b) **pour 1 <|η|< 2** : cette région est difficile à analyser. Les résultats de tracklets ne sont pas disponibles pour la comparaison, la normalization à l'énergie moyenne reste non-MIP (dans l'analyse analogue). Il est également difficile de séparer les zones de single hits de celles des doubles hits proprement dits (hit-counting). Basées sur l'uniformité entre les deux méthodes d'analyse analogues et hit-counting, ces erreurs ont été placées linéairement de 7% à 10% sur la région $1.0 \leq |\eta| \leq 1.5$ et de 10% dans la région $1.5 \leq |\eta| \leq 2$.

c) **pour 2 <|η|< 3** : cette région est très facile à analyser. Presque toutes les particules qui traversent la ligne du faisceau sont des MIPs, ceci permet d'éliminer une source d'erreur pour les analyses analogues et hit-counting. Le facteur d'occupation pour l'analyse hit-counting est relativement bas. La correction au background est très bien contrôlée. La simulation Monte Carlo (MC) prévoit

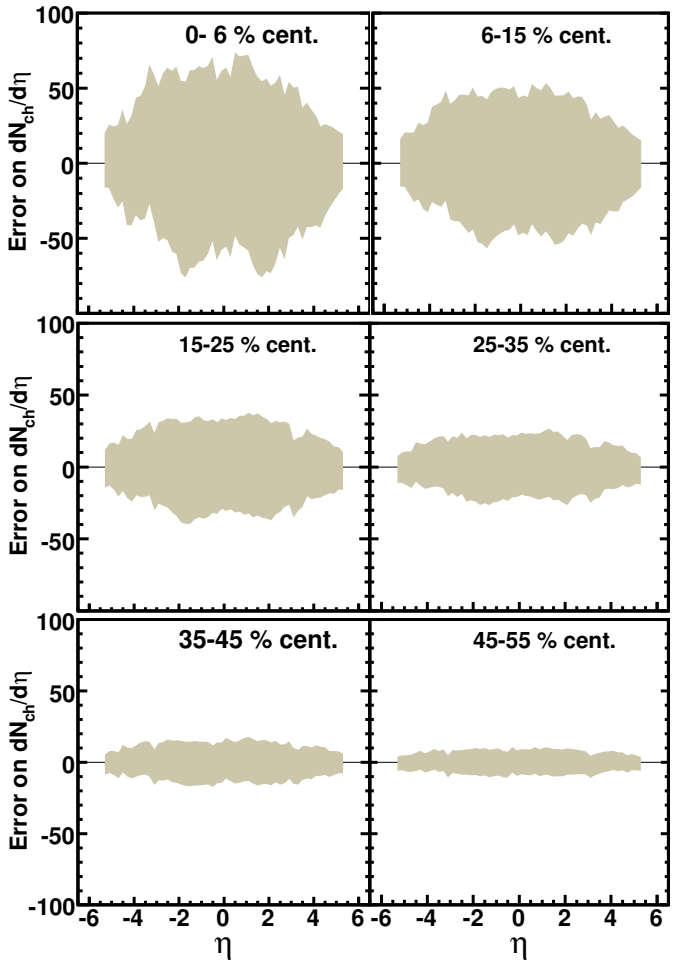


Figure V.15: L'erreur systématique absolue non-lissée est présentée pour chaque centralité pour les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV ; elle est obtenue par le procédé décrit dans cette section.

correctement l'assymétrie de négative/positive suivant l'axe z dans les raw hits dus à l'assymétrie géométrique due au matériaux (aimant, bras de spectromètres, etc...). La continuité (chevauchement) du détecteur octogone avec des détecteurs d'anneaux (Rings) après les corrections du background nous donnent une confiance en MC. Estimation d'erreur : une baisse linéaire de 10% à 6% pour η s'étend dans la région $2 \leq |\eta| \leq 3$.

d) **pour 3 <|η|< 5.4** : cette région est dominée par le background des anneaux de silicium. Dans l'analyse hit-counting, la correction varie linéairement d'un facteur de 0.8 à $|\eta| = 3$ vers 0.6 à $|\eta| = 5.3$. En utilisant MC cette correction du background ne dépend pas du modèle (que ce soit HIJING, VENUX ou RQMD). À la fin de $|\eta| = 5.3$ on utilise un facteur conservatif de l'ordre de 20% du facteur de la correction au background (i.e. la moitie de la correction). À l'extrémité $|\eta| = 3.0$ la contrainte est due à l'assymétrie négative-positive de Z et par la continuité octogone-anneaux. Ici nous assignons une erreur de 6% (30% de la correction).

D'autres erreurs systématiques liées aux analyses ont été rajoutées comme suit :
• L'uniformité interne de chaque analyse est vérifiée et rajoutée en tant qu'erreur systématique supplémentaire. La différence $|dN/d\eta(+\eta) - dN/d\eta(-\eta)|$ est appliquée aux deux points (négatif et positif).

• Uniformité (la différence) entre les deux méthodes d'analyse ; analogue et hit-counting, en utilisant les distributions pliées (folded),

$$\frac{|analog - hit_counting|}{\sqrt{2}}$$

est mesuré et appliqué à chaque point.

Après que ces différentes erreurs soient appliquées, nous sommes en présence de bandes d'erreur de non-lissés. Ces bandes d'erreur sont lissées de telle manière que l'erreur sur la plupart des points soit présentée légèrement plus grande. Les résultats de $dN_{ch}/d\eta$ de Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour des bandes non-lissées mais normalisées au $dN_{ch}/d\eta$ sont présentés individuellement dans la figure V.14 pour différentes valeurs de centralité. La même procédure peut être interprétée comme une différence sur le figure V.15 mais les bandes d'erreurs lissées. Cette figure a été produite en prenant les bandes non-lisses d'erreur et en soustrayant le $dN_{ch}/d\eta$ d'elles.

V.4 Résultats et interpretations

V.4.1 Distributions de pseudorapidité des particules chargées

Une des observables importantes dans les collisions entre les ions lourds est le nombre de particules chargées produites dans une collision et la densité de pseudorapidité, $dN_{ch}/d\eta$. On pense que ce nombre ($dN_{ch}/d\eta$) est proportionnel à la densité d'entropie dans la phase de freeze-out et, puisque l'entropie ne peut pas être détruite (même dans des états de systèmes en non-équilibre) donc la densité de pseudorapidité fournit une contrainte importante sur la densité de parton dans l'état initial et toute autre entropie produite pendant l'évolution du système. La multiplicité des particules chargées dans la région de $|\eta| < 1$ a été obtenue par trois procédures d'analyse dans PHOBOS : 1) méthode de "tracklets", c.-à-d. on compte les hits dans des deux plans consécutifs de silicium-détecteur appelé vertex ou en utilisant les plans du spectromètre dans la région où le champs magnétique est nul, 2) la méthode du hit-counting, dont j'ai la responsabilité de l'analyse, on compte les hits dans les détecteurs d'octogone et anneaux, corrigeant pour des hits multiples en supposant une statistique de Poisson pour l'occupation et 3) la méthode de dépôt d'énergie dans les détecteurs d'octogone et anneaux convertie en multiplicité des particules chargées, appellée méthode analogue. Des résultats de ces méthodes ont été corrigés pour les particules secondaires en utilisant la simulation basée sur Geant/HIJING.

V.4.1.a Collisions Au + Au, Cu + Cu et comparison au modèle de saturation CGC

La figure V.16 montre les distributions en pseudorapidité des particules primaires chargées, $dN_{ch}/d\eta$, mesurées dans les collisions Au + Au et Cu + Cu aux énergies $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6 (Cu-Cu : 22.4), 62.4, 130 (pour Au-Au) et 200 GeV pour différentes classes de centralité dans la région d'acceptance $|\eta| < 5.4$. Les erreurs statistiques sont négligeables. L'amplitude et la largeur des distributions $dN_{ch}/d\eta$ augmentent en

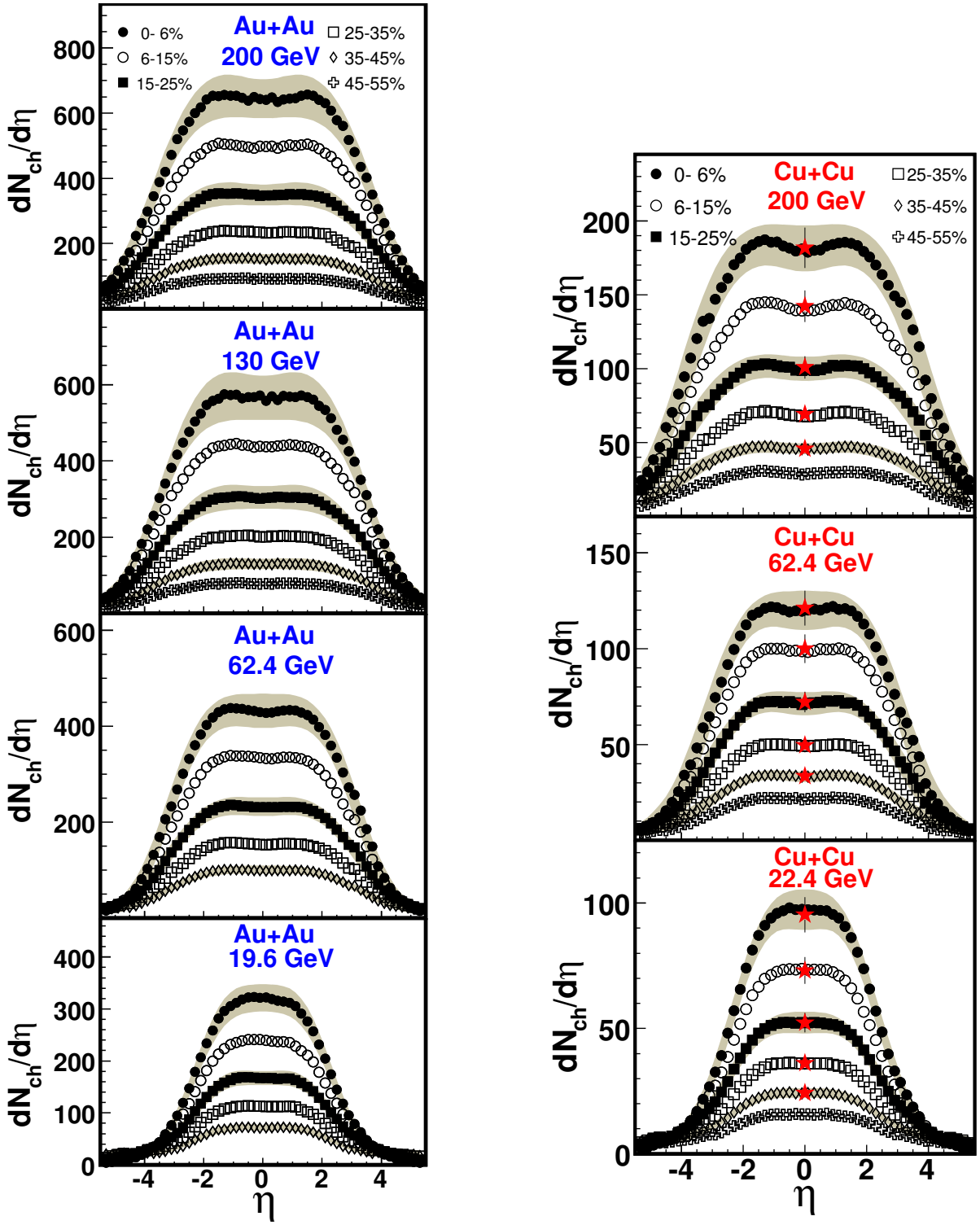


Figure V.16: Panneau de gauche : distributions en pseudorapidité des particules chargées issues des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200, 130, 64.2 et 19.4 GeV présentées pour différentes classes de centralité (de la plus centrale : 0-6%, à la plus périphérique : 45-55%). Les bandes lisses représentent les erreurs systématiques. Les erreurs statistiques sont négligeables. Les symboles sous forme d'étoile (rouge) corréspondent aux résultats de l'analyse de tracklets dans la région de mi-rapidité. Le panneau de droite identique au panneau de gauche mais pour les collisions Cu+Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200, 64.2 et 22.4 GeV.

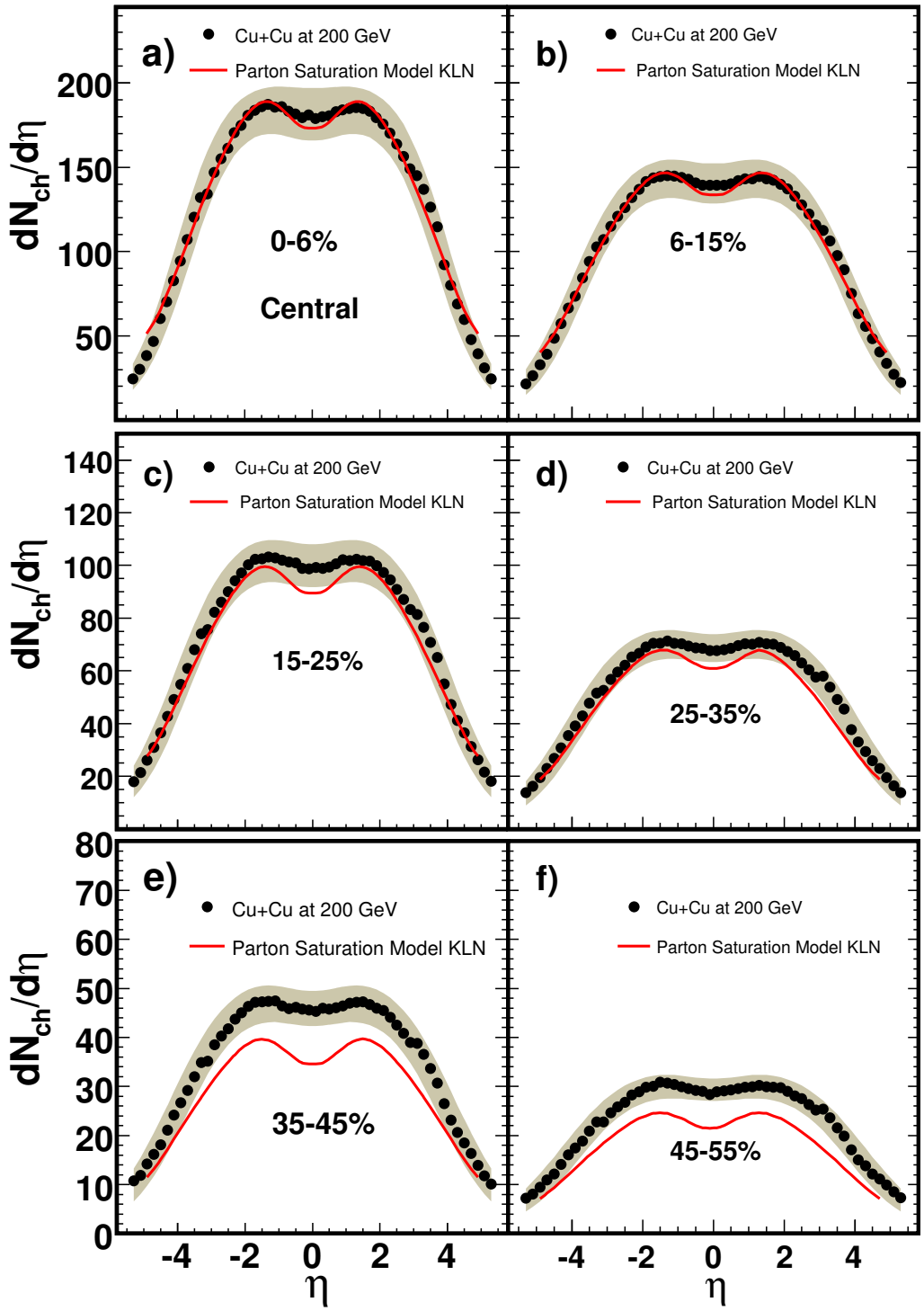


Figure V.17: Distributions en pseudorapdité des particules chargées (points) présentées en fonction de la centralité dans des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = **200 GeV**. Les données experimentales, $dN_{ch}/d\eta$, sont comparées aux calculs de saturation partonique CGC [115].

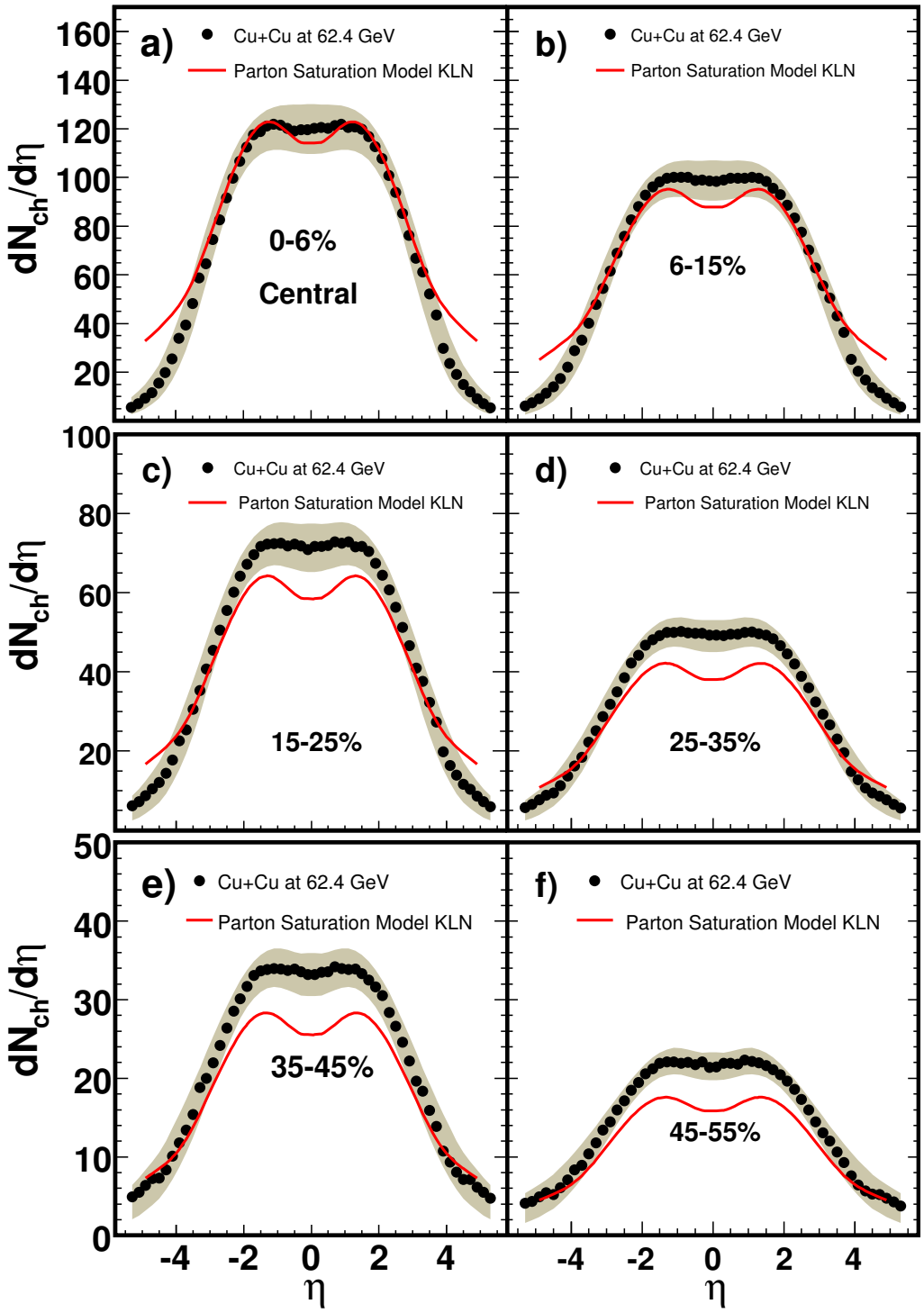


Figure V.18: Distributions en pseudorapdité des particules chargées (points) présentées en fonction de la centralité dans des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = **62.4 GeV**. Les données experimentales, $dN_{ch}/d\eta$, sont comparées aux calculs de saturation partonique CGC [115]

.

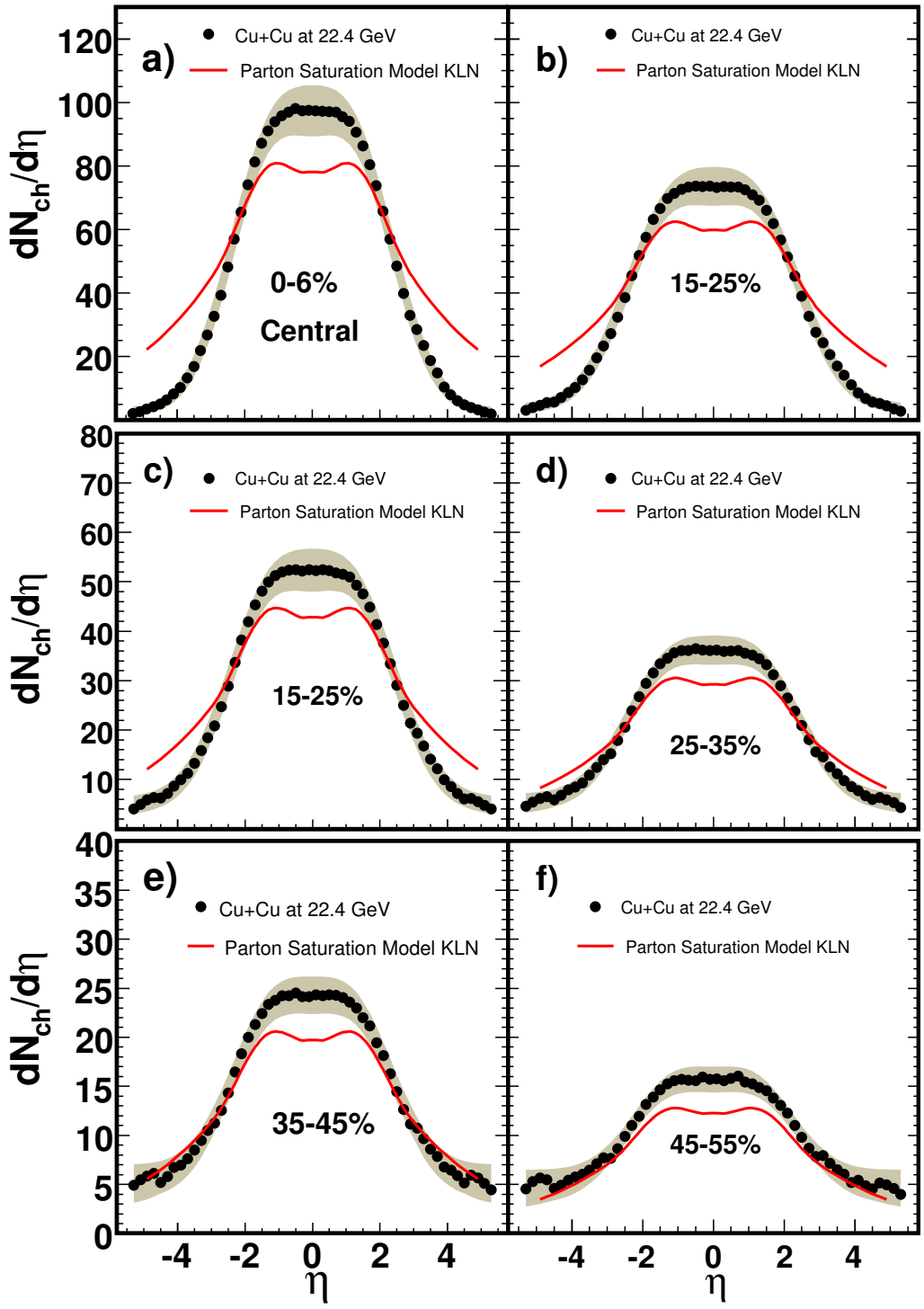


Figure V.19: Distributions en pseudorapdité des particules chargées (points) présentées en fonction de la centralité dans des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = **22.4 GeV**. Les données experimentales, $dN_{ch}/d\eta$, sont comparées aux prédictions de saturation partonique CGC [115]

.

fonction de l'énergie. L'évolution de la distribution $dN_{ch}/d\eta$ montre qu'il y a une transition douce entre la région de mi-rapidité ($|\eta| < 1$) et la région de la fragmentation (grande valeur de $|\eta|$).

Les figures V.17, V.18 et V.19 montrent la comparaison des données experimentales des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200, 62.4 et 22.4 GeV, et les calculs du modèle de saturation partonique, CGC, (KLN) [115]. Il semble que le modèle CGC (KLN) ne reproduit pas très bien les données experimentales. A l'énergie 22.4 GeV, le modèle est complètement en désaccord avec les données expérimentales. Il faut noter que les calculs du modèle CGC ont été montrés après que nos resultats expérimentaux de $dN_{ch}/d\eta$ du Cu + Cu à 200 et 62.4 GeV ont été présentés dans la conference QM2005 [116]. Cependant les résultats Cu + Cu à 22.4 GeV, les calculs (prédictions) de CGC nous ont été communiqués par D. Khazeerv [115] avant publication des résultats expérimentaux [117].

V.4.1.b Collisions d + Au et prévisions théoriques CGC, HIJING, AMPT, RQMD

La distribution de pseudorapidité des particules chargées dans des collisions de d+Au est importante pour comprendre l'évolution du système créé dans les collisions les plus compliquées comme les collisions Au + Au, et peut fournir une contrainte sur la densité de partons dans l'état initial. Les dépendances en énergie et en centralité des distributions de pseudorapidité dans des collisions mesurées d + Au au RHIC [118] sont confrontées à l'approche basée sur les idées de saturation de parton (CGC) [119] et semi-classique QCD, HIJING [120], RQMD[121] et AMPT [122]. Les mesures obtenues des collisions d + Au peuvent être un outil parfait de recherche sur le début de la saturation de gluon, puisque le système d + Au devrait être beaucoup plus simple que les collisions Au + Au. Les résultats des collisions de d + Au sont donc cruciaux.

La figure V.20.a montre la distribution de pseudorapidité, $dN_{ch}/d\eta$, de minimum-bias pour les collisions d + Au comparée au collisions Au + Au de centralité 0–6% [118] et des collisions $p + \bar{p}$ non-single-diffractive (NSD) des données de UA5 [123] à la même énergie, $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. La distribution en pseudorapidité de d + Au est mesurée dans le référence du centre de la masse de nucléon-nucléon ; la région de pseudorapidité négative correspond à la direction de noyau d'or. Les distributions de différents systèmes, Au + Au, d+Au et $p+\bar{p}$ sont principalement normalisées aux nombres de nucléons participants pour permettre une comparaison de leurs formes. Pour $p+\bar{p}$ le nombre de nucleons participants est pris égal à $N_{part}/2 = 1$. La distribution vue dans des collisions de d+Au à RHIC est semblable à celles vues dans des collisions de p+A pour des énergies inférieures [124]. Comparer les résultats des collisions d + Au a ceux des collisions $p+\bar{p}$ montre qu'il y a une augmentation significative de production de particules dans la région de fragmentation d'or (Au) et une réduction de production de particules aux pseudorapidités positives de la direction de deuton. La production globale (totale) des particules chargées est approximativement la même que dans les collisions $p + \bar{p}$ (voir figure V.32).

La figure V.20.b montre la comparaison de la distribution en pseudorapidité mesurée au minimum-bias aux prévisions théoriques publiées comme le modèle de saturation partonique et le modèle RQMD. Il est évident que ces modèles ne reproduisent pas les données expérimentales. Le modèle de saturation partonique surestime la taille de la crête côté or, sous-estime sa largeur, et prévoit la crête à η = - 3 plutôt que η = -1.9 comme dans les données experimentales. Du côté deuton, le modèle sous-estime la production de particules chargées. Le modèle RQMD sous-estime la production de particules chargées de manière significative avec peu d'assymétrie en pseudorapidité.

La figure V.20.c présente la comparaison de la distribution de données mesurée aux prévisions de

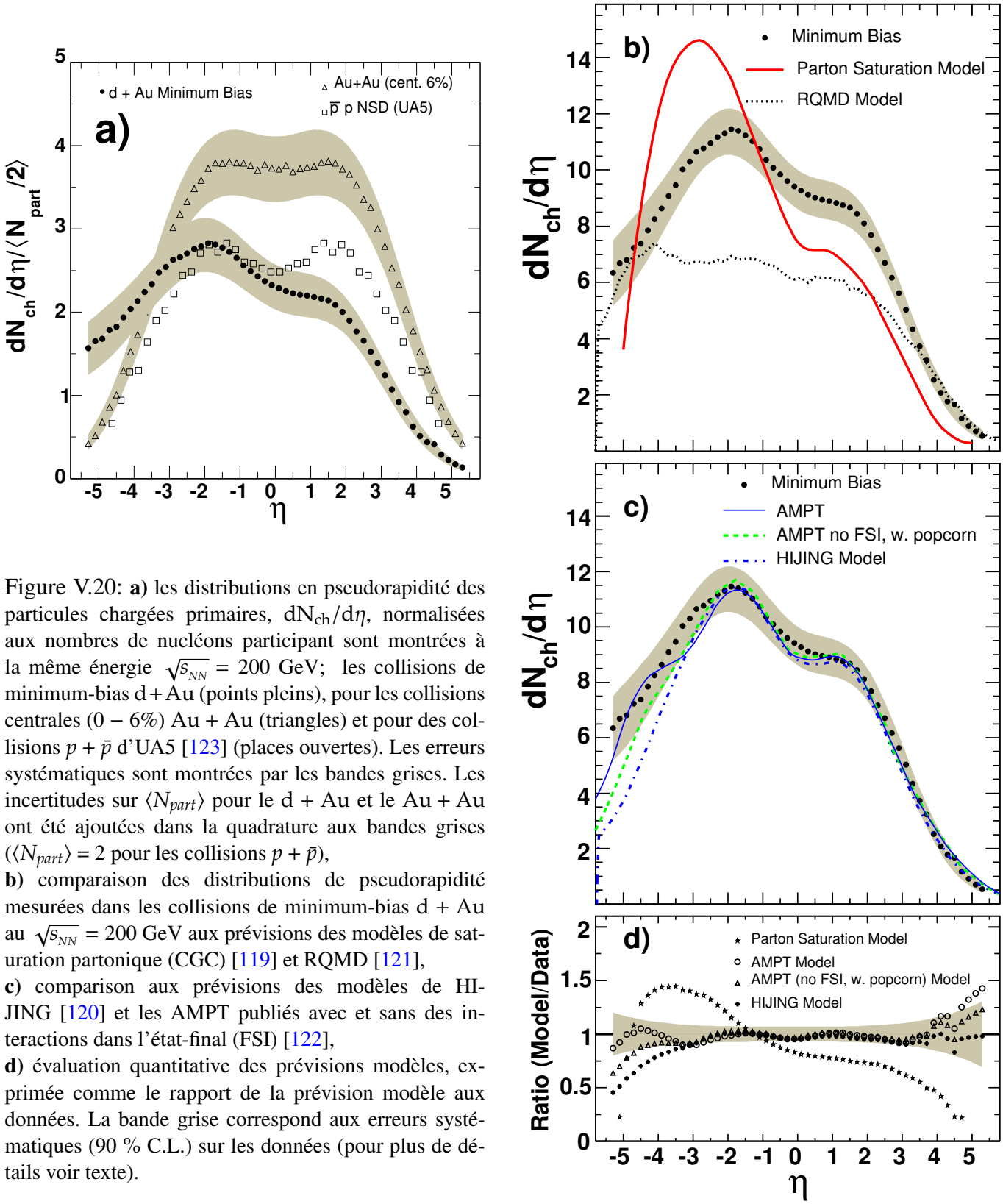


Figure V.20: **a)** les distributions en pseudorapidité des particules chargées primaires, $dN_{ch}/d\eta$, normalisées aux nombres de nucléons participant sont montrées à la même énergie $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV; les collisions de minimum-bias d + Au (points pleins), pour les collisions centrales (0 − 6%) Au + Au (triangles) et pour des collisions $p + \bar{p}$ d'UA5 [123] (places ouvertes). Les erreurs systématiques sont montrées par les bandes grises. Les incertitudes sur $\langle N_{part} \rangle$ pour le d + Au et le Au + Au ont été ajoutées dans la quadrature aux bandes grises ($\langle N_{part} \rangle = 2$ pour les collisions $p + \bar{p}$),
b) comparaison des distributions de pseudorapidité mesurées dans les collisions de minimum-bias d + Au au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV aux prévisions des modèles de saturation partonique (CGC) [119] et RQMD [121],
c) comparison aux prévisions des modèles de HIJING [120] et les AMPT publiés avec et sans des interactions dans l'état-final (FSI) [122],
d) évaluation quantitative des prévisions modèles, exprimée comme le rapport de la prévision modèle aux données. La bande grise correspond aux erreurs systématiques (90 % C.L.) sur les données (pour plus de détails voir texte).

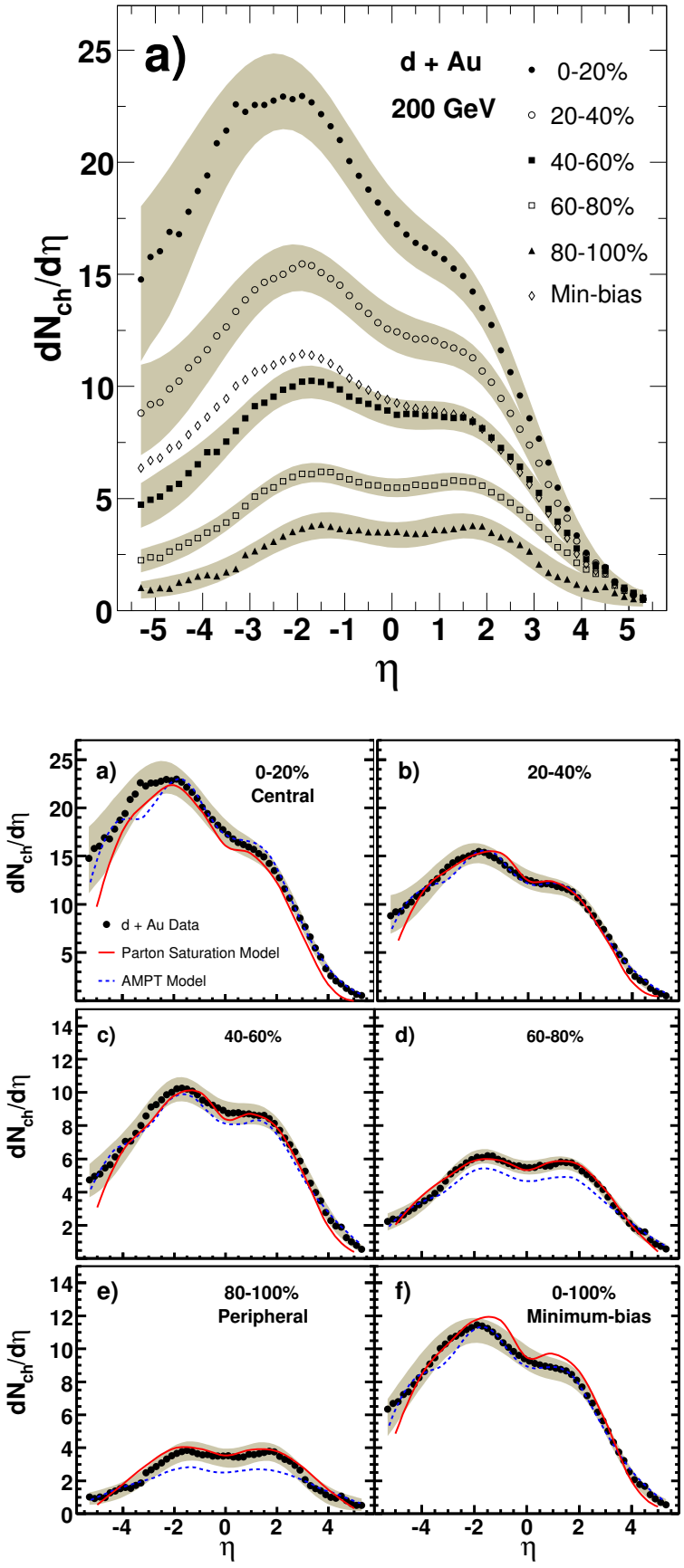


Figure V.21: Figure du haut : distributions de pseudorapidité des particules chargées primaires mesurées des collisions d + Au au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV en fonction de la centralité de collision. Les bandes ombragées représentent les erreurs systématiques avec 90% de niveau de confiance. Les erreurs statistiques sont négligeables. La distribution de minimum-bias est montrée en tant que des symboles diamants. Figure du bas : comparaison des données des distributions de pseudorapidité des particules chargées comparées aux prédictions du modèle AMPT and aux calculs du modèle de saturation partonique CGC (KLN) (pour plus de détalis voir texte).

HIJING et des prévisions publiées du modèle AMPT. Le calcul de HIJING (courbe tiret-pointillée) reproduit le côté deuton et la crête côté d'or, mais ne reproduit pas la queue dans la direction de l'or (η < - 2.5). Le modèle d'AMPT emploie HIJING pour l'étape initiale de la collision, ajoutant "le mécanisme de popcorn (multiple interactions dans les spectateurs Or)" pour la production de baryon-antibaryon et les interactions de l'état- final appellé FSI. La courbe pleine correspond au modèle de AMPT par défaut, alors que la courbe en tiret exclut FSI, c-à-d AMPT fait les calculs comme HIJING. Nous observons que les interactions dans l'état final et le mécanisme de popcorn semblent élargir la crête côté or, menant à une augmentation modérée de la multiplicité de particules chargées dans la région η < - 3.5. Le rapport qualitatif des prévisions et des calculs donnés par les modèles aux données expérimentales est montré sur la figure V.20.d.

En résumé pour cette comparison, la distribution de pseudorapidité au minumim-bias des particules chargées produites dans des collisions de d + Au à 200 GeV a été mesurée. La distribution est plutôt large et fait une pointe dans la direction de l'or similaire aux observations dans des collisions de p+A aux énergies inférieures. La distribution de pseudorapidité mesurée dans les collisions d + Au est comparée aux prévisions du modèle de saturation de parton, CGC (KLN), aussi bien que les modèles microscopiques, HIJING, AMPT et RQMD. Il semble que les prévisions du modèle AMPT sont en bon accord avec les données, le modèle de saturation sur-estime l'asymétrie entre la production de particules dans l'or et les hémisphères de deuteon.

La figure V.21.a montre les distributions de $dN_{ch}/d\eta$ pour les collisions de d + Au à 200 GeV pour cinq classes de centralité, 0−20% étant la plus centrale, et pour des événements au minimum-bias, discutés en détail dans le paragraphe précédente. Pour les collisions les plus centrales, la moyenne de la distribution s'avère négative, reflétant l'élan longitudinal net des participants dans le référentiel du laboratoire (NN). Pour les collisions plus périphériques, la moyenne tend vers zéro pendant que la distribution devient plus symétrique. Pour des mesures de d + Au dans le système du centre de la masse de nucléon-nucléon, le Jacobien associé à la transformation dN_{ch}/dy et le $dN_{ch}/d\eta$ produit naturellement la structure de "double-bosse" dans le $dN_{ch}/d\eta$ même s'il n'y a aucune structure dans dN_{ch}/dy. En fonction de la centralité de collision, la multiplicité de particules chargées intégrée dans la région mesurée ($|\eta|$ < 5.4) et extrapolé à la région mesurée en utilisant les données décalées de p + nucleus (voir figure V.24) sont présentées sur la figure V.32. La figure V.21.b montre les distributions des particules chargées en fonction de la pseudorapidité pour cinq classes de centralité dans les collisions d + Au. Les données experimentales sont comparées aux prédictions du modèle APMPT et *aux nouveaux calculs du modèle de saturation partonique CGC (KLN).*

Les résultat de $dN_{ch}/d\eta$ *des collisions* d+Au *de PHOBOS [118, 124] que j'ai analysé et publié à permis de modifier le modèle de saturation partonique CGC (KLN) afin de reproduire les résultats expérimentaux. La description des modifications introduites au modèle de saturation partonique CGC (KLN) est decrite dans la Ref. [119].*

V.4.2 Densité de particules à mi-rapidité aux énergies AGS, SPS et RHIC

L'enjeu entre la taille de système et les énergies de collisions dans la région de mi-rapidtité $|\eta| < 1$, pour une grande couverture en énergie au RHIC en utilisant le même détecteur (PHOBOS), est montré sur la figure V.22. Elle montre la densité de particules primaires chargées mesurée, $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<1}/\langle N_{part}/2\rangle$, pour les collisions Cu + Cu et Au + Au , en fonction de l'énergie de collision pour les événements les plus centraux de 0−6%. Les résultas des collisions Cu + Cu et Au + Au sont obtenus par les mêmes

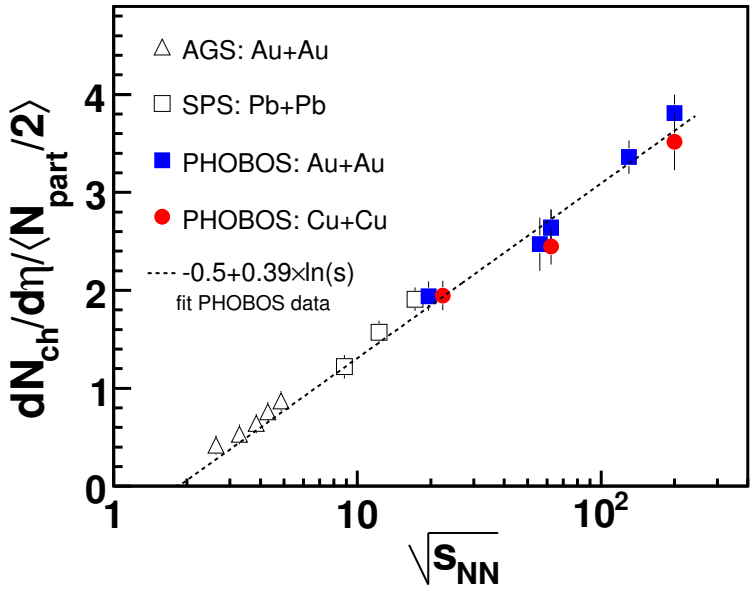


Figure V.22: La densité de pseudorapidité dans la région de mi-rapidité normalisée au nombre de paire de nucléons participants dans les collisions centrales de Cu+Cu et Au+Au est montrée en fonction de l'énergie de collision. Les erreurs systématiques sont montrées avec les barres verticales. Les données de PHOBOS sont comparées aux données de basse énergie A+A. La ligne en tirets est un fit linéaire de toutes les données de PHOBOS (pour plus de détails voir le texte).

méthodes d'analyse (méthodes d'analyse : tracklets, hit-counting et analogue décrites précédement) et en utilisant le même détecteur (PHOBOS). Des données des centralités comparables aux basses energies, AGS et SPS [125, 126, 127], sont également présentées. Les résultats montrés dans la figure V.22 suggèrent que la densité de particules chargées primaires mésurée dans la région de mi-rapidité ($|\eta| < 1$) a un comportement approximativement logarithmique en fonction de l'énergie de collision, du AGS au RHIC de la forme:

$$dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<1}/\langle N_{part}/2\rangle = -0.5 + 0.39\ \ln(s_{_{NN}}) \tag{V.15}$$

La comparaison des résultats de $\mathrm{Cu}+\mathrm{Cu}$ *et* $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ *à la même énergie indique un résultat très important : pour les événements les plus centraux (0-6%) dans des collisions symétriques de noyau-noyau, la densité de particules par paire de nucléons participants ne dépend pas de la taille des deux noyaux en collision mais seulement de l'énergie de collision.*

V.4.3 Phénomène du "Limiting Fragmentation" de ISR au RHIC

Afin de comprendre la relation entre la production de particules et la dynamique du mécanisme de production des particules loin de la région de mi-rapidité, on présente les résultats dans le référentiel de repos de la cible (ou du projectile de l'un des deux faisceaux dans le cas de deux noyaux en collision) en faisant la transformation suivante: $\eta' = \eta \pm y_{beam}$, où y_{beam} est la rapidité du faisceau.

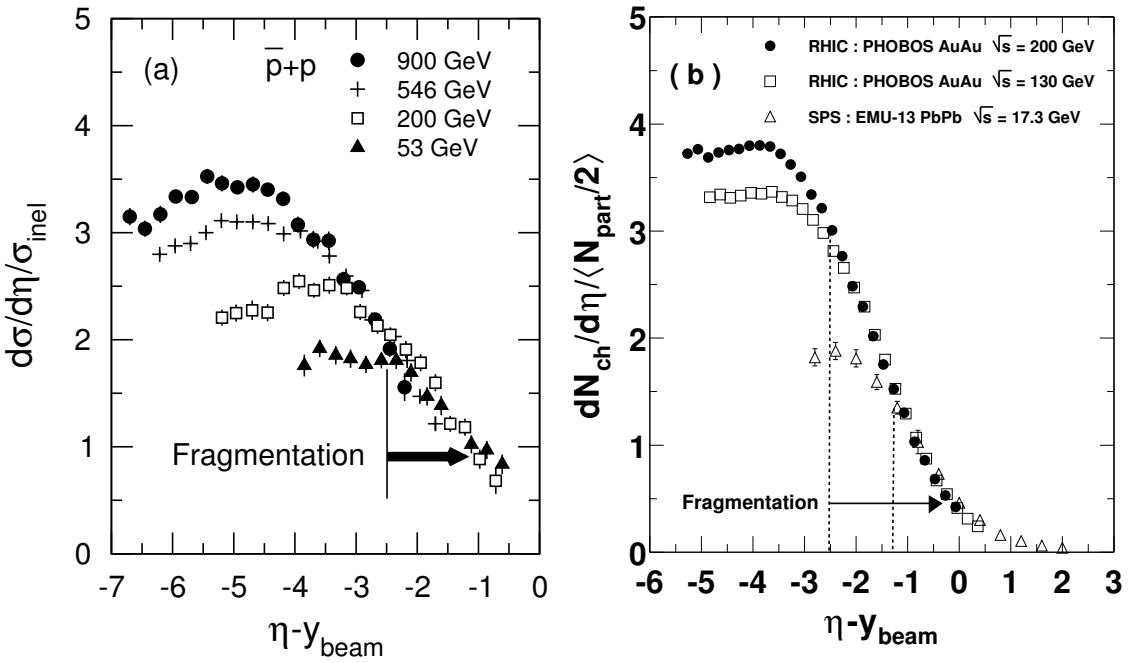


Figure V.23: Mesures des distributions de pseudorapidité des particules chargées à plusieurs énergies dans les collisions a) $\bar{p}$ + p et b) Au + Au. La région de "Limiting fragmentation" (LF) est indiquée par la flèche.

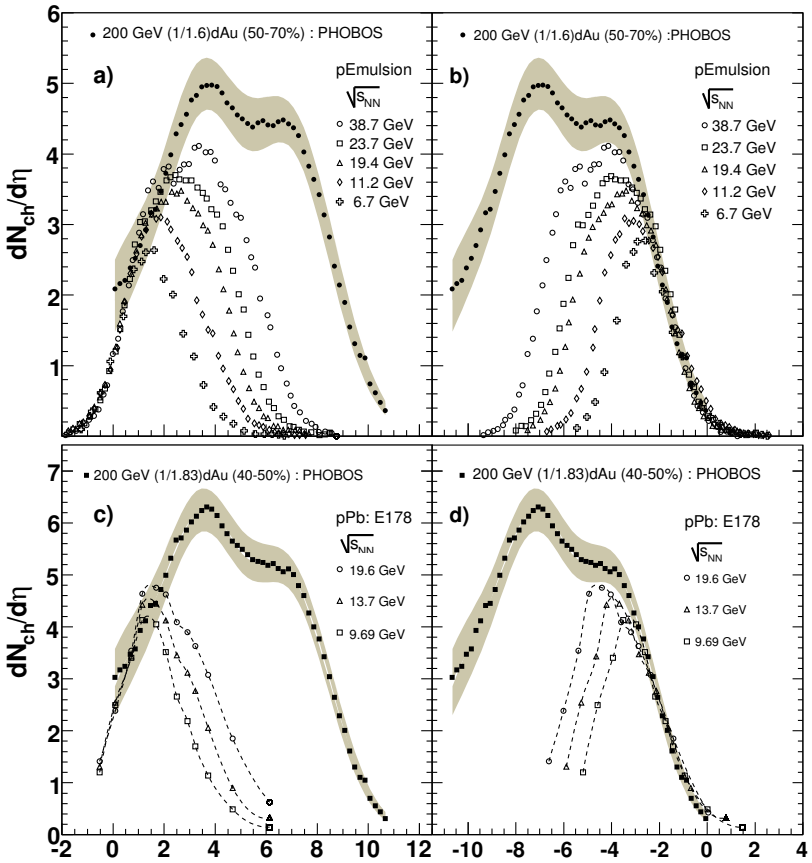


Figure V.24: a) comparaison de la distribution de pseudorapidité des particules chargées pour la centralité 50-70% dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = avec la compilation mondiale des données des collisions p + Emulsion noyau à cinq énergies. b) semblable au panneau a) mais décalé de $\eta - y_{beam}$ afin d'étudier les régions de fragmentation dans la direction de deuton/proton. c) et d) identique aux panneaux a) et b) mais pour les collisions plus centrales d + Au et comparé aux collisions p + Pb à trois énergies (pour plus de détails voir le texte).

V.4.3.a Limiting Fragmentation dans les collisions $\bar{p} + p$ et Au + Au

La distribution des particules chargées dans les collisions de $\bar{p} + p$ montrée sur la figure V.23.a suit une relation simple comportement comme prévue par l'hypothèse de Santaz [128] appellé "Limiting Fragmentation (LF)" où un terme plus exact "Extended Longitudianal Scaling (ELS)" une fois tracée en fonction de $\eta \pm y_{beam}$, où y_{beam} est la rapidité de faisceau. $\eta \pm y_{beam}$ correspond à un référentiel au repos d'un faisceau dans le cas de deux noyaux en collision. Sur la figure V.23.b, nous observons que la distribution de $dN_{ch}/d\eta/\langle\frac{1}{2}N_{part}\rangle$ pour des collisions Au + Au à 130 et 200 GeV illustrant le même phénomème LF que $\bar{p} + p$ conviennent pour $\eta - y_{beam} \geq -2.5$. Ceci indique que les collisions Au + Au à 130 GeV suivent également la limite de la fragmentation réduisant au $\eta - y_{beam} \geq -2.5$. La comparaison entre Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 et 200 GeV et Pb + Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 prouve que l'ampleur de LF augmente par environ 1.5 unité en pseudorapidité de l'énergie maximum de SPS (17.3 GeV dans le centre-de-masse) à 130 GeV au RHIC [129].

V.4.3.b Limiting Fragmentation dans les collisons d + Au et p+A

La figure V.24 compare les distributions $dN_{ch}/d\eta$ des collisions d + Au aux collisions p + Emulsion (Em) à cinq énergies [130, 131, 132], dans le référentiel effectif de repos du faisceau, du projectile figure V.24.a et la cible figure V.24.b. Pour les données p + Em, les distributions $dN_{ch}/d\eta$ représentent la somme des "gray tracks" et "shower tracks". Il convient de noter que η est mesuré dans deux référentiels différents de ceux de d + Au et de p + Em. Ceci signifie que comparées aux collisions d + Au, les distributions de pseudorapidité de p+Em sont affectées par le Jacobien dans la région $\eta + y_{target} \sim 0$. La centralité de 50-70% des collisions d + Au a été choisie afin d'assortir aussi bien que possible le même rapport relatif de $N^{Au}_{part}/N^{d}_{part}$ au $N^{Em}_{part}/N^{p}_{part}$ où $\langle N_{part}(pEm)\rangle$= 3.4. La normalisation relative de $dN_{ch}/d\eta$ pour les collisions d + Au et p + Em exige le rapport $\langle N_{part}(dAu)\rangle/\langle N_{part}(pEm)\rangle$=1.6 (le facteur multiplicatif de 1/1.6 a été appliqué aux données au d + Au), tel que les données correspondent au même nombre de nucléons interagissant avec le noyau. On observe une bonne concordance de LF dans les régions de fragmentation du deuton (Or) entre les collisions d + Au et p + Em à plusieurs énergies. En outre, la région dans laquelle les densités de particules chargées sont indépendantes du point de vue énergétique et se prolongent à $|\eta|$ avec l'augmentation d'énergie de collision dans les deux directions de deuton et d'Or. Dans la figure V.24.c et d, nous avons rapporté une comparaison semblable mais pour les collisions plus centrales de d + Au et de p+Pb [133].

V.4.3.c Limiting Fragmentation dans les collisons Au + Au et Cu + Cu

Tirant profit de la grande couverture en pseudorapidité du détecteur PHOBOS, on a observé le phénomène de LF dans les collisions Au + Au en observant les données à différentes énergies dans le référentiel de repos dans l'un des deux noyaux en collision [117]. Ce phénomène de extended longitudinal qui a été avéré présent dans les collisions d + Au [118, 124] semble également présent dans les collisions Au + Au et Cu + Cu. La figure V.25 montre les distributions $dN_{ch}/d\eta'/\langle N_{part}/2\rangle$ mesurées et décalées pour les collisions centrales (0-6%) et semi-centrales (35-45%) des collisions Cu + Cu et Au + Au [117]. Nous observons que les collisions Cu + Cu et Au + Au montrent la même extended longitudinal dans les collisions centrales et semi-centrales. Ceci suggère que le "phénomène de LF est indépendent de la taille des noyaux en collision et également de l'énergie de collision.

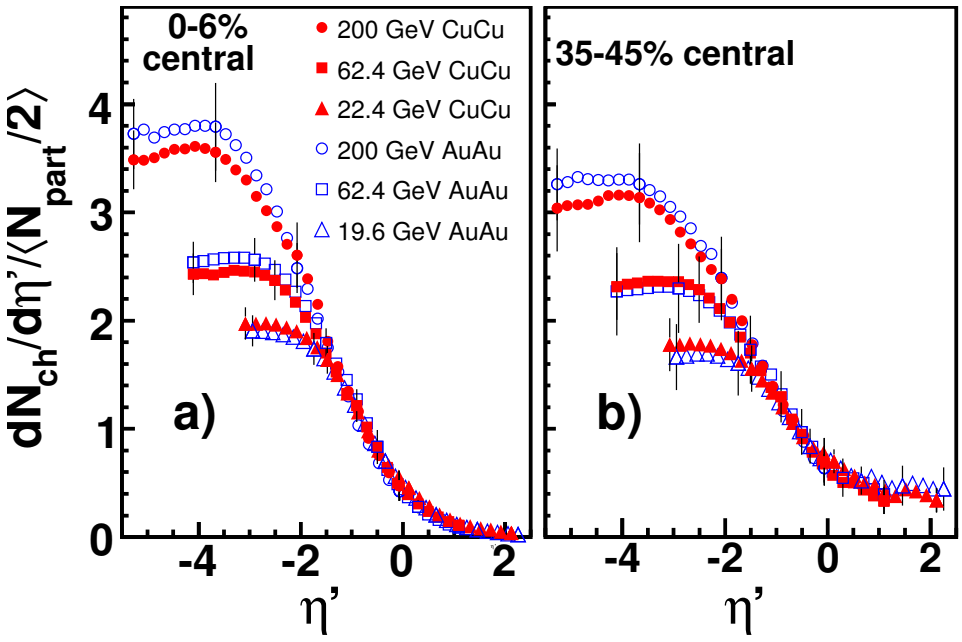


Figure V.25: Données de Cu+Cu et Au+Au aux énergies de RHIC, tracées comme $dN_{ch}/d\eta'$ par paire de nucléons participants, où $\eta \equiv \eta' - y_{beam}$ pour a) 0 – 6% central et b) mi-central de 35 – de 45%. Les erreurs systématiques (90% C.L.) sont montrées pour des points typiques choisis. Ces résultats sont obtenus par l'expérince PHOBOS [117].

En résumé, ce phénomène de Limitng Fragmentation (LF) est observé dans les collisions $\bar{p} + p$, $p + A$, et $A + A$, suggère que la dominance des deux régions mesurées de LF est un processus commun à la production des particules chargées."

V.4.4 Phénomène du "sacaling" et nouvelles observations expérimentales

V.4.4.a Phénomène "sacaling" au même N_{part} dans les collisions Au + Au et Cu + Cu

La comparaison des distributions de pseudorapidité $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Cu + Cu et Au + Au à la même énergie, pour des classes de centralité choisies de sorte que le nombre moyen de participants sur la deux systèmes soit semblable, est présentée dans figure V.26.a, V.26.b et V.26.c. Aucun autre facteur de normalisation n'est appliqué. À 200 GeV, la figure V.26.a, les distributions $dN_{ch}/d\eta$ des deux systèmes au même $\langle N_{part} \rangle$ sont semblables en amplitude et en largeur dans les limites des erreurs systématiques. À 62.4 et 22.4 GeV, la figure V.26.b et c, nous observons que les distributions conviennent dans les limites des erreurs systématiques dans la région de mi-rapidité mais pas dans la région de fragmentation (i.e. grande $|\eta|$). Les collisions Au + Au montrent une dépendance de taille de système dans la région de fragmentation par une augmentation de la production des particules chargées comparée au Cu + Cu. Ceci peut être attribué aux deux fragments nucléaires spectateurs excités étant plus grands dans les collisions Au + Au que dans Cu + Cu. *Cet effet est plus prononcé aux plus basses énergies là où nous avons accès au* $|\eta| > y_{beam}$. La distribution $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Au + Au aux 19.6 et 62.4 GeV ont été interpolés linéairement en $\ln(\sqrt{s_{NN}})$ pour obtenir la distribution normalisée des données Au + Au à 22.4 GeV.

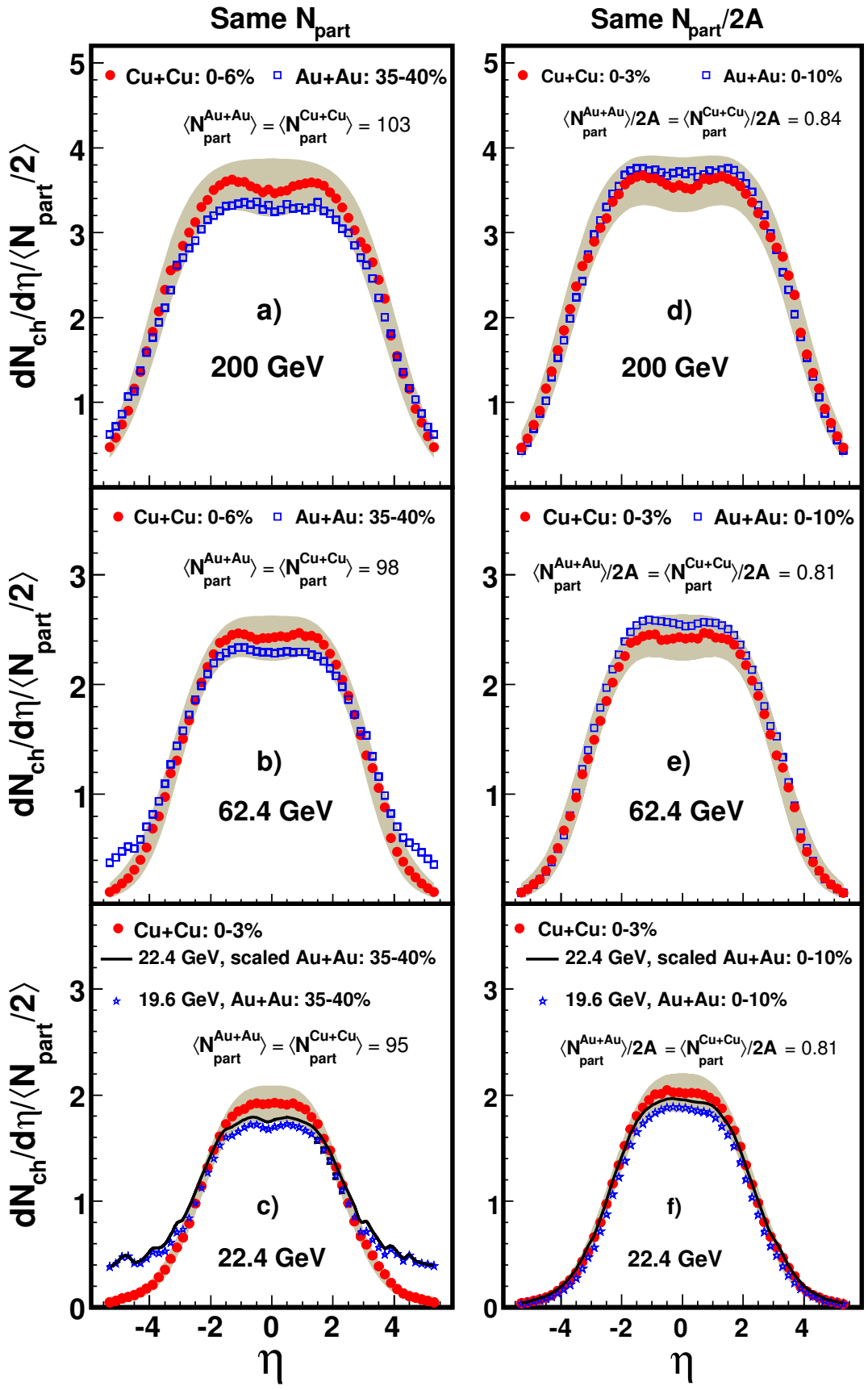


Figure V.26: Distributions de peseudorapidité des particules chargées dans les collisions Cu + Cu et Au + Au aux énergies du RHIC choisies pour les centralités correspondantes : paneaux a) b) et c) **même** $\langle N_{part} \rangle$ **dans les deux systèmes**, paneaux d), e) et f) **même** $\langle N_{part} \rangle$**/2A dans les deux systèmes)**. La bande grise indique l'incertitude systématique (90% C.L.) pour les collisions Cu + Cu. Les erreurs pour Au+Au ne sont pas montrées.

V.4.4.b Phénomène "sacaling" au même volume nucléaire $N_{part}/2A$ dans les Collisions Au + Au et Cu + Cu

La géométrie (N_{part}/2A) est définie comme la fraction du volume nucléaire total de la région d'interaction formée par les deux noyaux en collisions. La comparaison des distributions de pseudorapidité $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Cu + Cu et Au + Au à la même énergie, pour des classes de centralité choisie de sorte que le nombre moyen de N_{part}/2A, où A est le nombre atomique de noyau, pour les deux systèmes soit semblable, est présentée sur les paneaux de la figure V.26.d, V.26.e et V.26.f. Il convient de noter que les deux systèmes avec les mêmes valeurs de N_{part}/2A auront également les mêmes valeurs N_{spec}/N_{part}, où N_{spec} = 2A - N_{part} est le nombre de spectateurs ou de nucléons non participation. On observe une excellente concordance entre les distributions des deux systèmes , Au + Au et Cu + Cu, à toutes les énergies [117] et montré dans le RHIC news à : **http: //www.bnl.gov/rhic/news/112007/story1.asp**

V.4.4.c Phénomène "sacling" au même fraction de section efficace inélastique dans les Collisions Au + Au et Cu + Cu

La comparaison des distributions de pseudorapidité $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Cu + Cu et Au + Au à la même énergie, pour des classes de centralité choisi ayant le même fraction de section efficace inélastique dans les deux systèmes, est présentée sur les panneaux de la figure V.27. Il semble que les distributions $dN_{ch}/d\eta$ dans les deux systèmes conviennent dans les limites des erreurs sur la gamme complète de η.

En résumé :

- Cette comparaison présentée dans les figures V.26 et V.27 indique que le meilleur accord des distributions $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{part}/2\rangle$ entre les collisions Cu + Cu et Au + Au à la même énergie est obtenu pour des classes de centralité choisi pour rapporter la même valeur de N_{part}/2A dans les deux systèmes.

- Les résultats montrés sur les figures V.26 et V.27 suggèrent que dans les collisions symétriques de noyau-noyau, la densité de particules par paire de nucléons participants à la région de mi-rapidité ne dépend pas de la taille des deux noyaux se heurtant mais seulement de l'énergie de collision.

Pour étudier le phénomène FL en détail dans les collisions Cu + Cu et Au + Au, nous examinons les formes du $dN_{ch}/d\eta'/\langle N_{part}/2\rangle$ pour la classe la plus centrale 0-6% et la classe semi-centrale 35-40%, $R_{PC}^{N_{part}}(35-40\%/0-6\%)$, à quatre énergies en fonction de η'. La figure inserée dans fig V.28.a montre les résultats pour les collisions Au + Au. Le rapport indique que le changement de la forme en fonction de la centralité est indépendant de l'énergie de faisceau. Les rapports $R_{PC}^{N_{part}}$ pour le Cu + Cu à trois énergies montrent le même comportement (points pleins) dans figure. V.28.a. En comparant les résulats Cu + Cu (points plein) aux Au + Au (points ouverts) ce rapport s'avère semblable dans la région de rapidité $-2.5 \leq \eta' \leq 0.5$ entre les deux systèmes mais dans la région $\eta' > 0.5$ les résultats de Au + Au sont plus haute que le Cu + Cu.

Pour comprendre cette différence, nous traçons dans le rapport de $R_{PC}^{N_{part}}$ *présenté sur la figure V.28.b les résultats* Cu + Cu *et le* Au + Au *pour des classes de centralité choisie pour représenter avec une même géométrie initiale, avec précision, c.-à-d. avec une valeur semblable de* N_{part}*/2A pour les deux systèmes. En utilisant ce critère de comparaison nous observons la bonne concordance entre les deux systèmes sur*

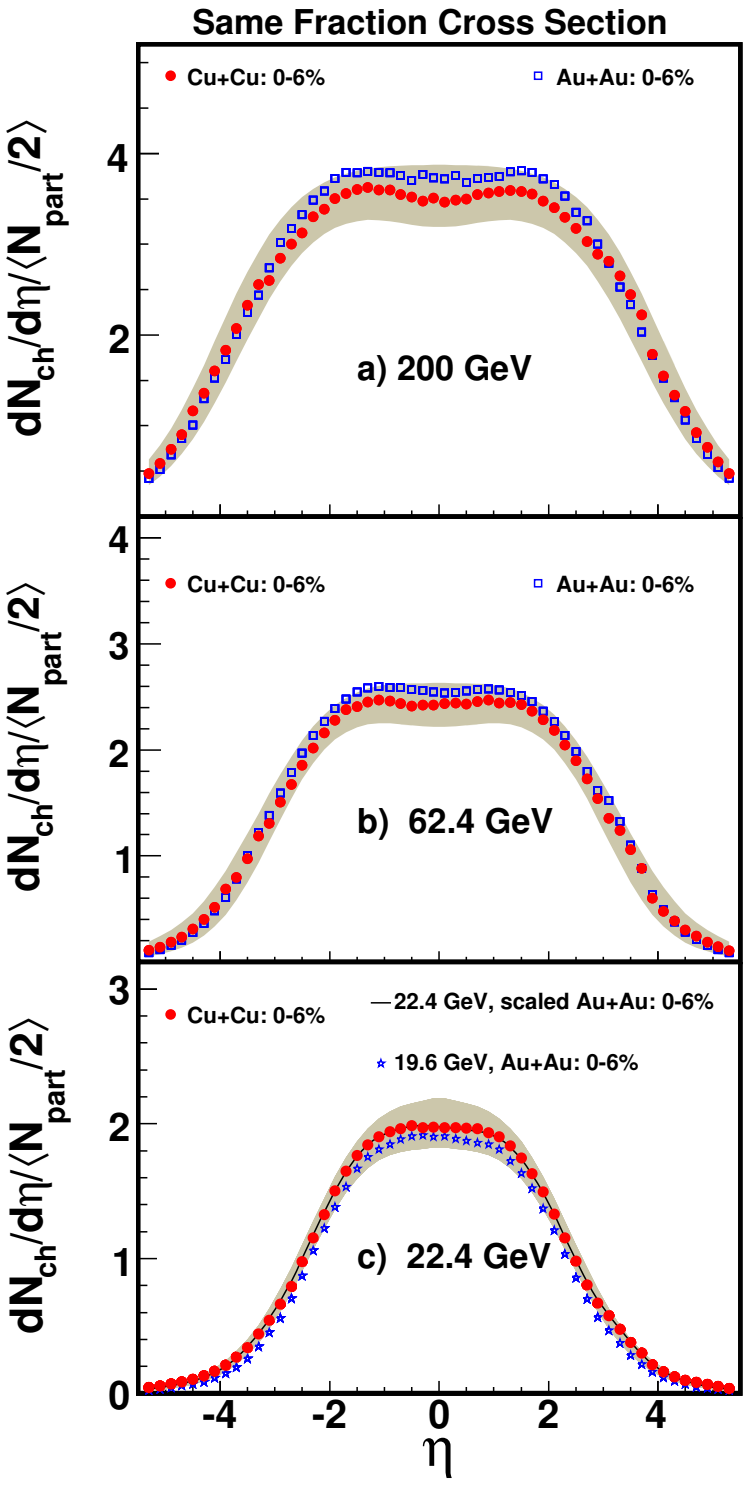


Figure V.27: Distributions de pseudorapidité des particules chargées dans les collisions Cu + Cu et Au + Au choisies pour les centralités correspondant au **même fraction de la section efficace inelastique totale dans les deux systèmes** a) 200 GeV, b) 62.4 GeV et c) 22.4 GeV. La bande grise indique l'incertitude systématique (90% C.L.) pour les collisions Cu + Cu. Les erreurs pour Au+Au ne sont pas montrées pour la clarté.

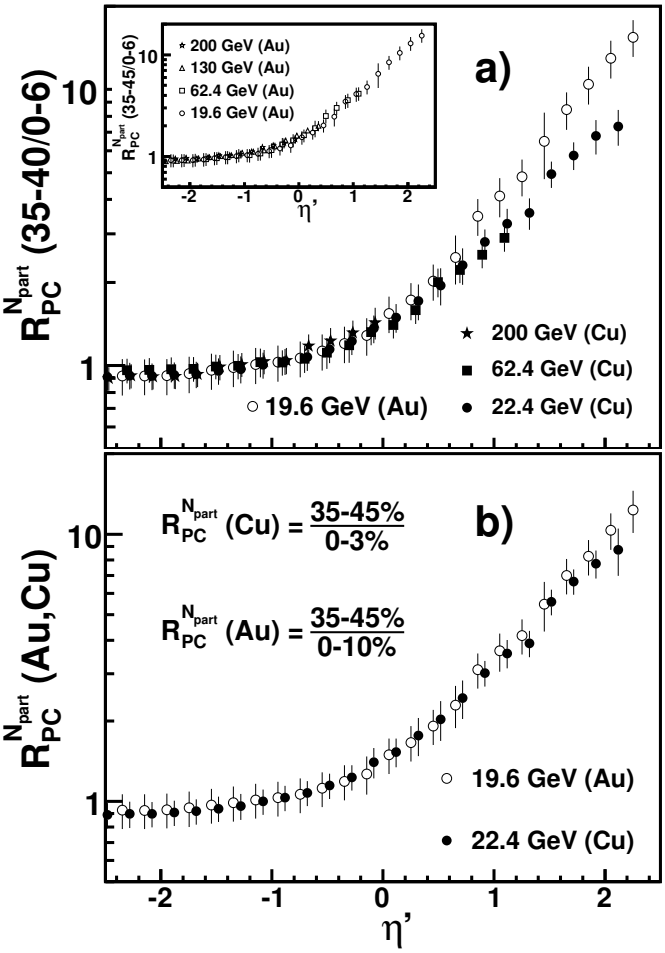


Figure V.28: Le rapport, $R_{PC}^{N_{part}}(\eta')$, de $2dN_{ch}/d\eta'/\langle N_{part}\rangle$ pour les collisions de Cu+Cu et Au+Au aux énergies de RHIC, a) comparant les classes de centralité 35 –40% au la plus central de 0-6% et b) $R_{PC}^{N_{part}}(\eta')$ pour Cu+Cu et Au+Au pour des classes de centralité choisie telles que $N_{part}/2A$ est semblable pour les deux systèmes. La figure inserée dans (a) représente le $R_{PC}^{N_{part}}(\eta')$ seulement pour des données Au+Au pour quatre énergies différentes [117]. Les erreurs représentent une erreur systématique de 90% C.L. sur le rapport.

la gamme complète de pseudorapidité. En utilisant ces classes de centralité, le rapport $R_{PC}^{N_{part}}$ *est ainsi indépendant d'énergie de collision et de la taille de système en collisions.*

V.4.4.d Multiplicité totale des particules chargées N_{ch}^{Tot}

L'intégration de la distribution de $dN_{ch}/d\eta$ sur toute la gamme de pseudorapidité pour un système de collisions et une classe de centralité permet d'obtenir la multiplicité des particules chargées totale, N_{ch}^{Tot}. La méthode employée pour déterminer N_{ch}^{Tot} est donnée dans la Ref. [117]. À 200 et 62.4 GeV, N_{ch}^{Tot} est obtenu en faisant la moyenne de la multiplicité chargée intégrée de particules dans la région mesurée extrapolée à la région non mesurée en utilisant les données de basse énergie et la multiplicité de particules chargées intégrée obtenue à partir du fit de Wood-Saxon sur les données dans la région $|\eta| \leq 8$. Un exemple sur la

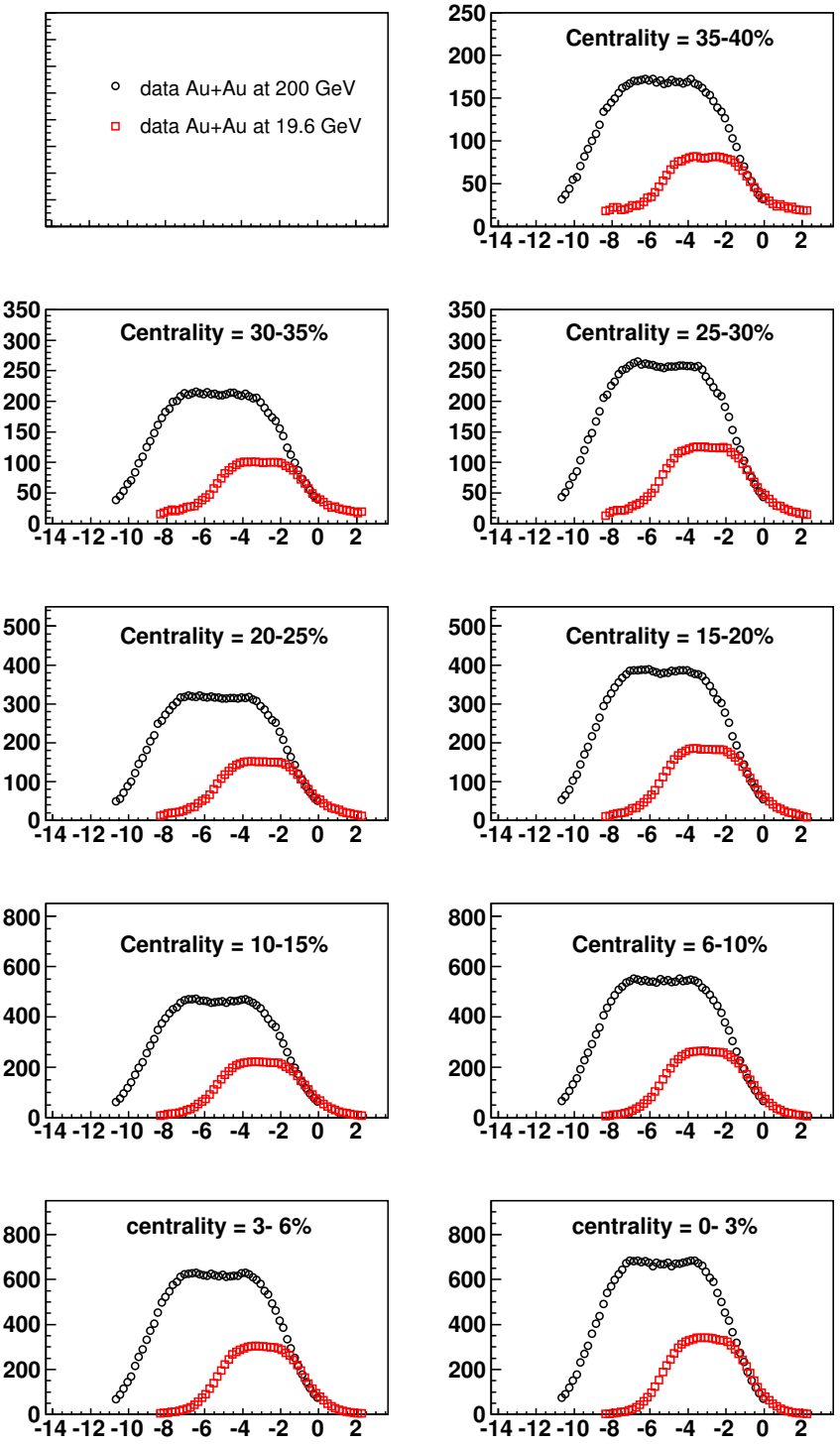


Figure V.29: Méthode de détermination de N_{ch}^{Tot}. Distributions de pseudorapidité des particules chargées des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ 200 GeV, pour plusieurs classes de cetralité, extrapolé dans la région non mésurer par les données de basse énergie Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6 GeV.

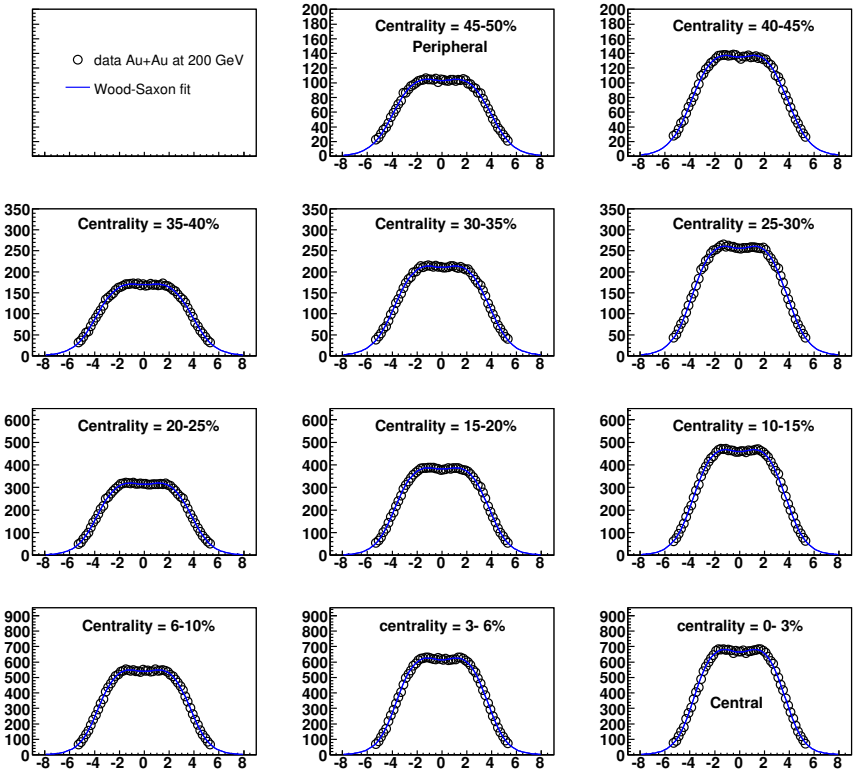


Figure V.30: Méthode de détermination de N_{ch}^{Tot}. Distributions des particules chargées des collisions Au + Au à **200 GeV**, pour plusieurs classes de centralité, ajustée par le fit the Wood-Saxon.

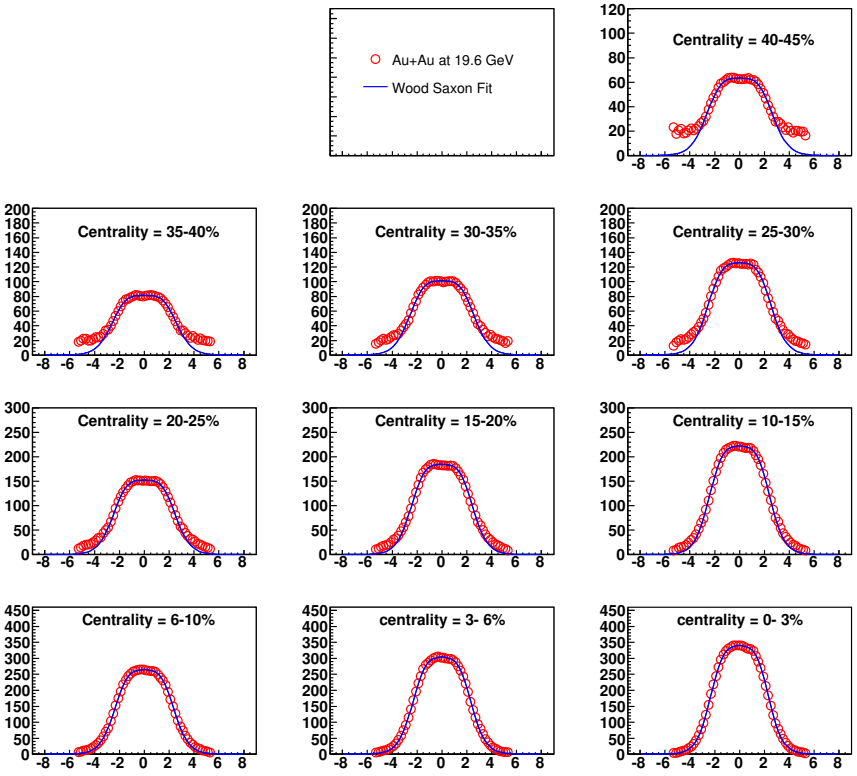


Figure V.31: Méthode de détermination de N_{ch}^{Tot}. Distributions des particules chargées des collisions Au + Au à **19.6 GeV**, pour plusieurs classes de centralité, ajustée par le fit the Wodd-Saxon.

méthode de la multiplicité chargée intégrée des particules dans la région mesurée prolongée à la région non mesurée en utilisant les données de basse énergie est montré sur la figure V.29. À 22.4 GeV dans les collisions Cu + Cu (où 19.4 GeV dans les collisions Au + Au), N_{ch}^{Tot} a été obtenu comme aux deux autres énergies mais appliqué seulement à la région mesurée et le fit par la fonction Wood-Saxon a été limité dans la région $\eta \leq y_{beam}$ où $y_{beam}^{CuCu}(22.4\ GeV) = 3.2$ ($y_{beam}^{AuAu}(19.6\ GeV) = 3.0$).

Un exemple de la multiplicité de particules chargées intégrée obtenue à partir du fit de Wood-Saxon sur les données dans la région $|\eta| \leq 8$ est montré sur les figures V.30 et V.31 pour les collisions Au + Au aux 19.6 et 200 GeV, respectivement.

La multiplicité des particules chargées totale (estimée par extrapolation à la région non mesurée), N_{ch}^{Tot}, dans les collisions d + Au, Cu + Cu et Au + Au aux énergies du RHIC:

1) - Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6, 62.4, 130 et 200 GeV

2) - d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

3) - Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 22.4, 62.4, et 200 GeV

est présentée sur la figure V.32. Les résultats de Cu + Cu et Au + Au sont comparés aux mêmes énergies, 62.4 GeV et 200 GeV, aussi bien à une énergie semblable 22.4 GeV (CuCu) et 19.6 GeV (AuAu). Nous observons que $N_{ch}^{Tot}/(\langle N_{part}\rangle/2)$ est approximativement proportionnel linéairement avec $\langle N_{part}\rangle$ dans les collisions Cu + Cu et Au + Au, et avec des valeurs semblables pour le même $\langle N_{part}\rangle$. La comparaison indique que la transition entre les collisions p($\bar{p}$) + p non-élastique et les collisions Cu + Cu n'est pas contrôlée simplement par le nombre de participants, car même pour les collisions très centrales des collisions d + Au, la multiplicité totale des particules chargées montre peu de signe de continuité aux résultats des collisions Cu + Cu.

V.4.4.e Comparison de la multiplicité totale des particules chargées: d + Au versus p + A normalisé au $p + p$

Les valeurs de la multiplicité totale des particules chargées des collisions $p + p$ et e^+e^- sont présentées dans le tableau V.1. Les figures V.33 montrent les rapports des données de la multiplicité totale de particules chargés pour un ensemble de mesures des collisions hadron-noyau [134] et les collisions de d + Au divisés par la multiplicité totale dans les interactions inélastiques proton(antiproton)-proton (p) [135]. Ces rapports sont tracés en fonction du nombre moyen de nucléons participants. Le dénominateur pour des interactions induites par des mésons, des protons ou deutons normalisés par les données inélastiques de p sont à la même énergie au centre de la masse. *La figure montre que le rapport,* R_{pp}^{pA} *ou* R_{pp}^{dA}*, est indépendant de l'énergie et il a un comportement linéaire en fonction du nombre de nucléons participants :*

$$R_{pp}^{dA} = R_{pp}^{p(\pi,k)A} = N_{ch}^{Tot}(d(p,\pi,k)A)/N_{ch}^{Tot}(pp) = \frac{1}{2} \quad \langle N_{part}^{dA(pA)} \rangle \qquad (V.16)$$

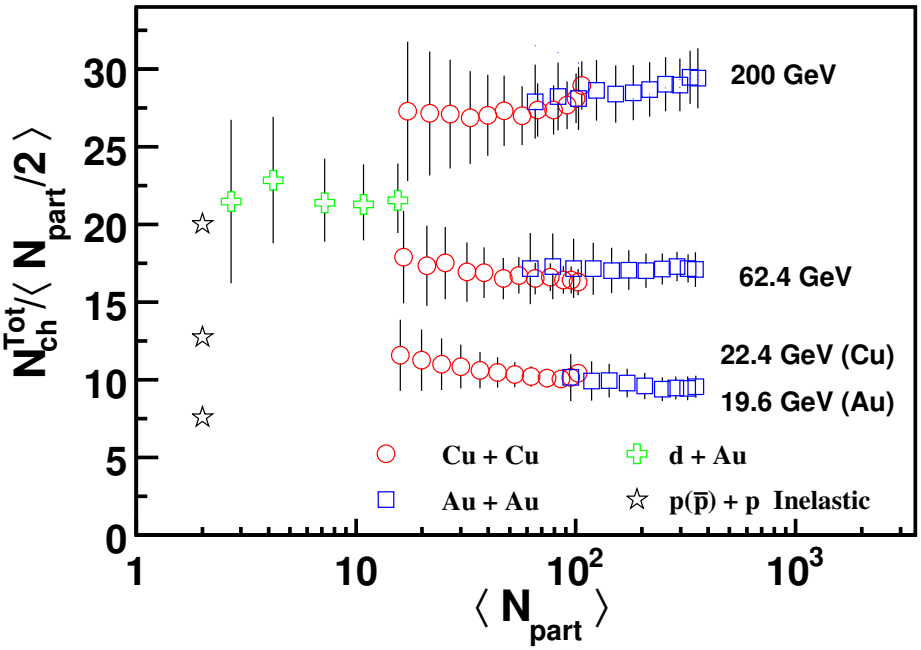


Figure V.32: Nombre total des particules chargées primaires obtenu en extrapolant les données de mesures à chaque énergie dans la région non mesurée, est montré en fonction de la centralité dans les collisions Cu+Cu, Au + Au, d + Au. Les données de p($\bar{p}$) + p inélastiques sont prises de la Réf. [135]. Les incertitudes sur N_{ch} et N_{part} ont été convoluées dans les barres d'erreur. Les erreurs statistiques sont négligeable. Pour plus de détails voir texte.

$\sqrt{s_{NN}}(e^-e^+)$ GeV	$N_{ch}^{Tot}(e^-e^+)$ ± (stat.) ± (syst.)	$\sqrt{s_{NN}}$(pp) GeV	N_{ch}^{Tot}(pp)
91.2	20.73 ± 0.01 ± 0.21	9.8	5.495 ± 0.0.361
133	24.34 ± 0.38 ± 0.22	11.5	6.354 ± 0.071
161	26.91 ± 0.58 ± 0.22	13.8	7.211 ± 0.071
172	26.72 ± 0.62 ± 0.22	19.5	8.563 ± 0.105
183	26.80 ± 0.35 ± 0.22	21.7	8.865 ± 0.115
189	27.35 ± 0.22 ± 0.22	23.8	9.250 ± 0.102
196	27.41 ± 0.33 ± 0.22	27.6	9.778 ± 0.146
200	27.53 ± 0.29 ± 0.22	30.4	10.535 ± 0.146
206	27.95 ± 0.22 ± 0.22	38.8	11.346 ± 0.119
		44.5	12.074 ± 0.135
		52.6	12.763 ± 0.124
		62.2	13.268 ± 0.138
		200.0	21.394 ± 0.266
		546.0	28.367 ± 0.089
		900.0	34.639 ± 0.230

Tableau V.1: Multiplicité totale des particules chargées primaires pour les collisions $p + p$ (inelastique) [135, 136] et e^-e^+ (annihilation) [137].

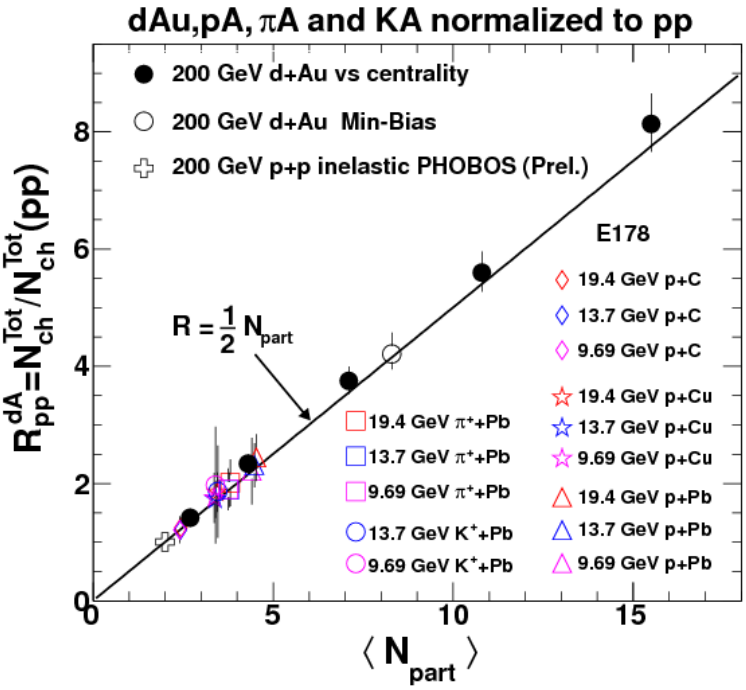


Figure V.33: Le rapport $R_{pp}^{dA} = N_{ch}^{Tot}/N_{ch}^{Tot}(pp)$, où N_{ch}^{pp} est le nombre total de la multiplicité des particules chargées pour les collisions $p+p$ non élastiques, en fonction du nombre moyen de nucleons participants $\langle N_{part}\rangle$ pour de différents systèmes en collisions. Les collisions π^++pb, p+C, p+Cu et p+Pb sont pour $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.4, 13.8 et 9.8 GeV, et $\sqrt{s_{NN}}$ de K^++Pb = 13.8 et 9.8 GeV, respectivement. La ligne continue représente la relation linéaire, $R_{pp}^{dA} = \frac{1}{2}\langle N_{part}\rangle$.

V.4.4.f Comparison de la multiplicité totale des particules chargées: Au + Au versus Cu + Cu normalisé aux pp et e^+e^-

La figure V.34 montre le rapport, $R_{pp}^{AA} = N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(pp)$, de la multiplicité totale des particules chargées des collisions Au + Au et Cu + Cu normalisé à la multiplicité totale des particules chargées des collisions inélastiques p à la même énergie dans le centre de masse. *La figure montre que le rapport,* R_{pp}^{AA}*, est indépendant de l'énergie et il a une comportement linéaire en fonction du nombre de nucléons participants :*

$$R_{pp}^{AA} = N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(pp) = \frac{2}{3} \quad \langle N_{part}^{AA}\rangle \tag{V.17}$$

Les barres d'erreur incluent des effets statistiques et systématiques. En outre, elles sont partiellement dues aux erreurs corrélées communes dans $N_{ch}^{Tot}(pp)$.

la figure V.35 montre le rapport, $R_{e^-e^+}^{AA} = N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(e^+e^-)$, de la multiplicité de particules chargées des collisions Au + Au et Cu + Cu normalisé à la multiplicité totale des particules chargées des collisions d'annihilation de e^+e^- à la même énergie dans le centre de masse. *On observe également que ce rapport,* $R_{e^-e^+}^{AA}$*, est indépendant de l'énergie et il a un comportement linéaire en fonction du nombre de*

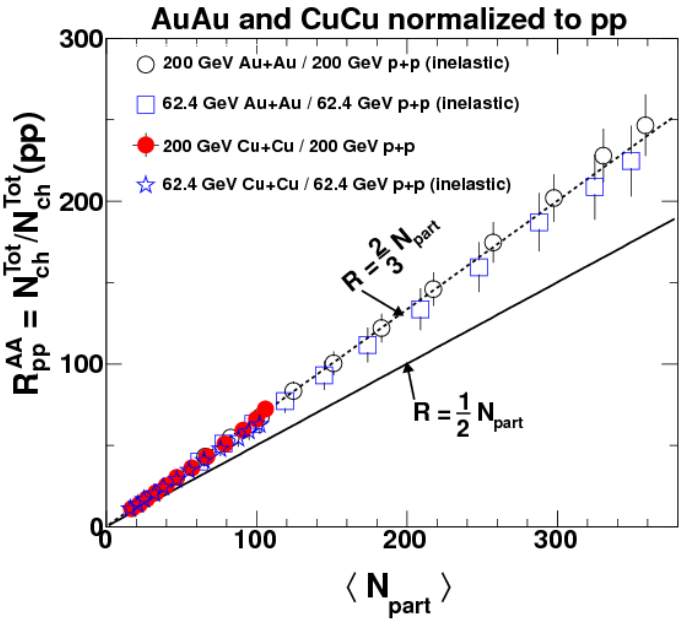


Figure V.34: Le rapport $R_{pp}^{AA} = N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(pp)$ où $N_{ch}^{Tot}(pp)$ est le nombre total de la multiplicité des particules chargées pour les collisions p élastique [135, 136], en fonction du nombre moyen de nucleons participants $\langle N_{part} \rangle$ pour des collisions Au + Au et Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ et 200 GeV. Les lignes continues et en tirets représentent les relations linéaires, $R_{pp}^{AA} = \frac{1}{2}\langle N_{part} \rangle$ et = $R_{pp}^{AA} = \frac{2}{3}\langle N_{part} \rangle$, respectivement.

nucléons participants :

$$R_{e^-e^+}^{AA} = N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(e^-e^+) = \frac{1}{2} \quad \langle N_{part}^{AA} \rangle \tag{V.18}$$

Dans le domaine d'énergie présenté dans cette étude, en utilisant les deux équations V.17 et V.18 on peut déduire le rapport entre les collisions d'annihilation, e^-e^+, et les collisions inélastiques $p + p$:

$$R_{pp}^{e^-e^+} = R_{e^-e^+}^{AA}/R_{pp}^{AA} = \left[N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(e^-e^+)\right]/\left[N_{ch}^{Tot}(AA)/N_{ch}^{Tot}(pp)\right] \tag{V.19}$$

$$N_{ch}^{Tot}(e^-e^+) = (1 + \tfrac{1}{3}) \quad N_{ch}^{Tot}(pp) = \tfrac{4}{3} \quad N_{ch}^{Tot}(pp)$$

Cette relation entre $N_{ch}^{Tot}(e^-e^+)$ et $N_{ch}^{Tot}(pp)$ peut être verifiée directement en utilisant les données de la multiplicité totale présentées dans le tableau V.1 pour l'hannihilation e^-e^+ et les collisions inélastiques $p + p$:

1) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV :

$$N_{ch}^{Tot}(e^-e^+) = 27.53 \pm 0.29\ (stat.) \pm 0.22\ (syst)$$

$$N_{ch}^{Tot}(pp) = 21.394 \pm 0.266$$

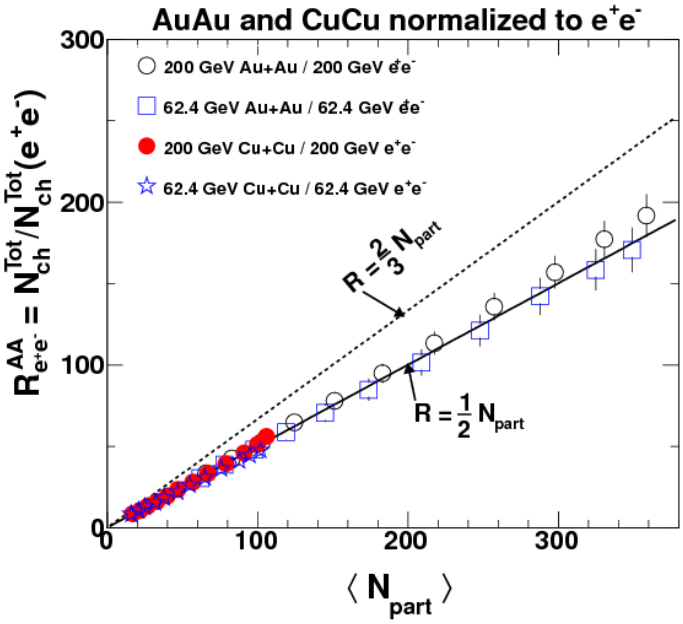


Figure V.35: Le rapport $R^{AA}_{e^-e^+} = N^{Tot}_{ch}/N^{Tot}_{ch}(e^+e^-)$, où $N^{e^+e^-}_{ch}$ est le nombre total de la multiplicité des particules chargées pour les collisions d'annihilation e^+e^- élastique [137], en fonction du nombre moyen de nucleons participants $\langle N_{part}\rangle$ pour des collisions Au + Au et Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 et 200 GeV. Les lignes continues et en tirets représentent les relations linéaires, $\frac{1}{2}\langle N_{part}\rangle$ et $\frac{2}{3}\langle N_{part}\rangle$, respectivement.

$$\Rightarrow N^{Tot}_{ch}(e^-e^+)/N^{Tot}_{ch}(pp) = 1.29 \simeq \frac{4}{3}$$

2) à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.2 GeV :

$$N^{Tot}_{ch}(e^-e^+) = 17.4906 \text{ (valeur interpolée de la Figure 3 de Ref. [137])}$$

$$N^{Tot}_{ch}(pp) = 13.268 \pm 0.138$$

$$\Rightarrow N^{Tot}_{ch}(e^-e^+)/N^{Tot}_{ch}(pp) = 1.32 \simeq \frac{4}{3}$$

Il semble que la relation

$$N^{Tot}_{ch}(e^-e^+) = (1 + \tfrac{1}{3}) \quad N^{Tot}_{ch}(pp) = \tfrac{4}{3} \quad N^{Tot}_{ch}(pp)$$

est correcte pour les énergies étudiées ici, $\sqrt{s_{NN}}$ *= 62.4 et 200 GeV.*

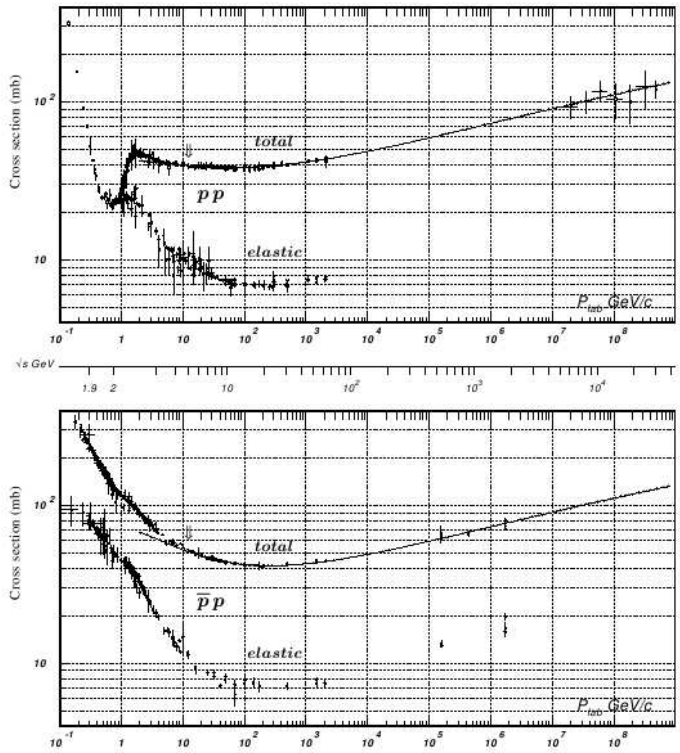


Figure V.36: Distributions des sections efficaces totales et élastiques pour les collisions $p + p$ et $\bar{p} + p$ en fonction de l'énergie dans le laboratoire et l'énergie totale au centre de la masse. Les données peuvent étre consultées à *http* : *//pdg.lbl.gov/xsect/contents.html* ou dans la réference [135, 136].

V.5 Prédictions pour LHC à l'aide des résultats AGS, SPS et RHIC

V.5.1 Calculs de N_{part} dans les collisions $Pb + Pb$ à 5.5 TeV à l'aide des modèles: Glauber et optique

En se basant sur les mesures des sections efficaces totales et élastiques des collisions Nucléon-Nucléon (NN) présentées sur la figure V.36, on déduit la section efficace inélastique des collisions NN à 5500 GeV qui est de l'ordre de 64 mb. Cette valeur est utilisée comme "input" dans les calculs du modèle de Glauber décrit dans le chapitre II et dans les résultats de calcul de N_{part} qui sont presentés sur la figure V.37 pour plusieurs énergies dans les collisions Pb+Pb, Au+Au et Cu+Cu, respectivement. Cette valeur de 64 mb est également utilisée dans les calculs du modèle optique décrits dans la Réf. [138]. Les valeurs des N_{part} pour les deux modèles (Glauber et optique) en fonction de la centralité pour les collisions $Pb + Pb$ à 5500 GeV sont présentées dans le tableau V.5.1. Dans les calculs des modèles de Glauber et optique on utilisait les paramètres typiques de la densité nucléaire de Woods-Saxon pour les collisions des noyaux d'Pb; la densité nucléaire normale $\rho_0 = 0.169$ fm^{-3}, et l'épaisseur de la surface d = 0.546 fm dérivée des données des interactions électron sur l'Pb. La charge radiale $R = 6.62$.

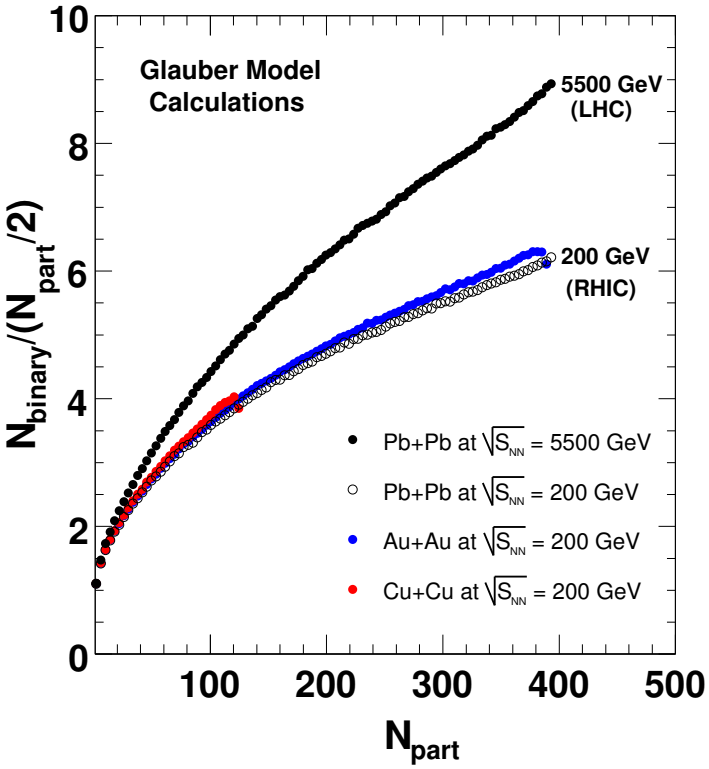


Figure V.37: Corrélations N_{coll} et N_{part} pour les collisions Pb+Pb, Au+Au et Cu+Cu (voir texte). Ces résulats sont obtenus en utilisant le modèle de Glauber. Les sections efficaces pour les collisions inélastiques Nucléon-Nucléon utilisées dans les calculs du modèle de Glauber sont: σ_{NN} = 42 mb à 200 GeV et 64 mb à 5500 GeV.

V.5.2 Prédictions de la densité des particules chargées à mi-rapidité dans $Pb + Pb$ au LHC et comparison au modèle CGC

En se basant sur les résultats obtenus au AGS, au SPS et au RHIC, qui sont présentés sur la figure V.38, on peut extrapoler ces résultats aux énergies du LHC dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5500 GeV. Les résultats de la figure montrent que la densité des particules chargées est indépendante de la taille des noyaux en collision mais elle dépend fortement de l'énergie de collisions. Pour extrapoler à l'énergie de LHC, 5500 GeV, on peut établir un fit quadratique des résultats du RHIC ou un fit linéaire pour les énergies du AGS, du SPS et du RHIC de la manière suivante:

V.5.2.a Comportement logarithmique quadratique du RHIC au LHC

Les résultats de la densité des particules chargées dans les collisions centrales (0-6%) Au+Au aux énergies du RHIC sont fités avec une fonction logarithmique quadratique de la forme suivante :

$$\frac{1}{\langle N_{part}/2\rangle} \times \frac{dN_{ch}}{d\eta} = 3.11 - 1.11\ \ln(\sqrt{s_{NN}}) + 0.23\ \ln(\sqrt{s_{NN}})\ \ln(\sqrt{s_{NN}}) \qquad \text{(V.20)}$$

Donc à l'énergie de LHC, la densité de particules chargées dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$= 5500 GeV

Centralité	calculs du Modèle de Glauber	calculs du Modèle Optique
Bin (%)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{part} \rangle$
0–3	384	402
3–6	347	365
6–10	309	325
10–15	266	279
15–20	224	236
20–25	187	197
25–30	156	163
30–35	129	135
35–40	105	108
40–45	84	85
45–50	66	68

Tableau V.2: Le nombre moyen de nucléons participants pour différentes sections efficaces, $\langle N_{part} \rangle$, pour les collisions $Pb + Pb$ à 5500 GeV. Les valeurs de $\langle N_{part} \rangle$ sont obtenues à l'aide des calculs du modèle de Glauber et du modèle optique, respectivement (voir texte). La section efficace pour les collisions Nucléon-Nucléon à 5500 GeV est de σ_{NN} = 64 mb et les paramètres de la densité nucléaire de Wood-Saxon sont, R_A = 6.62 et a = 0.546 pour les deux modèles. Pour la section efficace inélastique de 0-6%, la valeur de $\langle N_{part} \rangle$ est de 365.5 d'après le modèle de Glauber.

est de l'ordre :

$$\text{Fit quadratique : } \frac{1}{\langle N_{part}/2 \rangle} \times \frac{dN_{ch}}{d\eta} \text{ (central 0-6\%, Pb+Pb à 5500 GeV) = 10.61}$$

Les calculs du modèle de Glauber présentés dans la section precedente V.5.1 et dans le tableau V.5.1 permet de déduire que le $N_{part}(0-6\%)$ = 365.5 pour les collisions Pb+Pb à 5500 GeV. Ceci permet de déduire que:

$$\text{Fit quadratique : } \frac{dN_{ch}}{d\eta} \text{ (central 0-6\%, Pb+Pb à 5500 TeV) = 1939.1}$$

Note importante: il faut noter que cette extrapolation a été faite en utilisant uniquement les résultats du RHIC:

- Le résultat de l'extrapolation pour $Pb + Pb$ à 2760 GeV (2.67 TeV) est :

$$\text{Fit quadratique : } \frac{1}{\langle N_{part}/2 \rangle} \times \frac{dN_{ch}}{d\eta} \text{ (central 0-6\%, Pb+Pb à 2760 GeV) = 8.75}$$

- la mesure récente de ALICE [139] est :

$$\frac{1}{\langle N_{part}/2 \rangle} \times \frac{dN_{ch}}{d\eta} \text{ (central 0-5\%, Pb+Pb à 2760 GeV) = 8.4 } \pm \text{ 0.3}$$

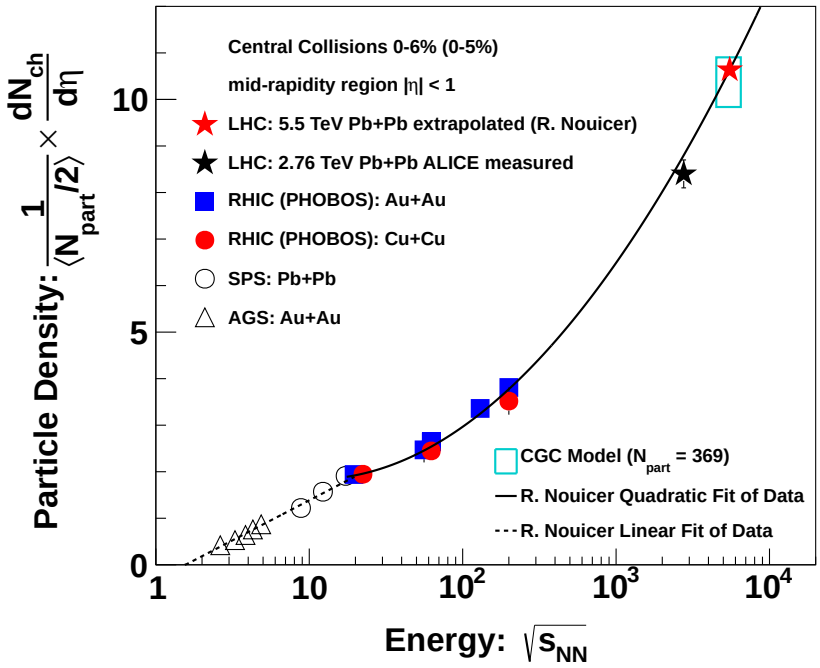


Figure V.38: La densité de pseudorapidité dans la région de mi-rapidité normalisée au nombre de paires de nucléons participants dans les collisions centrales de Cu+Cu et Au+Au montrées en fonction de l'énergie de collision. Les erreurs systématiques sont montrées avec les barres verticales. Les données de PHOBOS sont comparées aux données de basse énergie A+A [x]. La ligne en tiret est un fit linéaire valable pour toutes les données de PHOBOS [x]. Les prédictions de la densité de particles aux énergies de LHC dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$= 5 TeV sont également montrées sur la figure par le symbole star.

V.5.2.b Comportement logarithmique linéaire du AGS au SPS

Les résultats de la densité des particules chargées aux énergies d'AGS et SPS présentés sur la figure V.38 peuvent être fittés par une fonction logarithmique linéaire de la forme suivante :

$$\frac{1}{\langle N_{part}/2\rangle} \times \frac{dN_{ch}}{d\eta}(\text{central } 0-6\%) = -0.33 + 0.75 \ln(\sqrt{s_{NN}}) \qquad \text{(V.21)}$$

Cette équation est valable jusqu'à l'énergie 19.6 GeV des collisions Au + Au au RHIC.

V.5.3 Prédiction des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en 4π des collisions $Pb + Pb$ à LHC

V.5.3.a Procédure d'extrapolation de $dN_{ch}/d\eta$ en 4π du RHIC vers LHC

Afin de prédire les distributions de pseudorapidté de densité des particules chargées dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5500 GeV on suit les étapes suivantes :

- **première étape :** on sélectionne des collisions de centralité fixe (i.e. classe de centralité 0-6%), les distributions de pseudorapidité de densité des particules chargées, $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{part}/2\rangle$, des collisions Au + Au aux énergies du RHIC, $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6, 62.4, 130 et 200 GeV, sont divisées en cellules de

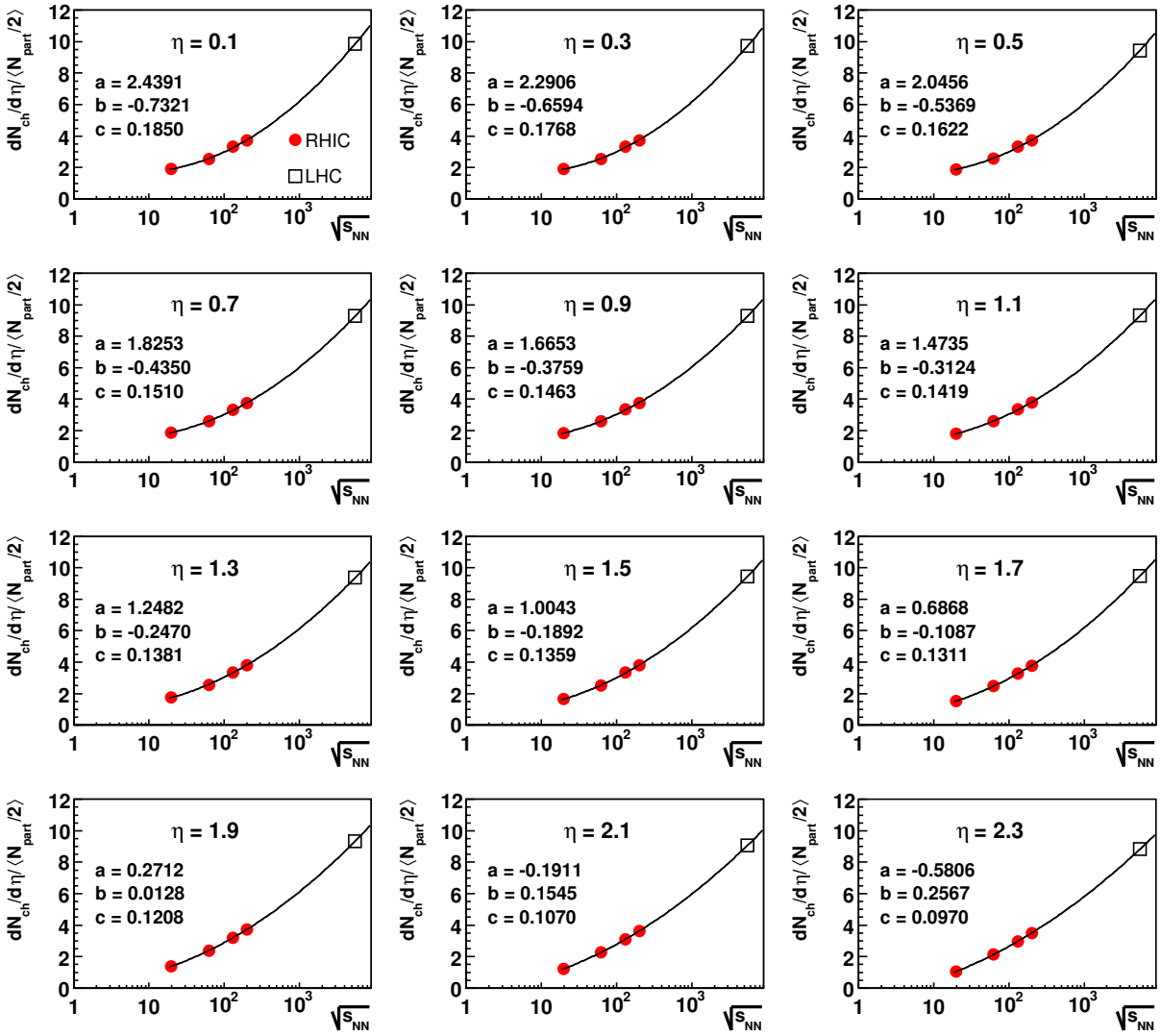


Figure V.39: Densité de pseudorapidité des particules chargées en fonction de l'énergie. Les points rouges correspondent aux résultats de PHOBOS dans les collisions Au + Au aux énergies du RHIC. Le symbole ouvert correspond aux prédictions des collisions Pb+Pb ́a l'énergie 5.5 TeV au LHC, obtenues à l'aide de l'extrapolation du fit quadratique (ligne continue) des résultats du RHIC.

pseudorapidité de largeur $\Delta\eta = 0.2$. Chaque cellule dans la région de pseudorapidité de - $2.3 \leq \eta \leq 2.3$ est fittée par une fonction logarithmique quadratique. Le fit permet d'extrapoler $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{part}/2\rangle$ à l'énergie de LHC (voir la section précédente V.5.2.a), $\sqrt{s_{NN}} = 5500$ GeV, comme il est montré sur la figure V.39. Cette étape a permis de prédire dans la région $|\eta| \leq 3.2$ la distribution $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{part}/2\rangle$ dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5500$ GeV au LHC. La raison pour laquelle ce fit est limité dans la région de pseudorapidité -2.3 $\leq \eta \leq$ 2.3 est liée au fait que le comportement plateau (le comportement logarithmique quadratique) de $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Au + Au est limité à cette région de pseudorapidité (voir les ditributions $dN_{ch}/d\eta$ de Au + Au sur la figure V.40.

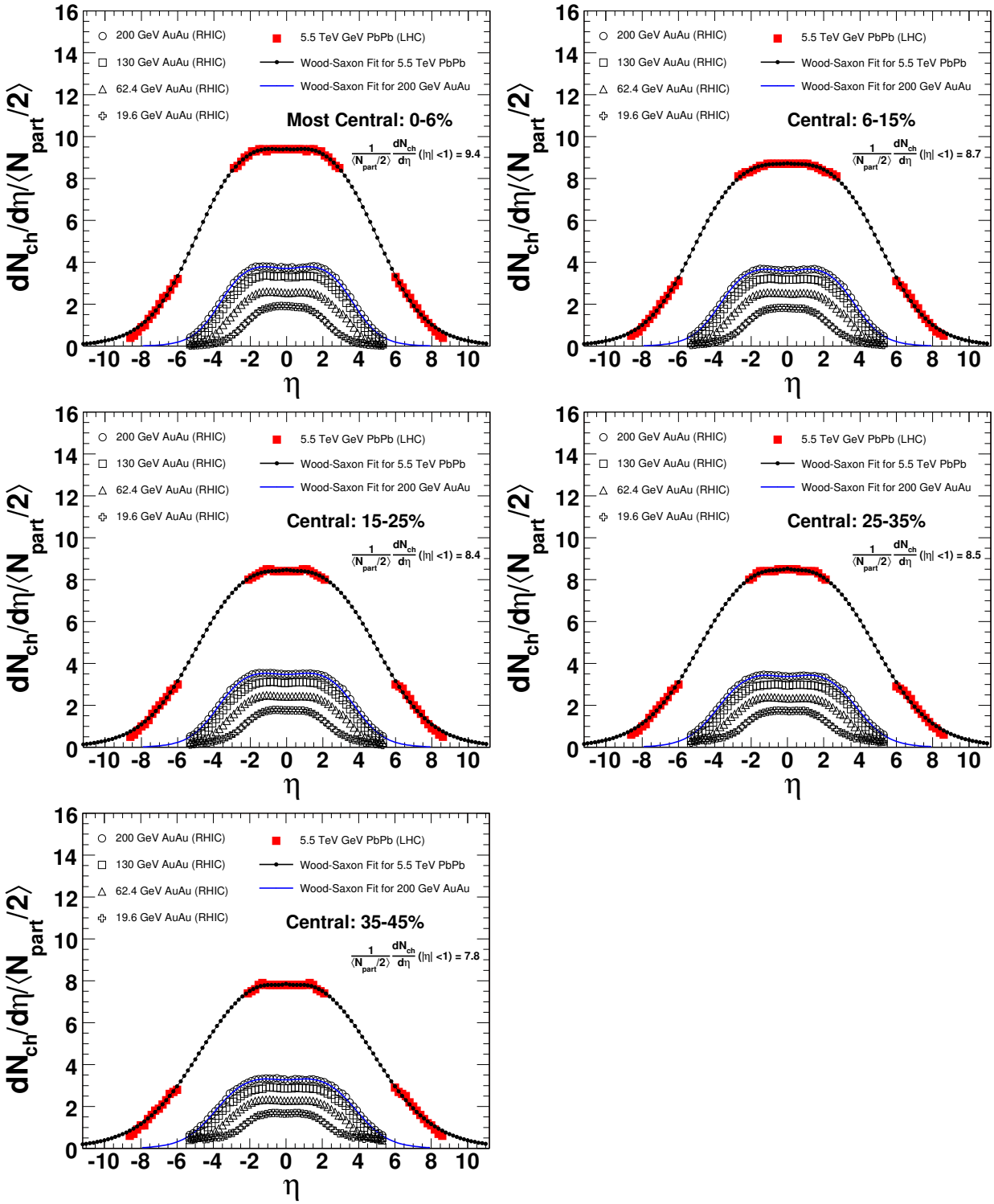


Figure V.40: Distributions de la densité de pseudorapidité des particules chargées des collisions Au + Au aux énergies du RHIC et les prédictions pour les collisions *Pb* + *Pb* à 5.5 TeV. Les predictions pour les collisions *Pb* + *Pb* sont obtenuees à l'aide du fit quadratique dans la région $|\eta| \leq 3.2$ présenté sur la figure V.39 en ajoutant les données de Au + Au dans la région de fragmentation (pour plus d'informations voir le texte). Les lignes continues et points-continues correspondent aux fits par la fonction de Wood-Saxon pour les collisions Au + Au et *Pb* + *Pb*. Le fit de Wood-Saxon (ligne continue avec des points) a permi d'extrapoler les predictions des collisions *Pb* + *Pb* de la region de mi-rapidité vers la région de fragmentation.

- **deuxième étape :** on a observé sur la figure V.25 que le phénomène "Limiting Fragmentation" (LF) est indépendant de l'énergie de la collision et de la taille des deux noyaux en collision. Donc on peut supposer que LF est conservé dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 5500 GeV au LHC. Avec cette hypothèse, on déplace LF des régions ($|\eta| \geq 2.7$ des collisions Au + Au à 200 GeV par une quantié $\Delta\eta = y^{PbPb}_{beam}(5500GeV) - y^{AuAu}_{beam}(200GeV)$ = 8.68-5.375 = 3.31 pour créer la région de fragmentation des collisions $Pb + Pb$.

- **troisième étape :** comme il est présenté sur la figure V.40 pour chaque centralité, on observe que le fit de Wood-Saxon (line en blue) reproduit très bien les résultats des distributions $dN_{ch}/d\eta/\langle N_{part}/2\rangle$ des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 200 GeV. En appliquant le même type de fit de Wood-Saxon aux distributions des collisions $Pb + Pb$ pour la région de mi-rapidité ($|\eta| \leq 2.3$) et pour les régions de fragmentation, LF, ($|\eta| \geq 2.7$), on peut compléter la distribution des collisions de $Pb + Pb$ avec les résulats obtenus du fit.

Il faut noter que cette méthode d'extrapolation de $dN_{ch}/d\eta$ du RHIC vers LHC est appliquée individuellement pour chacune des classes de centralité des Au + Au : 0-6%, 6-15%, 15-25%, 25-35% et 35-45%.

V.5.3.b Prédictions des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en 4π pour différentes classes de centralité dans les collisions $Pb + Pb$ à 5.5 TeV au LHC

En utilisant la méthode d'extrapolation discutait dans la section précédente, la figure V.41 montre la prédiction des distributions de pseudorapidité des particules chargées primaires, $dN_{ch}/d\eta$, dans les collisions $Pb + Pb$ à l'énergies LHC $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 5500 GeV pour différentes classes de centralité 0-6%, 6-15%, 15-25%, 25-35% et 35-45%. L'amplitude et la largeur des distributions $dN_{ch}/d\eta$ augmentent en fonction de la centralité. L'évolution de la distribution $dN_{ch}/d\eta$ montre qu'il y a une transition douce entre la région de mi-rapidité ($|\eta| < 1$) et la région de la fragmentation (grande valeur de $|\eta|$). Pour vérifier que le phénomème de Limiting Fragmentation (LF) est conservé durant l'extrapolation on trace sur la figure V.42 les résultats des distributions $dN_{ch}/d\eta'/\langle N_{part}/2\rangle$ des collisions Au + Au aux énergies du RHIC et les prédictions des collisions $Pb + Pb$ a l'énergie du LHC pour deux classes de centralité 0-6% et 35-45%.

La comparaison des distributions $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Au + Au aux énergies du RHIC, $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 19.6, 62.4, 130 et 200 GeV avec les prédictions pour les collisions $Pb + Pb$ a l'énergie du LHC, $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 5500 GeV, pour les classes de centralité 0-6%, 6-15%, 15-25%, 25-35% et 35-45% est montrée sur la figure V.43. Le nombre de participants N_{part} et la valeur de $dN_{ch}/d\eta$ dans la région de mi-rapidité pour des collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 5500 GeV sont tabulés sur la figure V.43.

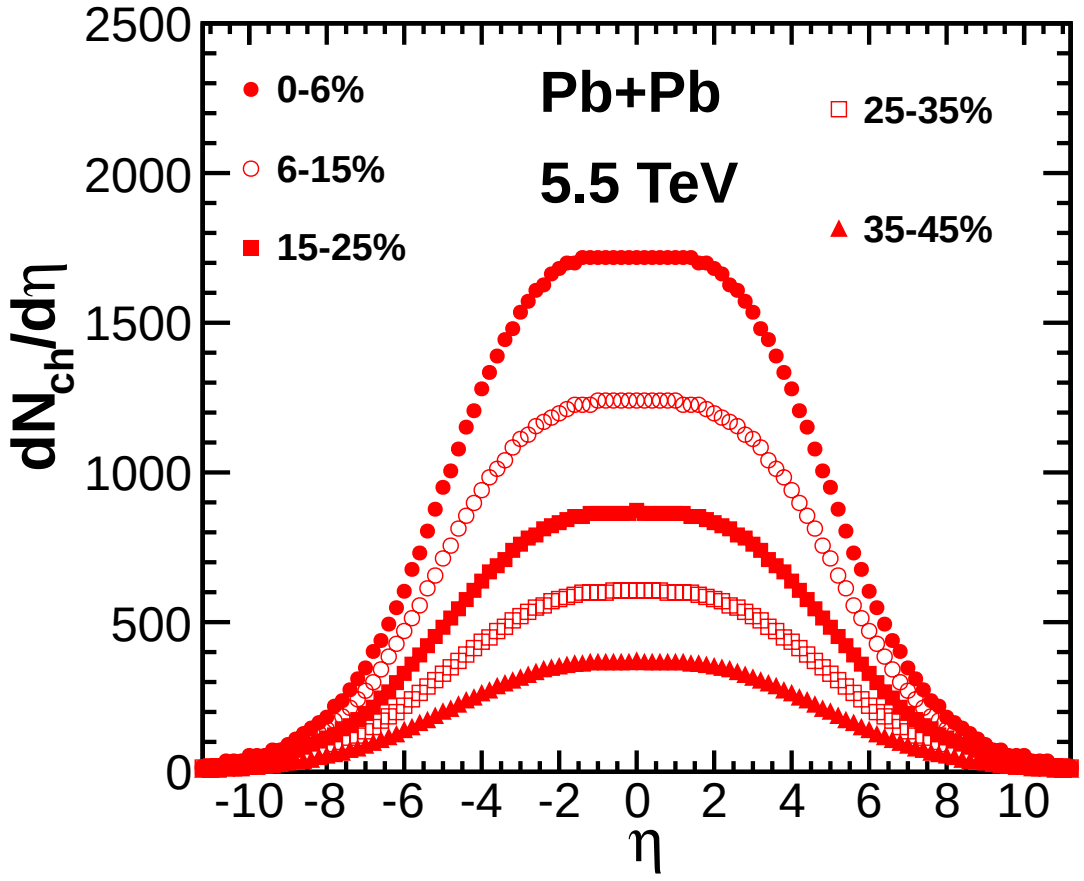


Figure V.41: Prédictions des distributions en pseudorapdité des particules chargées présentées en fonction de la centralité dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5500 GeV. La procédure de prédiction est décrite dans le texte section V.5.3.a.

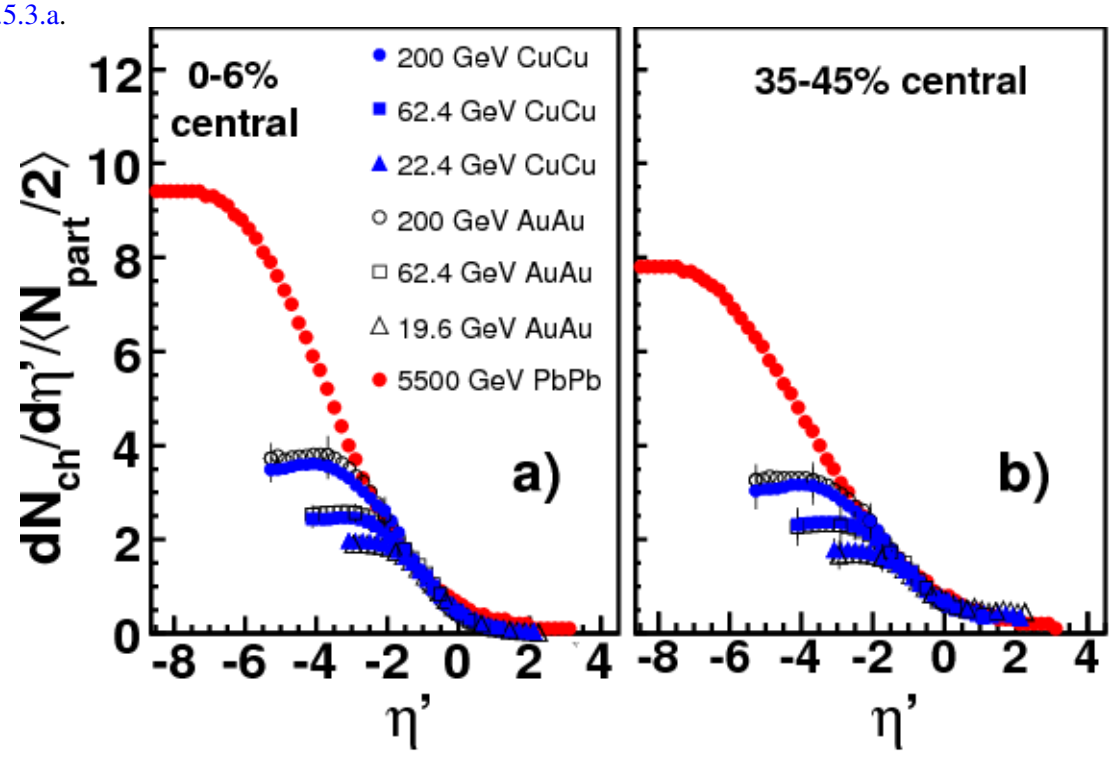
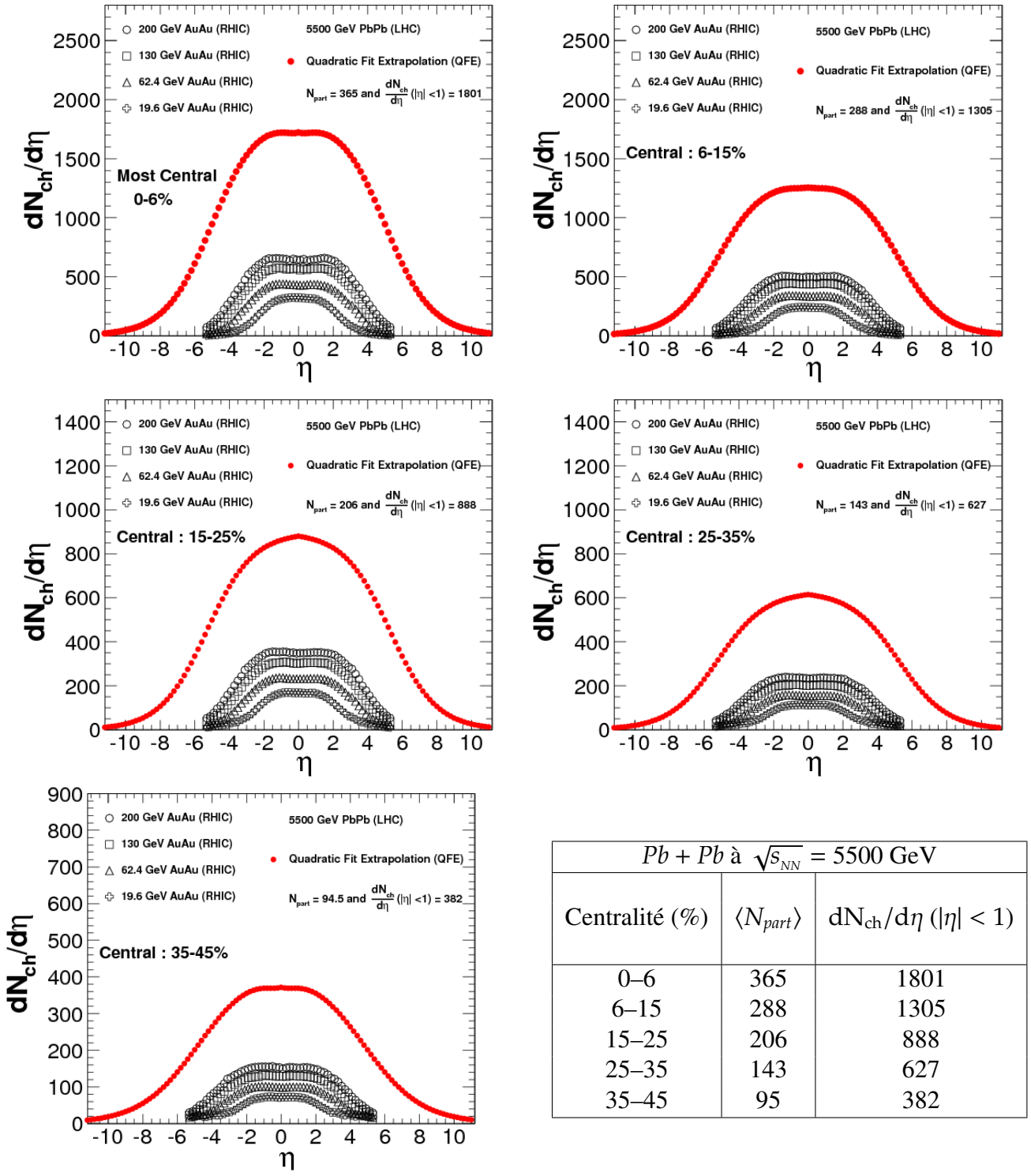


Figure V.42: Données de Cu+Cu, Au+Au aux énergies de RHIC et prédictions $Pb + Pb$ à 5500 GeV (LHC), tracées comme $dN_{ch}/d\eta'$ par paire de nucléons participants, où $\eta \equiv \eta' - y_{beam}$ pour a) 0 – 6% central et b) mi-central de 35 – 45%. Les erreurs systématiques (90% C.L.) sont montrées pour des points typiques choisis.



$Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5500 GeV		
Centralité (%)	$\langle N_{part} \rangle$	$dN_{ch}/d\eta$ ($\|\eta\| < 1$)
0–6	365	1801
6–15	288	1305
15–25	206	888
25–35	143	627
35–45	95	382

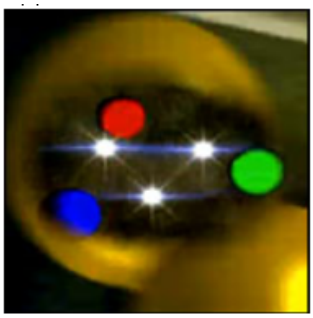
Figure V.43: Dépendance en centralité des distributions $dN_{ch}/d\eta$ des collisions Au + Au aux énergies du RHIC, $\sqrt{s_{NN}}$ = 19.6, 62.4 , 130 et 200 GeV, et les prédictions $dN_{ch}/d\eta$ pour des collisions $Pb + Pb$ au LHC, $\sqrt{s_{NN}}$ = 5500 GeV. Les prédictions en utilisant le comportement logarithmique linéaire dans la région de mi-rapidité sont présentées par la ligne en bleu. Dans chaque panneau de classe de centralité on a indiqué le nombre N_{part} et la valeur de $dN_{ch}/d\eta$ dans la région de mi-rapidité $|\eta| < 1$.

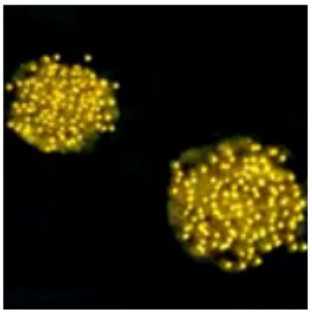
Chapitre VI

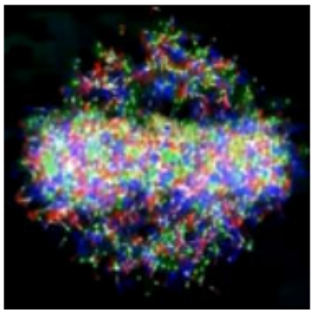
Points Culminants des Résultats du RHIC: “Fluide Quasi Parfait de Quarks et de Gluons”

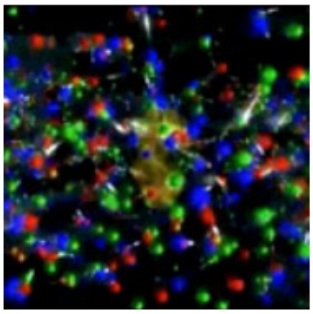
“C’est un progrès incontestable que de connaître la forme et les dimensions exactes de la terre, mais qu’elle soit ronde ou plate ne change pas grand chose au sens de l’existence”
Jean−François Revel et Matthieu Ricard - Le Moine et le Philosophe

http: //www.bnl.gov/rhic/newPhysics.asp


Gluons and quarks


Ions about to collide


Just after collision


The "perfect" liquid

VI.1 Introduction

VI.1.1 Découvertes de RHIC

Les recherches au RHIC ont produit une grande richesse de découvertes scientifiques, et quelques grandes surprises. Celles-ci ont fourni de nouvelles avancées dans les calculs de QCD ouvrant une foule de questions ouvertes et passionnantes. Les expériences de RHIC ont fourni des preuves solides sur la création d'un nouvel état de la matière nucléaire thermalisée ayant une densité d'énergie très élevée et un comportement collectif dynamique semblable à un liquide presque parfait [41]. Il y a des indications fortes que cette matière thermalisée est issue d'un état de densité de haute énergie de gluons [142].

Cette nouvelle matière du RHIC, sa densité et sa section efficace d'interaction importante ne sont pas compatibles au degré de liberté hadronique. Au contraire le milieu montre l'expansion collective avec un rapport viscosité sur entropie extraordinairement petit, suggérant l'emploi du terme "liquide parfait". Cette image émerge de ces nouvelles découvertes fondamentales :

◆ L'écoulement collectif (flot) des particules présente une grande anisotropie dans les collisions nucléaires non centrales Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ =$\tilde{2}$00 GeV. Ces mesures ont été reproduites par les calculs du modèle hydrodynamique idéal (des calculs avec une viscosité nulle). Ceci indique que la matière nucléaire produite au RHIC dans les collisions non centrales Au + Au flot comme un liquide avec une viscosité nulle que l'on nome "liquide parfait".

◆ Le rendement (taux de production) et le flot des mésons versus (anti-) baryons établi un phénomène de "scaling" qui indique que le flot collectif a été introduit au niveau des quarks, avec les hadrons étant formés plus tard par le processus de coalescence des quarks. On observe également que le taux de production est grand pour les (anti-) baryons par rapport aux mésons dans la région des impulsions transverse intermédiaires ($2 < p_T < 6$ GeV/c), en conjonction même temps qu'une normalisation "scaling" du rapport de la production de ces particules à leur écoulement collectif anisotrope avec le nombre de quarks de valence (c-a-d v_2/n où $n = 2$ pour les mésons et $n = 3$ pour les (anti-) baryons).

◆ Cette nouvelles matière, PQG, est presque opaque aux quarks et aux gluons d'énergie modérée traversant, mais transparent aux photons. Le "quenching" des jets de particules engendrées par ces quarks et gluons est attribuée à la perte rapide d'énergie du parton, cette perte est partagée parmi les moments des particules molles (soft) sortant distribuées largement dans l'angle entourant l'axe du jet. En détail, la suppression de la production de particules de très grande impulsion transverse est une indication du processus du «jet quenching» dans les collisions centrales Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Ceci indique que le milieu créé est presque opaque. Une qautre observation inattendue relie au milieu créé, la forte suppression étonnante des électrons et positrons de saveurs lourdes avec une très grande impulsion transverse qui a été observée dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, où ces $e^{\pm}$ sont issus de la décroissance des saveurs lourdes contenues dans les hadrons D- et B-mesons. Ce résultat prouve que les quarks de saveurs lourdes (quarks c et b) perdent de l'énergie rapidement de la même manière que les quarks légers (quarks u et d où s) contenus dans les hadrons de masses légères en traversant le PQG. Ce résultat a mené à la révision significative des mécanismes de la perte d'énergie de parton. J'ai presenté les résultats preliminaires des facteurs de modification nucleaire réflétant la perte d'énergie des électrons et positrons de saveurs lourdes issue séparement

de la décroissance des D- et B-mesons à la conférence Quark Matter 2012 en utilisant le nouveau détecteur PHENIX-VTX pour lequel j'ai participé à la construction (voir chapitre III).

◆ Les spectres des photons thermiques rayonnement pendant les collisions, en accord avec des calculs d'hydrodynamique, indiquent que la matière s'équilibre à une température initiale ≥ 300 MeV; ou 4 trillion de Kelvin, environ deux fois la température de transition de PQG prévue par le modèle lattice QCD.

◆ Une observation inattendue, une trop basse production de la multiplicité des hadrons dans les collisions aux énergies du RHIC, et la découverte que les particules de très grandes impulsions transverses sont supprimées dans la direction avant dans des collisions de d + Au, menant à une image détaillée d'une forte saturation de gluon, comme il est prévu par la théorie du condensat de verre coloré "CGC".

Ensemble, ces découvertes établissent que les collisions à l'énergie maximal du RHIC, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, ont produit une matière déconfinée de PQG qui se comporte comme un fluide relativiste presque parfait. La basse viscosité et le jet "quenching" ainsi que la thermalisation très rapide suggèrent que les constituants du fluide sont fortement corrélés. Ces découvertes soulèvent également un certain nombre de questions plus aiguës qui nécessitent d'être explorées pendant la prochaine décennie, à chacun des deux cites expérimentaux RHIC et LHC, et qui demandent également plus de recherches théoriques.

VI.1.2 Collisions $p + p$ comme référence pour la physique des ion lourdes

Alors qu'elles sont intéressantes par elles-mêmes, les collisions $p + p$ fournissent une référence indispensable à l'interprétation des collisions d'ions lourds comme la caractérisation du milieu créé dans les collisions Au + Au par le facteur de modification nucléaire au RHIC et LHC. Quelques caractéristiques des collisions de $p + p$ sont les suivantes :

◆ **Un système plus simple :** une collision de $p + p$ a moins de particules qu'une collision de deux ions lourds. Les collisions les plus centrales d'ions lourds peuvent produire jusqu'à 1000 ($N_{coll} \sim 1000$) collisions distinctes de nucleon+nucleon, une collision de $p + p$ implique seulement une seule collision ($N_{coll} = 1$).

◆ **Pas d'effets collectifs :** on n'a pas observé d'effets collectifs d'anisotropie dans les collisions $p + p$ tels que l'écoulement transversal anisotrope observé dans des collisions d'ion lourds. Ceci signifie qu'une normalisation correcte des collisions de $p + p$ peuvent servir comme modèle au système Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sans effets collectifs. Il a été spéculé que des effets collectifs (le flot) commencerait à apparaître dans des collisions de multiplicité élevées de $p + p$ à LHC mais ceci reste à prouver. Si on considère la densité d'énergie comme étant le paramètre crucial ceci certainement pourrait être une possibilité si suffisamment d'énergie était portée par les protons en collision.

◆ **Étude des jets**: dans les collisions d'ions lourds, l'observation de la suppression de la production des particules à grande impulsion transverse est souvent attribuée aux interactions des jets. Les études de $p + p$ permettent de faire des études détaillées des jets dans un environnement plus fondamental puisque le mécanisme de la production de jet est lié aux interactions dures de q+q (quark-quark).

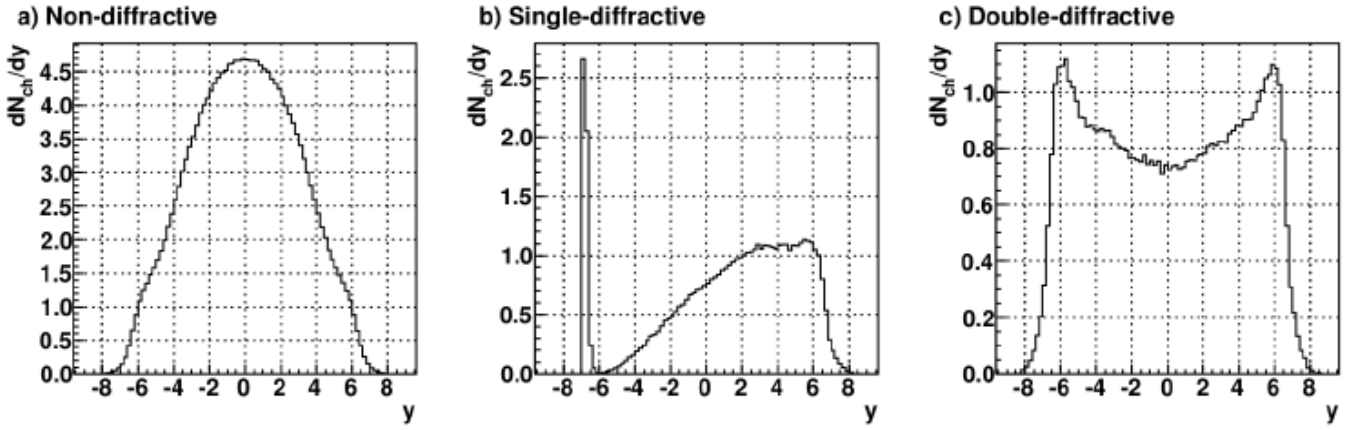


Figure VI.1: Simulation de PYTHIA pour $dN_{ch}/d\eta$ par évènement pour les processus non diffractif (ND), diffractif simple (SD) et double diffractif (DD) dans des collisions $p + p$ [145].

Sachant que le système dans les collisions $p + p$ peut être étudié d'une manière simple, ceci n'implique pas nécessairement qu'il est plus simple que mesurer les propriétés des collisions d'ions lourds. Il y a plusieurs raisons à cela. Premièrement, tous les effets de l'accélérateur qui polluent les observations affecteront les résultats des collisions de $p + p$ parce que la production de particules est beaucoup plus faible dans ces collisions. Il est donc plus aisé de distinguer le signal et le bruit dans des collisions d'ions lourds où les multiplicités plus élevées induieront un signal « claire ». Deuxièmement il peut y avoir des problèmes avec le déclenchement (trigger) dans les collisions de $p + p$ où la basse multiplicité le rend plus dur pour détecter les événements. Elles exigent des simulations précises pour étudier et corriger la faible efficacité de déclencheur (trigger).

VI.1.2.a Diffraction dans les collisions $p + p$

Pour la collision de $p + p$, nous considérerons deux classes d'événements : inélastique (INEL) et Non-simple Diffractive « Non-Single Diffractive » (NSD). Dans cette section nous discuterons leurs propriétés. Quand deux protons se heurtent, la collision peut être élastique (conservation d'énergie cinétique) ou inélastique (sans conservation d'énergie cinétique). En d'autres termes, les collisions inélastiques ont peu d'intérêt pour la physique nucléaire et la physique des particules. En outre il est très difficile de mesurer expérimentalement les collisions élastiques en tous cas. Par conséquent, seulement des collisions d'INEL seront considérées. La définition de la diffraction est la suivante [143, 144] :

"Une réaction dans laquelle aucun nombre quantique n'est échangé entre les particules en collision, à hautes énergies, est une réaction diffractive."

Théoriquement parlant, la diffraction est une interaction du pomeron, une particule intermédiaire de QCD, entre les protons. Si seulement un des protons se comportent diffractivement nous appelons la collision diffractif simple «Single Diffractive» (SD) et si le deux protons montrent un comportement diffractif la collision s'appelle double diffractif «Double Diffractive» (DD). Le nom NSD implique que les collisions sont alors des collisions qui sont INEL (inélastiques) et pas SD. Des collisions qui sont INEL mais ni SD ou DD sont marquées non diffractives (ND). Les classes des collisions ont les propriétés très différentes. La figure VI.1 montre une simulation PYTHIA de dN_{ch}/dy pour des collisions de ND, SD et

de DD. À partir des distributions dans la figure VI.1, il est clair que le dN_{ch}/dy par événement de NSD doit être prévu pour être plus haut que celui des collisions d'INEL parce que les collisions d'INEL incluent les collisions SD qui ont la faible multiplicité.

VI.1.3 Collisions d + Au pour étudier l'état initial de la matière nucléaire

Les collisions de Deuton-or, d + Au, sont également de grande utilité pour comprendre les collisions d'Au + Au et la physique de PQG mais leur rôle est différent. Elles ne sont pas une référence pour des collisions d'Au + Au de la manière que les collisions de $p + p$ le sont parce qu'elles impliquent un milieu nucléaire - le noyau d'Au lui-même. Dans la collision semi-lourde d'ion comme les collisions d + Au il n'y a pas un milieu dense chaud formé, mais tous les effets non trouvés dans $p + p$ qui sont dus au milieu nucléaire «froid» du noyau relativiste d'Au, peuvent être étudiés dans d + Au.

Pour comprendre quelle partie de la physique mesurée dans les collisions Au + Au est réellement due au PQG nous devons pouvoir démêler premièrement les effets de l'état initial, que nous pouvons caractériser dans des collsions de d + Au. Retournant à l'exemple du facteur de modification nucléaire ,R_{AuAu}, nous pouvons définir un facteur de modification nucléaire également dans des collisions d + Au, R_{dAu}, et l'utilisation de d + Au comme une expérience de contrôle en comparant ceci au R_{AuAu} des collisions d'Au + Au. Après tout on pourrait imaginer que la suppression forte observée dans le R_{AuAu} est due aux effets de «shadowing» de l'état initial et dans ce cas nous nous attendrions à ce que R_{dAu} présente, de façon similaire, une suppression des particules chargées.

Cependant, nous devons être prudents de nous référer aux collisions d + Au comme expérience de contrôle, parce qu'elle n'est pas entièrement controllée. Il y a beaucoup de conditions de l'état initial du noyau d'Au qui ne sont pas encore entièrement compris. La compréhension du noyau relativiste d'Au est elle-même une sonde fructueuse de notre connaissance de QCD et de ses implications. L'option d'employer des données de $p + p$ seulement comme référence est également valable car les collisions de $p + p$ sont aussi un sujet valable d'étude par lui même indépendemment.

VI.2 Synthèse des résultats de RHIC

VI.2.1 Conditions initales

VI.2.1.a Densité d'énergie au RHIC

Une condition préalable pour créer un plasma de quarks et de gluons (PQG) est d'établir un système avec une densité d'énergie suffisamment grande. D'après les prédictions des calculs sur réseau (QCD), pour reproduire la matière nucléaire PQG, la densité d'énergie doit atteindre au moins ~ 1 GeV/fm^3. Donc le fait que cette densité d'énergie soit créée dans des collisions de RHIC est un ingrédient de base établissant la création d'un PQG à RHIC. La densité d'énergie est définie comme le rapport de l'énergie du milieu formé au volume de ce milieu.

En se basant sur le modèle de Bjorken [29], l'énergie déposée dans le milieu est approximativement la qualité d'énergie incidente (donc longitudinale) qui a été transfomée en énergie transverse lors de la collision. Cette énergie se retrouve, dans l'état final, sous forme d'énergie transverse des particules produites. Aux énergies ultra-relativistes, les noyaux peuvent être visualisés dans le référentiel du centre

de masse comme des disques très fins à cause de la contraction de Lorentz. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- le temps de recouvrement (ou chevauchement) des noyaux est :

$$\tau_{crois} = 2R/\gamma \tag{VI.1}$$

  où γ est le facteur de Lorentz dans le référentiel du centre de masse, est plus petit que le temps caractéristique de l'interaction forte $\tau_{forte} \sim 1/\Lambda_{QCD} \sim 1$ fm/c. R est le rayon des noyaux projectiles.

- la distribution de la multiplicité de particules en fonction de la rapidité présente un plateau à mi-rapidité. Ceci est vérifié expérimentalement, par exemple, dans les collisions Au + Au aux énergies de RHIC par PHOBOS [117, 146] et dans les collisions $p + p$ aux énergie du RHIC par PHOBOS [133, 146], proton-antiproton aux énergies Tevatron par CDF [147] et aux énergies SPS [29] . Cette condition est nécessaire pour générer une densité d'énergie uniforme dans l'ensemble du volume considéré et assurer que l'évolution spatio-temporelle est similaire dans tous les référentiels proches du référentiel du centre de masse.

Le temps τ après l'entrecroisement des noyaux est appelé temps initial de formation notée parfois τ_0 (celui-ci correspond au temps de l'écoulement depuis la collision); nous considérons le volume en forme de disque, centré dans le lieu d'entrecroisement, avec une épaisseur $2\Delta d$ sur l'axe du faisceau (axe z) et avec un rayon $R \sim 1.124 \times A^{1/3}$ dans le plan transverse. C'est à dire le volume est la surface transverse (πR^2) de chevauchement des noyaux multipliée par la longueur du cylindre (d). Lors de l'entrecroisement des noyaux, des collisions entre les nucléons et/ou les partons auront lieu et des particules seront produites uniformément en fonction de la rapidité, y. La vitesse selon l'axe z pour chaque particule émise est $\beta_z = \tanh(y)$. En conséquence, seulement les particules avec une vitesse inférieure à $\Delta d/\tau$ se trouveront encore dans le volume considéré à l'instant τ après l'entrecroisement. Si Δy représente le domaine de rapidité des particules émises qui se trouvent dans le volume V dans l'instant τ , au premier ordre et autour de la rapidité nulle, Δy est estimé comme :

$$\Delta y = \frac{2\Delta d}{\tau} \tag{VI.2}$$

L'énergie totale contenue dans le volume V sera :

$$E = \frac{2\Delta d}{\tau} \times |\frac{dE}{dy}|_{y=0} \tag{VI.3}$$

où dE/dy est l'énergie émise lors des interactions fortes par unité de rapidité à rapidité nulle.

Nous pourrons alors calculer la densité d'énergie initiale ϵ_{Bj} produite lors des collisions. Elle prend en compte la mesure de l'énergie transverse totale des collisions E_T, de la surface transverse de chevauchement entre les nucléons $A_\perp$ (qui dépend du paramètre d'impact b) et le temps initial de formation τ. Pour les collisions les plus centrales c'est-à-dire à paramètre d'impact nul (b = 0), le chevauchement des nucléons projectiles est total et $A_\perp \rightarrow \pi R^2$ avec R le rayon des noyaux projectiles. Donc la densité d'énergie initial ϵ_{Bj} est :

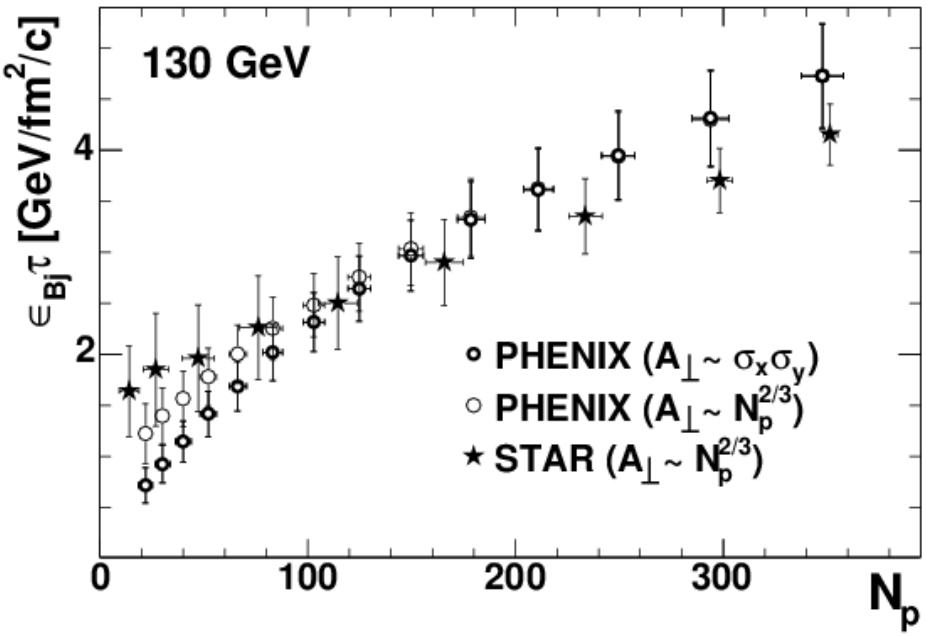


Figure VI.2: La densité d'énergie est calculée à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV dans les collisions Au + Au en utilisant $A_\perp \sim \sigma_x \times \sigma_y$ et $A_\perp \sim N_{part}^{2/3}$ comme zone transverse de chevauchement [148].

$$\epsilon_{Bj} = \frac{1}{A_\perp \tau} \times \frac{dE_t}{dy}|_{y=0} = \frac{1}{\pi R^2 \tau} \times \frac{dE_t}{dy}|_{y=0} \tag{VI.4}$$

L'énergie transverse dE_t/dy correspond à la somme des énergies transverses des particules produites dans un cône d'angle solide fixe lors des collisions (par unité de rapidité). L'énergie transverse est définie comme

$$E_t = \sum_i E_i \sin\theta_i \tag{VI.5}$$

avec θ_i l'angle polaire. Pour prendre en compte les baryons initiaux (provenant des faisceaux), l'énergie transverse sera évaluée comme $E_i = E_i^{tot} - m_N$ (E_i^{tot} qui est l'énergie totale de la particule détectée et m_N est la masse d'un nucléon) pour les baryons $E_i = E_i^{tot} + m_N$ pour les anti-baryons et E_i^{tot} pour les mésons, respectivement.

La zone transverse de chevauchement est généralement déduite du modèle de Glauber. Dans l'expérience PHENIX par exemple, cette zone est définie comme $A_\perp \sim \sigma_x \times \sigma_y$ où $\sigma_{x,y}$ sont les largeurs des distributions des nucléons participants dans le plan transverse. Une autre définition considérée par l'expérience STAR est d'utiliser l'approximation $R = r_0 \times A^{1/3}$ où $r_0 = 1{,}3$ fm et $A = N_{part}/2$ ainsi $A_\perp \sim N_{part}^{2/3}$.

La figure VI.2 montre une comparaison des densités d'énergie calculées avec $A_\perp \sim \sigma_x \times \sigma_y$ et $A_\perp \sim N_{part}^{2/3}$ pour les collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV (mesures de l'expérience PHENIX et de STAR) [148]. Les densités d'énergie calculées avec la même mesure de l'énergie transverse (PHENIX), mais avec une définition de $A_\perp$ différente, sont compatibles. L'approximation $R = r_0 \times A^{1/3}$ considère le noyau comme une simple sphère

Machine	Type	Faisceau	$\sqrt{s_{NN}}$GeV/A	ϵ_{Bj} (GeV/fm^3)
BNL - AGS	Cible fixe	*Au*	5	1,5
CERN - SPS	Cible fixe	*Pb*	17	3,9
BNL - RHIC	Collisionneur	*Au*	130	4,7
BNL - RHIC	Collisionneur	*Au*	200	5,5
CERN - LHC	Collisionneur	*Pb*	5500	10

Tableau VI.1: Les valeurs de la densité d'énergie ϵ_{Bj} présentées pour des types de faisceau des ions lourds en collision symétrique aux différentes machines dédiées à l'étude des collisions d'ions lourds en supposant que le temps initial de formation τ = 1 fm/c.

et ne prend pas en compte l'épaisseur de peau des noyaux dont les effets sont dominants dans les collisions les plus périphériques. Ceci explique que les densités d'énergie calculées par les deux définitions de $A_\perp$ s'écartent dans les collisions périphériques. Les faibles différences de densités d'énergie observées entre les expériences PHENIX et STAR viennent des mesures de l'énergie transverse. Toutefois, les résultats restent compatibles dans les barres d'erreur.

Le temps initial de formation τ est historiquement pris à τ = 1 fm/c, il correspond au temps de formation des particules créées dans la collision. Le tableau VI.1 résume les densités d'énergie initiales atteignables (dans les collisions les plus centrales) avec différentes machines et faisceaux en supposant un temps de formation τ = 1 fm/c.

Il faut noter que dans les collisions produites à l'AGS en or-or et celles au SPS en plomb-plomb, le temps de recouvrement des noyaux (t = 2R/γ, où γ est le facteur de Lorentz) est plus long que τ = 1 fm/c à savoir t = 5,3 fm/c et 1,6 fm/c respectivement. A l'inverse, au RHIC le temps de croisement est plus petit et est de t = 0,13 fm/c. Ainsi, le temps initial de formation pris à τ = 1 fm/c donne seulement une indication de la densité d'énergie, mais ne peut être utilisé tel quel pour comparer les densités d'énergie à différentes énergies incidentes de collision.

Le temps pendant lequel la densité d'énergie est supérieure à la densité 1 GeV /fm^3 correspond au temps de vie du PGQ. Au RHIC, il est de l'ordre de 5 fm/c.

Rappel: suivant le scénario de Bjorken, les différentes phases de la collisions sont :

◆ **Phase de formation**
Dans cette phase, la densité d'énergie initiale peut alors être estimée en supposant que le temps nécessaire pour la formation de particules est le temps caractéristique de l'interaction forte $\tau_{form} \sim \tau_{fort} \sim 1/\Lambda_{QCD} \sim 1$ fm/c.

◆ **Phase de thermalisation**
Les particules à l'intérieur du volume vont interagir entre elles. Nous pouvons donc supposer que le système thermalisera à un instant $\tau = \tau_{ther}$.

◆ **Phase d'expansion longitudinale**
Pour des instants $\tau \geq \tau_{ther}$, nous pourons imaginer que le système va se comporter comme un fluide et les lois de l'hydrodynamique relativiste peuvent être appliquées. Tout d'abord, il faudra espérer une

expansion longitudinale avec une dépendance de la densité d'énergie. L'expansion longitudinale sera une bonne approximation jusqu'à des instants $\tau \leq \tau_{long} \sim R$.

◆ **Phase d'expansion tridimentionnelle et phase de gel**
Pour des temps $\tau \geq \tau_{long}$, le système subira une expansion tridimensionnelle jusqu'à éventuellement atteindre l'instant de gel «freez-out» τ_{gel}, à partir duquel les particules n'interagissent plus entre elles, voyagent dans le vide, décroissant électromagnétiquement et faiblement et finissent par arriver au système de détection. Naivement, la phase de gel aura lieu quand le libre parcours moyen des particules est de l'ordre de la taille du système $\lambda \sim R$. Pour une section efficace d'interaction de 10 mb, cela correspond à une densité de l'ordre de 0.15 particules par fm^3 et donc une densité d'énergie de $\epsilon_{gel} \sim 0.15\ fm^{-3} \times 0.5\ GeV \sim 0.075\ GeV/fm^3$. La phase de gel aura lieu dans la phase du gaz de hadrons.

VI.2.1.b Condensat de verre de couleur (CGC)

Le principe des conditions initiales de Glauber consiste à supposer que la distribution de matière dans les noyaux est similaire à haute et basse énergie [69], l'approche CGC (condensat de verre de couleur) est différente [149, 150, 151]. Cette fois les nucléons sont considérés comme composés de quarks de valence, ainsi que de "wee-partons". Ces "wee" peuvent être soit des paires de quarks de la "mer", soit des gluons. Dans le cas des modèles d'impulsion infinie (on néglige la masse des partons et leurs impulsions transverses dans les calculs de la probabilité d'interaction. Les noyaux sont donc considérés comme un ensemble de particules libres d'impulsion transverse négligeable), le nombre d'occupation maximal des gluons est d'ordre $1/\alpha_s$. Cette limite est atteinte pour des gluons d'impulsion transverse $k_t \leq Q_s$, où Q_s dénote une échelle d'énergie appelée échelle de saturation. A haute énergie, on peut ainsi considérer le noyau comme composé de gluons ayant une extension purement transverse (contraction des longueurs) et statique (dilatation du temps).

La motivation condensat de verre et de couleur provient de l'expérience HERA qui a mesuré une augmentation forte de la densité de gluons dans les protons en fonction de l'énergie. Lors des collisions à très haute énergie (grand transfert d'énergie Q^2), on augmente la résolution spatiale de la sonde. Les quarks et les gluons dans les protons ne sont plus observés (au niveau des interactions) seuls : ils produisent des gluons qui se partagent l'impulsion. On dépeuple ainsi la région des grands x au profit des bas x, où la variable x est la fraction d'impulsion totale emportée par un parton donné : $x = \frac{pz}{p_{zmax}}$. Ainsi, à une résolution Q^2 donnée, la densité des gluons $xG(x, Q^2)$ augmente de façon inversement proportionnelle à x. A petit x ($x \sim 10^{-2}$), l'extension spatiale du gluon devient grande, les gluons se recouvrent spatialement, et par conséquent ceci augmente la probabilité d'interaction entre les gluons au sein du même nucléon. Parallèlement à l'augmentation de la densité de gluons dans le nucléon se produisent alors des interactions entre gluons (fusion des gluons) qui réduisent la densité des gluons : c'est le phénomène de saturation. Dans les collisions d'ions lourds à grande énergie incidente, on s'attend au même phénomène de saturation observé dans le proton : l'augmentation de la densité des gluons dans les nucléons à petit x amène de la même manière un recouvrement spatial de ces gluons, ce recouvrement se produit également entre les gluons des autres nucléons du noyau et permettent aux gluons de deux nucléons différents d'intéragir. Les distributions des partons dans un nucléon (lié dans un noyau) se comportent alors différemment des partons dans un proton.

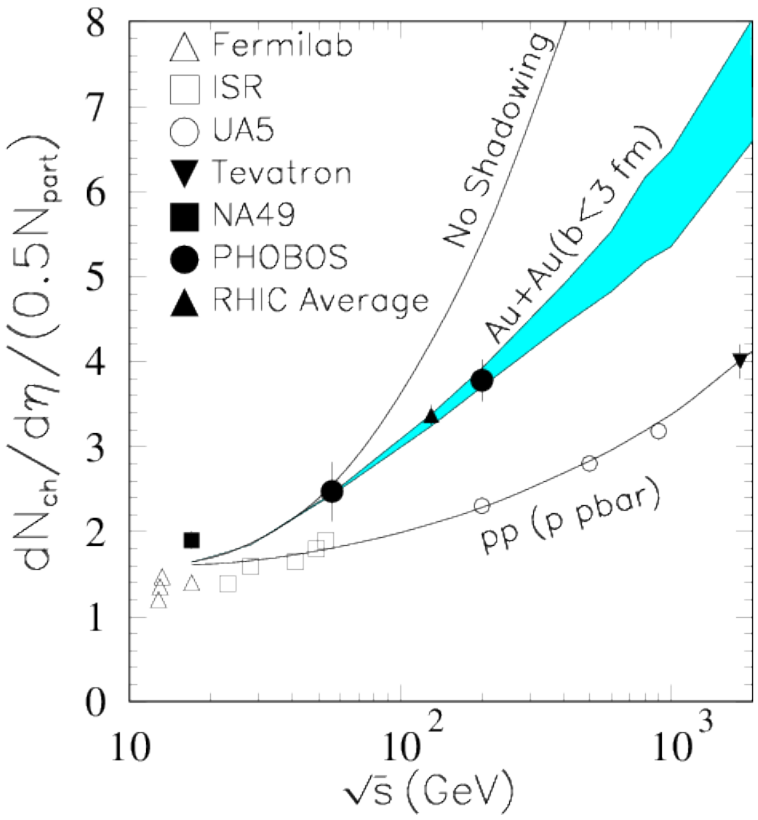


Figure VI.3: Pseudorapidité densité de particules chargées normalisée par le nombre de paires de nucléons participants en fonction de l'énergie dans le centre de masse c.m, $\sqrt{s_{NN}}$, pour les collisions plus centrales Au + Au (RHIC et AGS), *Pb* + *Pb* (SPS) et $p + p$ ($p + \bar{p}$) comparée au modèle de mini-jet à deux-composantes avec et sans les processus de «*shadowing*» [152]

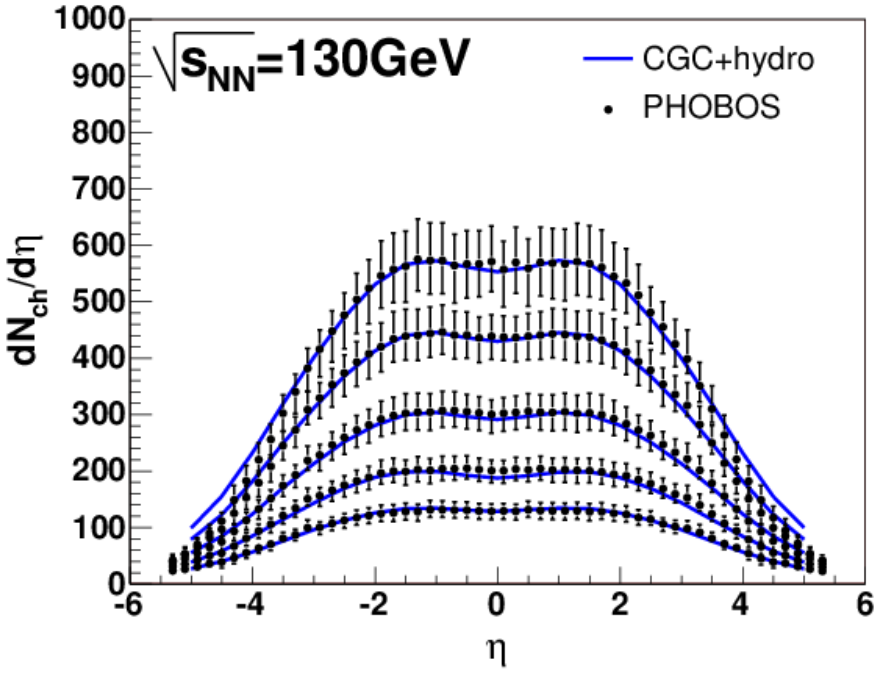


Figure VI.4: Pseudorapidité densité de particules chargées mesurée par PHOBOS pour différentes centralités comparées aux calculs hydrodynamiques avec un état initial de CGC [157].

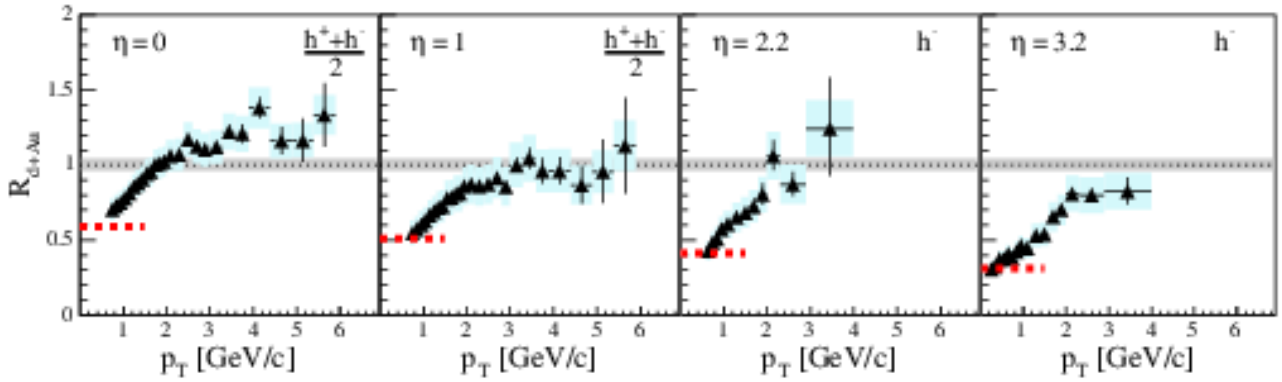


Figure VI.5: Facteur de modification nucléaire des hadrons chargés en fonction de l'impulsion transverse mesurée dans l'expérience BRAHMS [14]. Les incertitudes systématiques sont représentées par les barres bleues, la barre horizontale grise autour de l'unité représente les incertitudes liées à la normalisation Ncoll [158].

Dans le CGC, le phénomène de saturation des gluons à petit x est un mécanisme régulateur qui limite l'augmentation des gluons et par conséquent la multiplicité des hadrons produits en fonction de la centralité. Cependant, le modèle de production de mini-jet [152, 153, 154, 155, 156] est un des modèles utilisés pour prédire les multiplicités des particules dans les collisions hadroniques à haute énergie à partir de la section efficace de production de mini-jets dans les collisions proton-proton. Il sépare la contribution des jets produits par processus mous (non perturbatifs et non calculables) et durs (à grand Q^2 et donc calculables par pQCD). L'extrapolation de la multiplicité dans les collisions noyau-noyau (AA) est alors simplement la somme des contributions (produites par interaction molle et par interaction dure) extrapolées dans les collisions AA. En l'absence d'effets nucléaires et de formation de PQG, la production de particules par processus durs en AA est attendue comme étant la production en proton-proton multipliée par la somme des collisions incohérentes (N_{coll}) en AA. La production par processus mous en AA est proportionnelle aux nombres de participants (N_{part}). Cette extrapolation qui ne prend pas en compte les effets de modification des fonctions de distribution des partons dans un noyau à petit x, surestime la production des particules mesurée dans les collisions AA à haute énergie comme le montre la figure VI.3 qui présente la multiplicité (divisée par le nombre de participants) mesurée par diverses expériences dans les collisions proton-proton (ou anti-proton) et dans les collisions les plus centrales en noyau-noyau (or-or et plomb-plomb) en fonction de l'énergie incidente de collision. La courbe noire inférieure représente la fonction utilisée pour déterminer phénoménologiquement les paramètres nécessaires afin d'extrapoler la multiplicité dans les collisions AA (représentée par la courbe No shadowing) [152]. Pour les données au RHIC à $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 et 200 GeV, la courbe No shadowing ne décrit plus les mesures expérimentales. En revanche les prédictions qui prennent en compte les effets de la saturation des gluons sont compatibles avec les observations expérimentales ainsi montré sur la figure VI.4 [157].

Cependant, la multiplicité des particules produites dans les collisions or-or n'est pas exclusivement liée aux états initiaux de la collision, les effets du milieu dense créé (PQG par exemple) de l'état final sont présents dans ces mesures. Par exemple, on s'attend à une atténuation des jets de particules à haut p_T causée par la formation du plasma. Cet effet entraine une diminution du nombre de particule à haut p_T mais peut également augmenter la multiplicité en favorisant la production des particules à bas p_T. Il devient alors nécessaire d'étudier la production de particules dans les collisions p + A (ou d + Au) qui constituent une

ligne de réference puisqu'elles étudient les phénomènes induits dans l'état initial de la collision sans la complication de phénomènes dus à une phase de plasma.

La figure VI.5 montre une comparaison de la production des hadrons chargés en fonction de l'impulsion transverse p_T pour quatre domaines de pseudorapidité dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [158]. A rapidité nulle, une suppression des particules à bas p_T suivie d'une augmentation de la production à haut p_T est observée. Ce spectre montre que, dans cette région de rapidité, le shadowing est faible et que l'effet dominant est l'effet Cronin [11] (l'effet Cronin s'interprète comme la diffusion d'un parton projectile par les partons d'un noyau cible. Ces multiples interactions dans l'état initial, vont donner une impulsion plus importante au parton initial et ainsi augmenter la producton de particule à haut p_T). En revanche, à grande rapidité donc à petit x dans le noyau d'or (dans la collisions d + Au), le shadowing devient un effet non négligeable puisqu'il supprime les particules de grande impulsion transverse. Conclusion :

le condensat de verre et de couleur, CGC, décrit le comportement de la multiplicité, $\mathrm{dN_{ch}/d\eta}$ *dans les collisions noyau-noyau à grande énergie incidente (énergies du RHIC) et en fonction de la centralité. Les modèles n'incluant pas la saturation des gluons ne réussissent pas à décrire ce comportement. Les résultats sont confirmés par les analyses dans les collisions deuton-or (*d + Au*) : les effets du CGC sont faibles à rapidité nulle mais deviennent importants à grande rapidité.*

VI.2.2 Signatures observées au RHIC

VI.2.2.a Rapport de particules : équilibre chimique

Le point du gel chimique (anglais: chemical freeze-out) est l'étape dans l'évolution du système hadronique pour laquelle les collisions inélastiques cessent et les rapports relatifs de particules deviennent fixes ; ce point est défini par le gel chimique de la température T_{ch} et également par le potentiel chimique baryonique μ_B. Ces paramètres, T_{ch} et μ_B, déterminent la composition de particules à l'état final hadronique. Après le gel-chimique, la composition en particules à l'intérieur de la boule de feu est fixe, mais les collisions élastiques maintiennent le système intact jusqu'au final, le gel-thermique. À ce stade les distributions d'impulsion des particules ne changent plus au final. Par conséquent, les spectres d'impulsion transverse déterminent les paramètres du gel thermique. Ensuite, l'interprétation statistique de la production de particules devient une approche appropriée pour évaluer les collisions d'ions lourds de hautes énergies parce que une grande multiplicité des hadrons sont créés. Nous pouvons supposer que la matière nucléaire créée par ces collisions forme un gaz idéal qui peut être caractérisé par un ensemble grand-canonique. L'utilisation des concepts thermodynamiques pour décrire la production de multiparticles a une longue histoire [159].

Le concept d'une température s'applique seulement aux systèmes dans un équilibre thermique local. L'acceptation d'une **source localement thermalisée** dans un équilibre chimique peut être examinée en appliquant les modèles thermiques statistiques pour décrire les rapports de production de diverses particules émises. Si l'équilibre a lieu dans une collision, la production d'espèces hadroniques doit respecter un comportement purement statistique [160, 161]. Dans ce contexte, la densité de hadrons d'une espèce i pourrait être calculée à partir de la valeur de température et des potentiels chimiques à l'instant où le gel chimique de la collision a lieu. À partir de cet instant, les hadrons produits n'interagissent plus

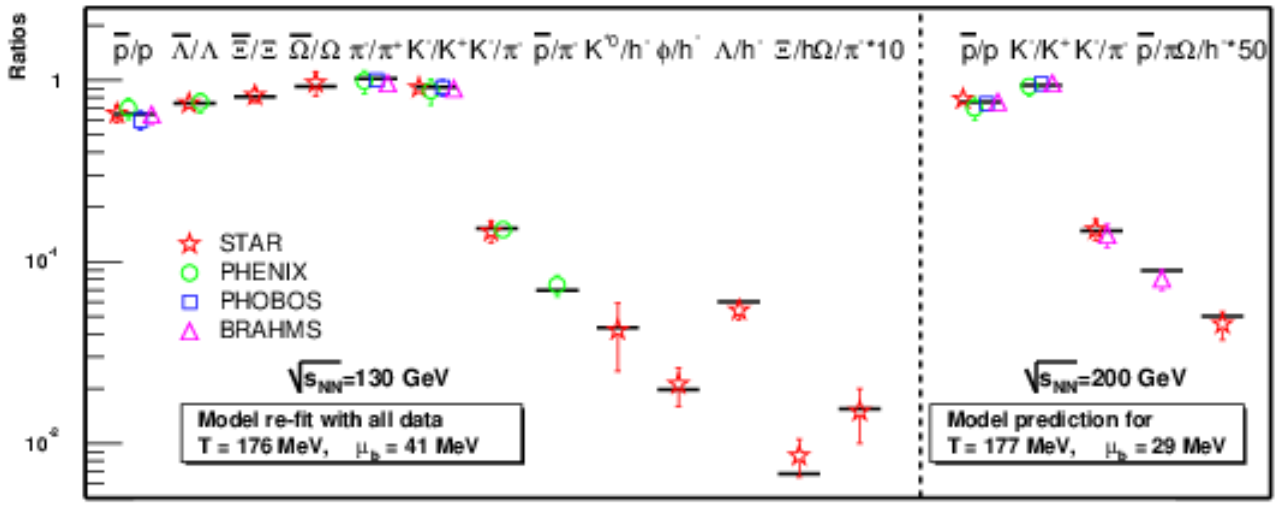


Figure VI.6: Rapports de production de hadrons à mi-rapidité dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et 130 GeV de **RHIC** comparés à un modèle statistique. Les mesures expérimentales sont représentées par les symboles et les lignes représentent la prédiction du modèle statistique [160].

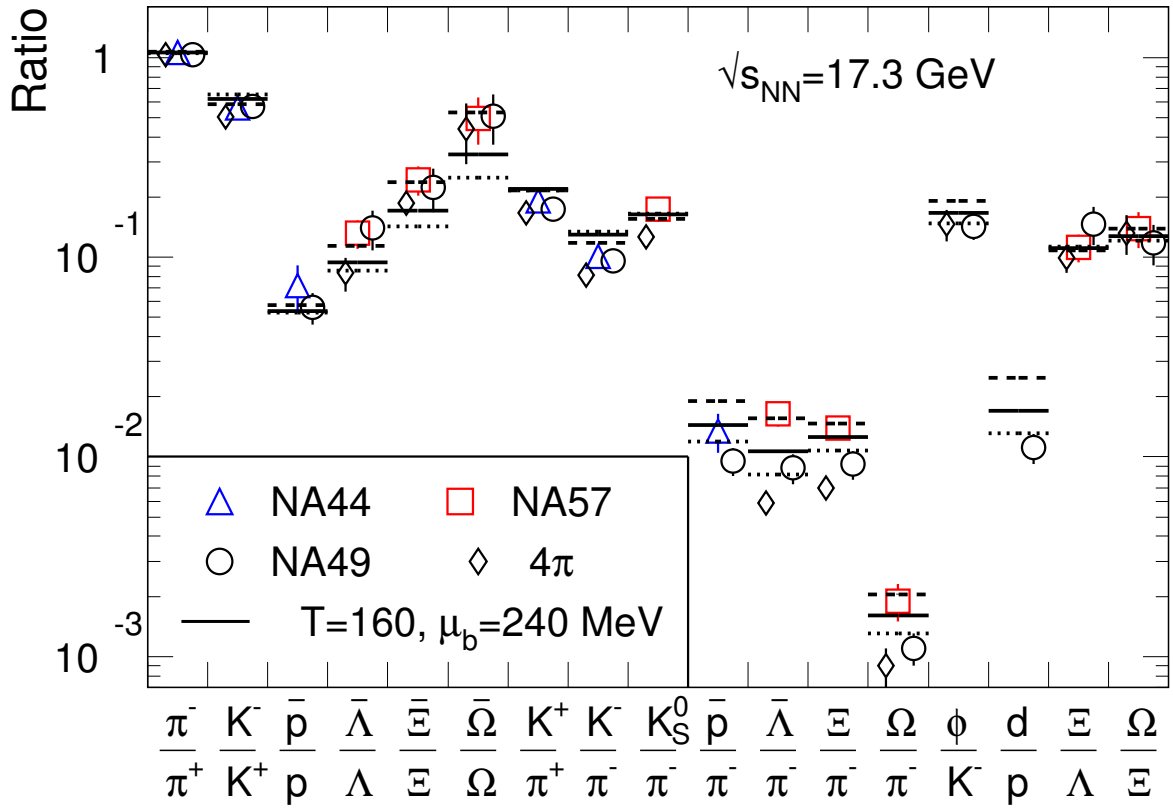


Figure VI.7: Rapports de production de hadrons à mi-rapidité dans les collisions *Pb* + *Pb* à $\sqrt{s_{NN}}$ = 17,3 GeV (158 AGeV) de **SPS** comparé à un modèle statistique. Les mesures expérimentales sont représentées par les symboles et les lignes représentent la prédiction du modèle statistique [161].

inélastiquement. Le nombre de hadrons de chaque espèce reste constant. Cette densité est dans l'approche grand-canonique [160, 161, 162]:

$$n_i = \frac{N_i}{V} = \frac{g_i}{2\pi^2}\int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp[(E_i - \mu_i)/T] \pm 1} \tag{VI.6}$$

avec (+) pour les fermions, (−) pour les bosons, T la température, N_i le nombre total de hadrons de l'espèce i, V le volume total du système, g_i le facteur de dégénérescence de spin et isospin, E_i l'énergie totale du hadron $E_i = p_2 + m_2$, et μ_i le potentiel chimique correspond à :

$$\mu = B_i\mu_b + S_i\mu_s + I_3\mu_{I_3} \tag{VI.7}$$

B_i , S_i et I_3 correspondent au nombre baryonique, l'étrangeté et l'isospin du hadron et μ_b, μ_s et μ_{I_3} aux potentiels chimiques baryonique, d'étrangeté et d'isospin. Compte-tenu que l'étrangeté et l'isospin sont contraints par la voie d'entrée, ce modèle statistique a seulement deux paramètres libres : T et μ_b. Afin de pouvoir déterminer avec la meilleure précision ces deux paramètres, il convient de comparer les prédictions du modèle statistique avec les rapports de production de hadrons de différentes espèces. Nous observons que le modèle statistique décrit correctement le rapport de production de hadrons dans les collisions noyau-noyau aux énergies ultra-relativistes comme il est présenté sur la figure VI.6. En particulier, l'accord entre ce modèle et l'expérience pour les collisions Au + Au à 130 et 200 GeV est bon [160]. La température et le potentiel baryonique au moment du gel chimique seraient :

$$T_{ch}(RHIC : 200GeV) = 177 \pm 7\ MeV \quad \text{et} \quad \mu_b(RHIC : 200GeV) = 29 \pm 6\ MeV.$$

La valeur de $T_{ch}(RHIC) = 177 \pm 7$ MeV présente un bon accord avec la valeur du cross-over prédite par les calculs de QCD sur réseau : $T_c = 173 \pm 8$ MeV [163, 164]. Dans le cadre de l'hypothèse d'équilibration, l'instant du gel chimique a lieu rapidement après la transition vers l'hadronisation. Dans les collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 17{,}3$ GeV (au SPS), une source localement thermalisée dans un équilibre chimique a été également demontré en appliquant les modèles thermiques statistiques pour décrire les rapports de diverses particules émises comme il est montré sur la figure VI.7. Conclusion :

La production de particules au RHIC dans les collisions Au + Au $\sqrt{s_{NN}}$ *=200 GeV semble être réalisée à partir d'un système en équilibre chimique et les spectres en impulsion transverse sont compatibles avec ceux produits par une source en équilibre thermique animée d'une expansion avec une vitesse collective (scénario type hydrodynamique). Cette observation a été également montrée aux énergies de SPS dans les collisions Pb + Pb.*

VI.2.2.b Flot elliptique : "Liquide Parfait"

VI.2.2.b.1 Rappel sur le modèle d'hydrodynamique idéale

L'hydrodynamique est une théorie effective qui permet de décrire les propriétés macroscopiques d'un système. Elle n'est donc valable que si la longueur caractéristique des processus microscopiques (le libre parcours moyen λ_{mfp}) est petite devant la taille du système (R). Dans ce régime, le système est considéré comme ayant atteint un équilibre thermique local.

L'hypothèse de base de l'hydrodynamique idéale est que le système soit dans un état d'équilibre thermique local [165]. Cela impose que les quantités thermodynamiques varient suffisamment lentement pour qu'on puisse considérer qu'elles sont constantes au voisinage de chaque point de l'espace des phases. L'hydrodynamique idéale est de ce fait une théorie effective macroscopique. Cette hypothèse impose également que dans le référentiel du fluide, un élément de fluide n'ait que des propriétés isotropes et se traduit par l'existence de lois de conservations locales dans lesquelles tous les termes de flux sont nuls. En effet l'existence d'un flux à l'échelle d'un élément de fluide briserait l'hypothèse d'isotropie en introduisant une direction privilégiée.

Les équations de l'hydrodynamique idéale sont donc obtenues en écrivant les lois de conservation locale des quantités thermodynamiques :

$$\begin{aligned} \partial_\mu T^{\mu\nu} &= 0 \\ T^{\mu\nu} &= (\epsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} + \Delta T^{\mu\nu} \\ \Delta T^{\mu\nu} &= \eta(\Delta^\mu u^\nu + \Delta^\nu u^\mu) + (\frac{2}{3}\eta - \zeta)H^{\mu\nu}\partial_\rho u^\rho \\ \partial_\mu J_B^\mu &= \partial_\mu n_B u^\mu = 0 \end{aligned}$$

où $T^{\mu\nu}$ désigne le tenseur énergie impulsion et J_B^μ le courant baryonique. A ces deux équations s'ajoute la propriété d'unitarité du champ de vitesse du fluide $u^\mu u_\mu = 1$. Dans le référentiel du fluide on doit donc résoudre un problème à 6 inconnues (ϵ, $\mathbf{P}$, n, 3 coordonnées de $\mathbf{u}$) mais on n'a que 5 équations provenant de $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$, et $\partial_\mu J_B^\mu = 0$. Pour fermer le système, on utilise une équation supplémentaire reliant la pression, la densité d'énergie et la densité de baryon qu'on appelle l'équation d'état (EoS). En pratique, cela veut dire que l'on peut étudier un système "réaliste" pour la matière nucléaire en considérant l'équation d'état donnée par les calculs de QCD sur réseau.

VI.2.2.b.2 Mesure du flot elliptique

Les observables de flot sont à l'origine d'un des principaux résultats du RHIC. La forte pression dans la zone de recouvrement des noyaux collisionnant est à l'origine de phénomènes collectifs. Ces phénomènes que l'on nomme flot (ou écoulement) sont sensibles à l'ampleur des interactions. Les écoulements transverse radial et elliptique sont deux observables liés à ces effects collectifs. Ce flot est caractérisé par le fait que les distributions azimutales des particules produits ne soient pas uniformes. En effet, dans les collisions entre particules élémentaires ou proton-proton, cette symétrie est respectée. Si les collisions noyau-noyau sont une supperposition de collisions nucléon-nucléon, la même isotropie est attendue. Si au contraire des interactions secondaires ont lieu (par example comme lors de la formation d'un PQG), l'anisotopie azimutale de la zone de collisions induira une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises. Nous pouvons voir sur la figure VI.8 une illustration de la forme d'amande de la zone d'interaction : anisotropie azimutale et sur la figure VI.9 l'anisotropie azimutale des impulsions transverses.

Considérons une collision caractérisée par l'émission des particules détectées. Prenons une particule émise d'énergie E, d'impulsion transverse p_T, de rapidité y et d'angle azimutal dans le plan transverse φ.

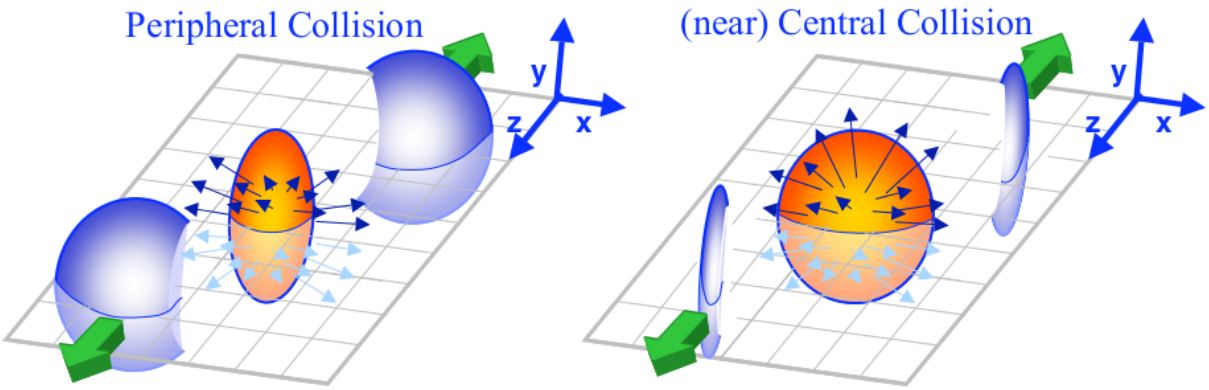


Figure VI.8: Illustration de la zone de recouvrement des noyaux en fonction de la centralité de la collision. Le vecteur $\vec{b}$ (paramètre d'impact), liant les centres des deux noyaux, est colinéaire l'axe $\vec{x}$. Le plan de réaction est défini ici par le plan contenant l'axe $\vec{x}$ et l'axe $\vec{z}$ [x].

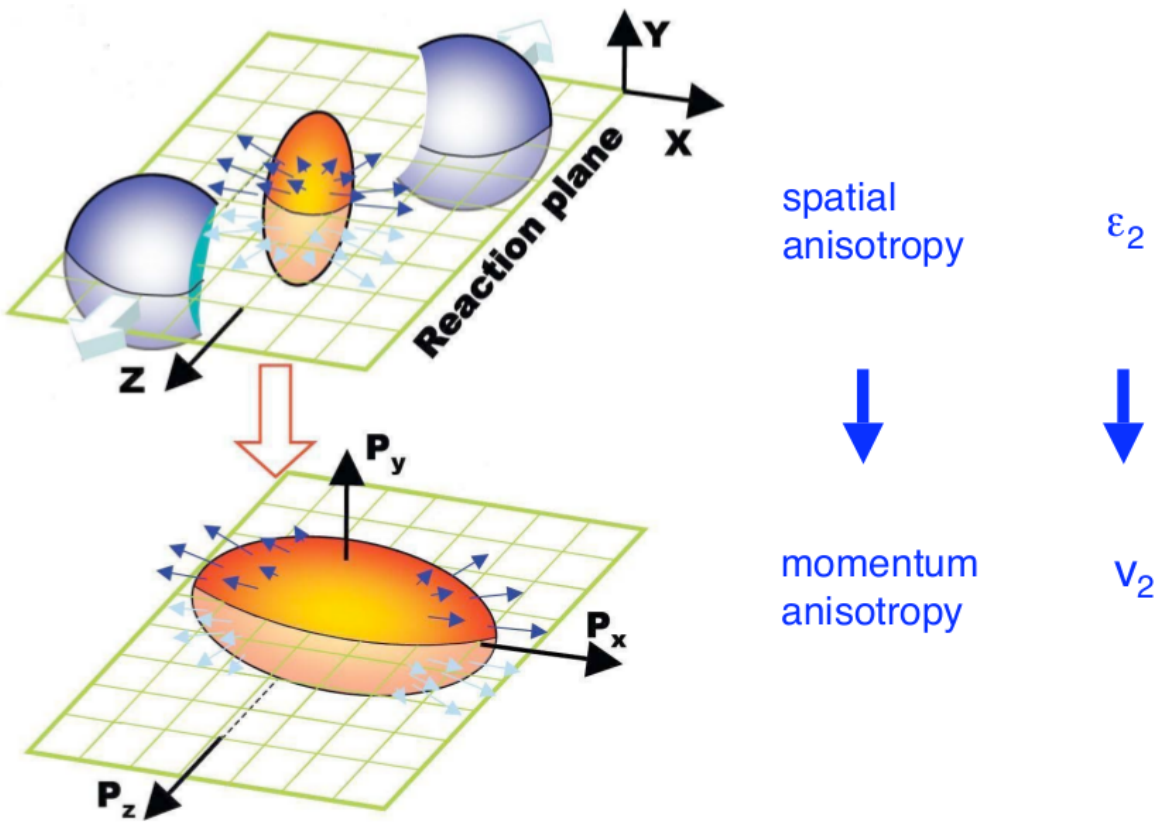


Figure VI.9: L'anistropie azimutale de la zone de collision induit une anisotropie azimutale des impulsion transverses des particules émises.

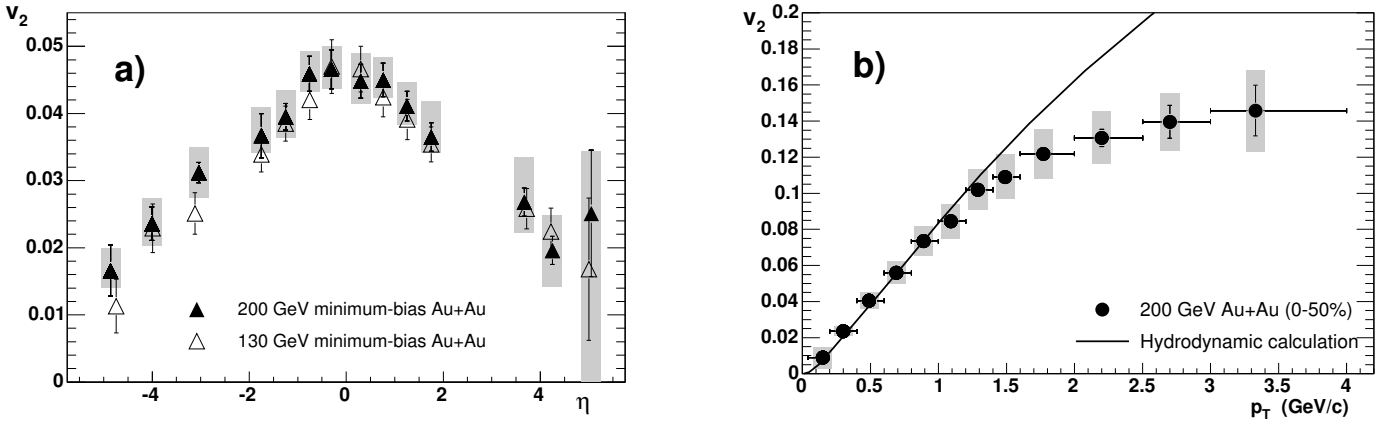


Figure VI.10: Mesures du flot elliptique, v_2, mésuré par l'expérience PHOBOS à RHIC: a) en fonction de la psueodrapidité et b) en fonction de l'impulsion transverse [166].

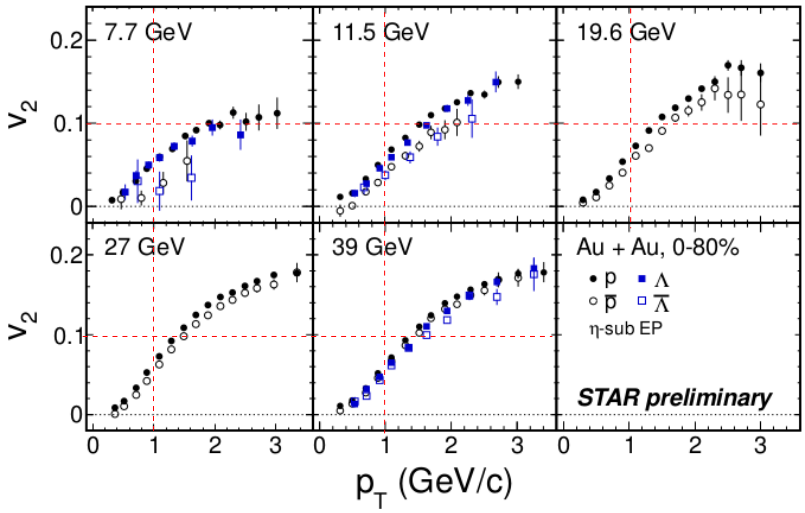


Figure VI.11: Mesures du flot elliptique, v_2, mésuré par l'expérience STAR à RHIC en fonction de p_T pour la centralité 0-80% des collisions Au + Au à des énergies $\sqrt{s_{NN}}$ = 7.7 - 39 GeV. Les barres d'erreurs sont dues aux erreurs statistiques [167].

En considérant un grand nombre de particules et en moyennant sur beaucoup d'événements de même plan de réaction ϕ_R, nous pouvons en principe construire la distribution différentielle par rapport au plan de réaction en série de Fourier [37] :

$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T dp_T dy}\left(1 + \sum_{n=1}^{+\infty} 2v_n cos\,[n(\varphi - \phi_n)]\right) \tag{VI.8}$$

où la distribution azimutale se décompose en serie de Fourier selon :

$$\frac{dN}{d\varphi} = 1 + \sum_{n=1}^{+\infty} 2v_n cos\,[n(\varphi - \phi_n)] \tag{VI.9}$$

Notons que nous avons $v_0 = 1$. Les v_n représentent la corrélation des particules d'angle azimutal φ au

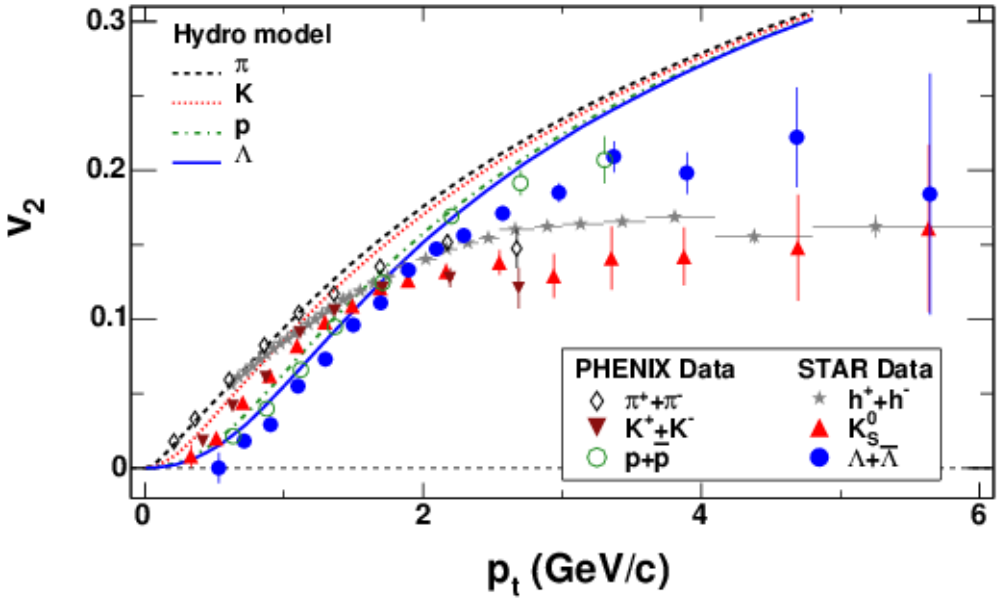


Figure VI.12: Résultats expérimentaux concernant le flot elliptique, v_2, en fonction de p_T pour différents types de particules à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dans des collisions Au + Au. Les courbes représentent le comportement de v_2 en fonction de p_T calculées par les modèles hydrodynamiques [168].

plan de réaction ϕ_n. Le second coefficient de Fourier v_2 caractérise le flot elliptique. Une valeur positive de v_2 indique que les particules sont produites en nombre plus important dans le plan de réaction : dans le cas contraire, elles sont produites majoritairement dans le plan orthogonal (on dit aussi : hors du plan de réaction).

La figure VI.10 présente les résultats sur v_2 de PHOBOS à RHIC [166]. Les résultats prouvent clairement qu'il y'a en effet une composante elliptique d'écoulement. Ceci signifie que la boule de feu (la région de recouvrement de collision) subit des interactions fortes après la collision puisque l'écoulement elliptique représente une transformation d'une asymétrie spatiale à une asymétrie d'impulsion des particules. Cette transformation implique la dynamique sous-jacente à partir de l'interaction forte. Ceci nous indique que si un PQG était formé à RHIC et il est fortement interactive, un «sQGP».

La figure VI.11 montre le comportement de v_2 en fonction de l'impulsion transverse pour différentes types de particules et pour cinq énergies de collisions différentes au RHIC : 7.7, 11.5, 19.6, 27 et 39 GeV [167]. On observe que le flot total (intégré sur la centralité) augmente en fonction de l'énergie de collision.

On observe également que le flot est faible dans les collisions centrales où la zone de recouvrement des noyaux est quasi-sphérique, et augmente dans les collisions périphériques où le recouvrement possède une géométrie fortement elliptique (voir figure VI.15.c).

La dépendance en masse de v_2 en fonction de l'impulsion transverse est observée, voire la figure VI.12 [168]. Les protons et les Λ ont une valeur de v_2 moins importante que les particules légères car le flot elliptique s'établit dans un milieu dont les particules les plus lourdes se découplent plus tôt. Ces courbes représentées sont les calculs des modèles hydrodynamiques et supposent que le système atteint un équilibre thermique local tôt ($\tau < 1$ fm/c). Ils décrivent bien le comportement des différentes particules en fonction de l'impulsion transverse p_T jusqu'à 1,5 GeV/c pour l'énergies de collision au RHIC $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

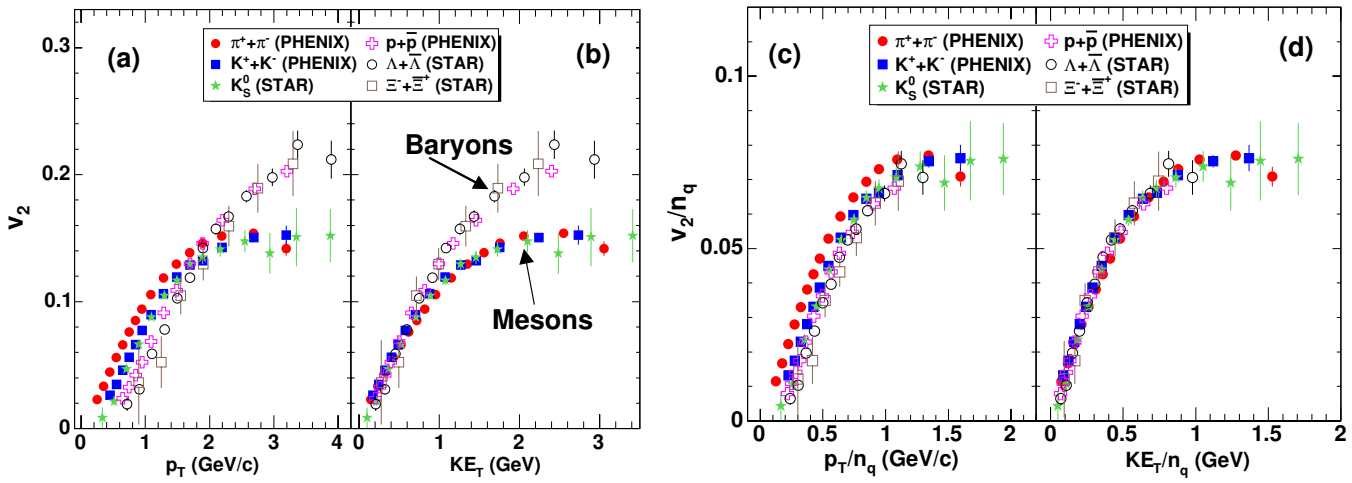


Figure VI.13: Anisotropie des hadrons identifiés: Paneau (a) en fonction d'impulsion transverse p_T, paneau (b) en fonction de l'énergie cinématique transverse, paneau (c) en fonction de l'impulsion transverse normalisé p_T/n_q et, paneau (d) en fonction de l'énergie cinématique transverse normalisé , $(m_T - mass)/n_q$. n_q est le numbre de quark de valence d'hadron (pour mésons, $n_q = 2$; et, pour baryons: $n_q = 3$). Toutes les données sont pour le minium-bias des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [169].

Les modèles utilisent les équations d'état incluant une transition de phase à T = 165 MeV et une température de gel cinétique de 130 MeV. L'accord semble excellent lorsqu'on utilise les équations d'état prenant en compte le PQG. Pour de plus grandes impulsions transverses, voire figure VI.12, il est réaliste de considérer que le système ne peut être thermalisé en raison du faible nombre de particules présentes et du fait qu'elles proviennent de "jets" créés lors de processus durs. On ne s'attend alors pas à une description hydrodynamique du fluide. L'étude du flot elliptique v_2 (p_T) apporte encore d'autres informations, en particulier, les calculs d'hydrodynamique font apparaître une forte dépendance dans l'équation d'état du système. Il est également très dépendant du degré de thermalisation. En pratique, les modèles d'hydrodynamique idéals sont qualitativement en accord avec les données jusqu'à p_T = 2 GeV/c.

Une comparaison du flot elliptique, v_2 (p_T), avec des calculs d'hydrodynamique idéale présentés sur la figure VI.12 montre que la matière créée dans la collision avait qualitativement le comportement d'un fluide parfait (non visqueux).

VI.2.2.b.3 Origine partonique du milieu : invariance de v_2/n_q pour les mésons et les baryons

La dépendance du paramètre de flot elliptique v_2 avec la masse des particules et l'impulsion transverse a fourni l'évidence de l'applicabilité de l'hydrodynamique pour décrire le mouvement collectif des particules. Ces mesures ont permis de mettre en évidence plusieurs propriétés d'invariance.

La figure VI.13.a représente le flot elliptique v_2 en fonction de l'impulsion transverse p_T. Le flot elliptique augmente puis sature pour toutes les particules [169]. Pour les impulsions transverses jusqu'à 2 GeV/c, la loi de proportionnalité est compatible avec l'expansion hydrodynamique d'un fluide thermalisé pour toutes les particules observées. Pour des grandes valeurs de p_T, les mésons et les baryons se comportent

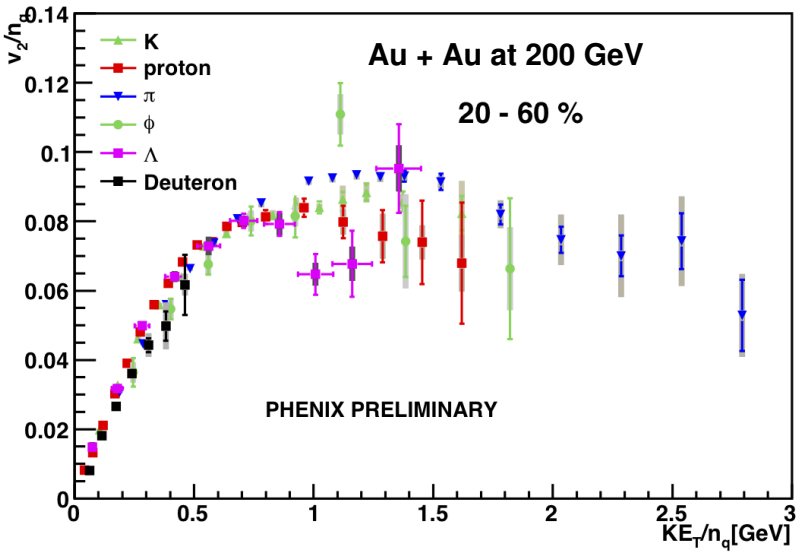


Figure VI.14: paneau (a) montre v_2/n_q normalisé en fonction de l'énergie cinétique transverse KE_T/n_q pour les mésons ϕ comparé avec différent type de particules obtenue des collisions Au + Au at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (pour les mésons, $n_q = 2$; et, pour les baryons: $n_q = 3$) [169]..

différemment. A basse impulsion transverse (p_T< 2 GeV/c), l'amplitude et la forme du flot elliptique est sous estimée par des modèles de cascades hadroniques [170] alors qu'une grande sélection de données montre un bon accord avec les modèles d'hydrodynamique des fluides parfaits (très faible rapport viscosité sur entropie η/s) [171, 172, 173, 174] et les modèles de transports qui incorporent des opacités extremement larges [171]. La région de validité de l'hydrodynamique des fluides parfaits est affectée par le degré de thermalisation [175] et le commencement des effets de dissipation [175, 176].

La figure VI.13.b montre le flot elliptique v_2 en fonction de l'énergie cinétique transverse définie par kE_T où $kE_T = m_T$ - m avec m_T est la masse transverse. La même tendance qu'en fonction de l'impulsion transverse est observée. Par ailleurs, pour kE_T < 1 GeV, les valeurs obtenues pour toutes les particules coïncident. Cette proportionnalité à kE_T ou, de façon équivalente, le fait qu'à p_T donné les particules de masse élevée possèdent un v_2 plus petit que les particules légères est interprétée comme une preuve du comportement hydrodynamique du milieu créé. En revanche, cette observation ne permet pas de séparer le rôle de la phase déconfinée et de la phase hadronique dans le développement du flot, et ne renseigne donc pas sur la formation d'un QGP. À grand p_T (p_T > 2 GeV/c) et kE_T (kE_T > 1 GeV), deux branches distinctes sont observées sur la figure VI.13.b pour les mésons et les baryons. Ces deux branches des mésons et baryons se superposent en fonction de kE_T lorsque v_2 et kE_T sont divisés par le nombre de quarks valence n_q ($n_q = 2$ pour les mésons et $n_q = 3$ pour les baryons) comme le montre la figure VI.13.c.

Certains soutiennent que le fait que la normalisation par n_q ramène toutes les courbes des hadrons sur la même courbe ne peut-être expliquée que si les degrés de liberté du milieu en expansion est de nature partonique. Ceci serait une preuve expérimentale de déconfinement.

La dynamique de quark étrange est une sonde utile de la matière dense et chaude créée à RHIC. L'augmentaion de l'étrangeté a été proposée comme signal important pour la formation du plasma de

Quark-Gluon (PQG) dans des collisions nucléaires [177]. La production dominante des paires $s\bar{s}$ par l'intermédiaire des interactions de gluon-gluon peut mener au temps de l'équilibration d'étrangeté, qui est comparable à la vie du PQG tandis que le temps d'équilibration d'étrangeté dans une boule de feu hadronique est beaucoup plus long que la vie de la boule de feu elle-même. Par conséquent, on s'attend à ce que l'hadronization suivant le PQG augmente la production des particules étranges. En particulier, il a été suggéré qu'avec la formation de PQG, la production des mésons ϕ est intensifiée. En outre, les mésons ϕ pourraient maintenir l'information sur l'état du plasma chaud à l'hadronization parce qu'ils interagissent faiblement dans la matière hadronique [178]. La mesure des mésons a été d'un grand intérêt pour l'étude de la dynamique de collision et les propriétés de la matière dense créée à RHIC [179, 180, 181]. La figure VI.14 montre le flot elliptique v_2 normalisé par les quarks de valence pour des mésons ϕ dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les données expérimentales de $K^+ + K^-$ et $p + p$ sont présentées pour la comparaison [182]. Dans la région intermédiaire de p_T avec $p_T/n_q > 0{,}6$ GeV/c, le flot elliptique des kaons chargés, des protons, et des mesons ϕ semblent satisfaire la mesure de quarks de valence. Ce résultat implique que les quarks u, d et s formés dans la matière partonique initiale dans des collisions d'ions lourds relativistes développent d'une manière significative la collectivité avec une puissance caractérisée par v_2/n_q.

Il a été examiné jusqu'à quel point la loi d'invariance avec la division par n_q est validée par les calculs hydrodynamiques [183]. La loi de proportionnalité lorsque v_2 et kE_T sont normalisés par n_q n'est pas une prédiction naturelle à bas p_T de l'hydrodynamique lorsque suit une phase de gel de Cooper Frye [179] car ces calculs ne dépendent que de la masse de la particule et non de son contenu en quark. Cependant, il a été noté que si le flot elliptique est linéaire en fonction de kE_T alors n'importe quelle normalisation par une constante ne modifierait pas cette dépendance [184].

Si le milieu produit dans les collisions d'ions lourds est un fluide presque parfait pendant l'étape de construction du flot elliptique ($\tau < 5$ à $7\ fm/c$), alors les degrés de liberté thermodynamiques pendant cette période de temps ne peuvent pas être associés avec des excitations particulières de quasi-particules du milieu [183]. Ainsi, il est primordial de déterminer le rapport de la viscosité sur l'entropie η/s du milieu pendant le temps initial pour savoir si le milieu peut être décrit avec des quasi-particules. Dans le cas contraire, le QGP ne peut pas être formé de quarks et de gluons avec des masses thermiques bien définies. Peut-être qu'une phase de transport de quasi-particules existerait après la phase d'hydrodynamique collective du flot. Les étapes suivantes seraient la coalescence en hadrons, la rediffusion hadronique et finalement le gel en flux de hadrons libres.

VI.2.2.b.4 Extraction de la viscosité sur densité du fluid η/s

La viscosité du plasma de quarks et de gluons (PQG) est actuellement un sujet de débat. Son calcul des premiers principes est difficile. Il est ainsi souhaitable d'essayer de l'extraire à partir des données expérimentales. Le modèle hydrodynamique visqueuse fournit un outil qui peut être utilisé pour attaquer ce problème tout en simultanément prolongeant la région de l'applicabilité de l'approche hydrodynamique au delà de la dynamique des fluides idéaux.

Pendant les années récentes, plusieurs groupes ont indépendamment développé des codes hydrodynamiques visqueux de dimensions (2+1) pour décrire les spectres de mi-rapidité des collisions des ions lourds aux énergies du RHIC. Les premiers résultats ont été dans les références [186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194]. Il a été constaté que la viscosité de cisaillement ("shear viscosity") ralentit l'expansion longitudinale, de ce fait initiallement ralenti le processus de refroidissement, mais accélère l'expansion

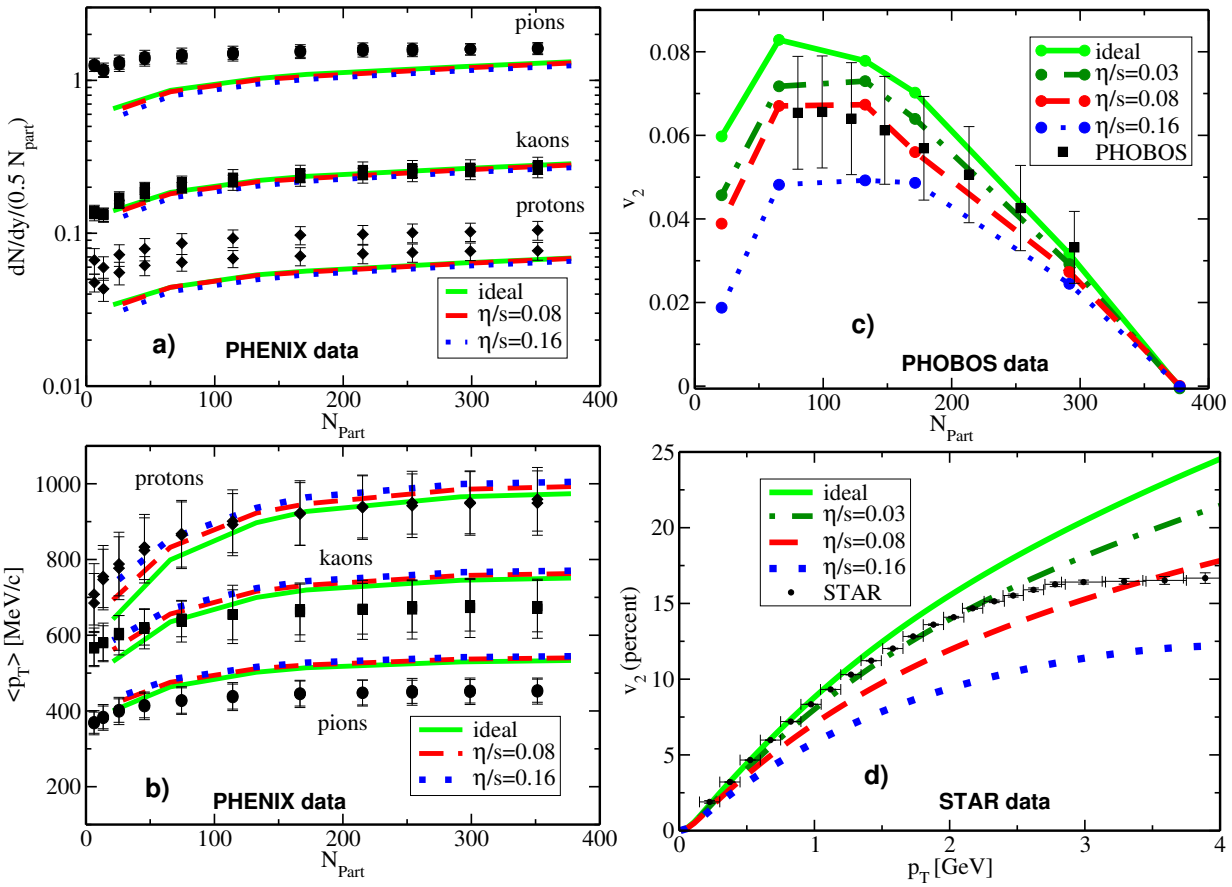


Figure VI.15: Paneau a) la multiplicité en rapidité dN/dy et paneau b) l'impulsion moyenne pour différent types de particules mésurées par l'expérience PHENIX en fonction de la centralité de la collision Au + Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, comparée aux calcules du modèle hydrodynamique avec différentes valeurs de η/s. Paneau c (d) et mésure de v_2 en fonction de l'impulsion transversale (N_{part}) pour les collisions minimum-bias Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, comparée aux calcules du modèle hydrodynamque avec différentes valeurs de η/s. Les barres d'erreur pour des données de PHOBOS correspondent à un niveau de confiance de 90% des erreurs systématiques, alors que les données pour STAR seulement des erreurs statistiques sont montrées [185].

transversale, conduisant à un grand flot radial et, les spectres des hadrons sont plus plats. Dans des collisions non centrales, le coefficient d'écoulement elliptique v_2 s'est avéré très sensible à la viscosité de cisaillement : ayant les grands taux d'expansion des boules de feu dans les collisions d'ions lourds. Le premier résultat pour la suppression de v_2 visqueuse a été édité par les différents groupes et il semblait montrer un disagrement entre les résultats de l'ordre s'étendant de 20% à 70% pour la viscosité à la limite minimale de conjecture $\eta/s = 1/(4\pi)$ [195].

Pour comparer aux résultats experimentaux, les variables du modèle hydrodynamique visqueuse (MHV) [185] sont traduites en spectres de particules par l'intermédiaire du mécanisme Cooper-Frye freeze-out [196]. Pour la simplicité, ils emploient dans le modèle une seule température T_f de gel «freeze-out» mais incluent l'effet de la décroissance de résonances pour les masses jusqu'à 2 GeV sur les spectres [197, 198]. Les normalisations de la densité d'énergie initiale et T_f sont choisies de sorte que les données expérimentales de la multiplicité totale et l'impulsion transverse moyen $\langle p_T \rangle$ en fonction du nombre total

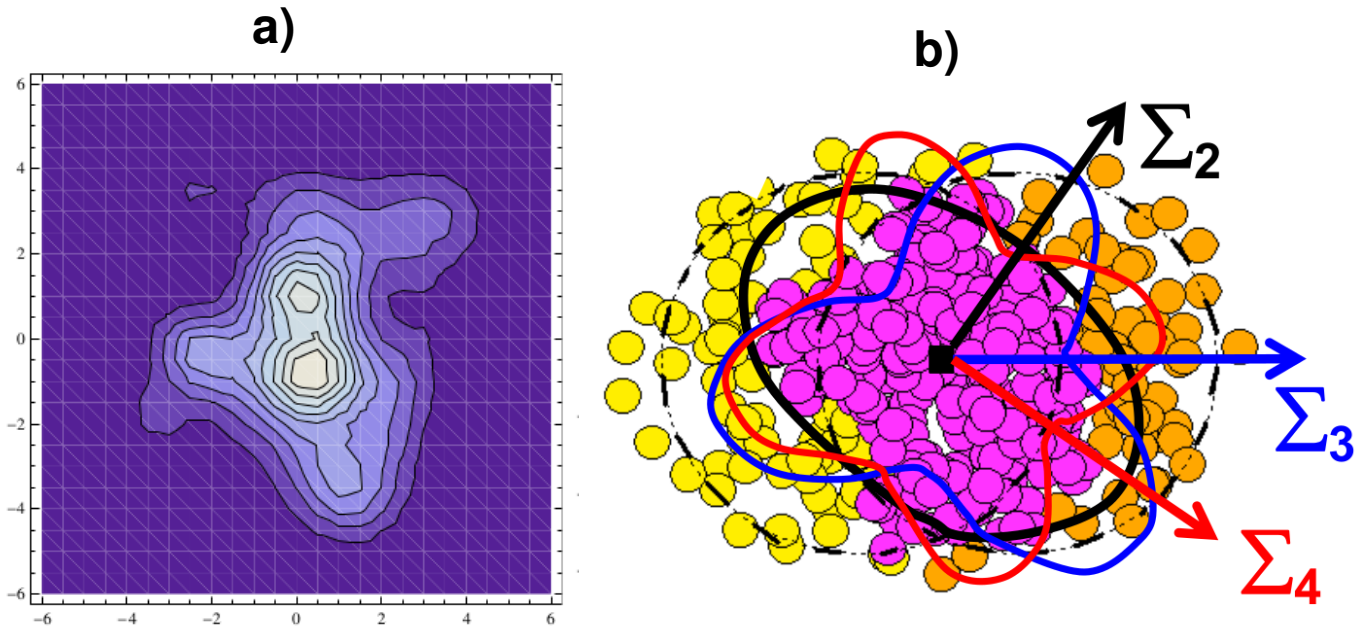


Figure VI.16: Paneau a) Région de chevauchement d'une collision d'ions lourds vue par les développements récents de lattice QCD [206]. Paneau b) Schematisation artistique illustrant les harmoniques d'ordre supérieurs de flot ainsi leurs plan de réaction [207].

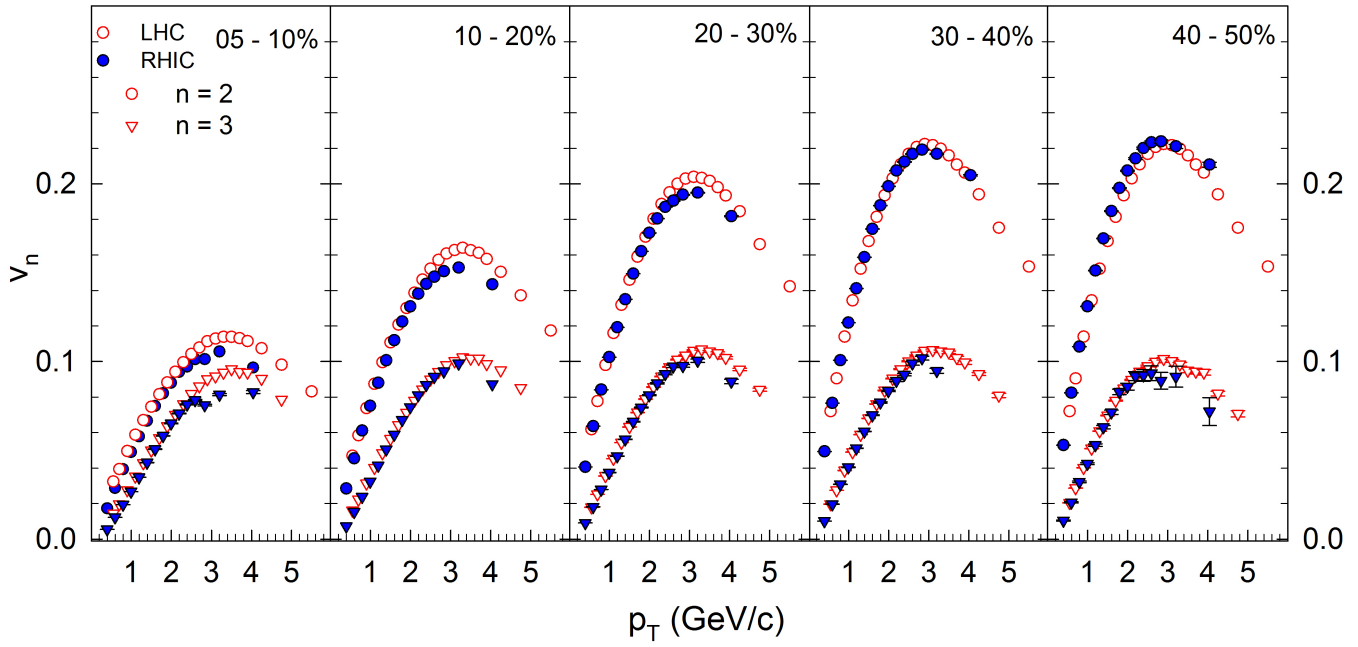


Figure VI.17: Comparaison de $v_{2,3}$ (p_T) pour les hadrons chargés obtenus des collisions d'Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 0,20 TeV (RHIC) et des collisions $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV (LHC) [208, 209].

des participants N_{part} sont raisonnablement reproduites par le modèle comme il est montré sur la figure VI.15.a et VI.15.b. Ils ont choisi d'adapter les calculs aux kaons plutôt que des mésons π parce que les kaons sont moins influencés par les effets d'augmentation de Bose [199]. Notez que pour la simplicité, le modèle n'inclut pas un potentiel chimique de baryon fini, ceci implique qu'ils ne peuvent pas distinguer les particules des antiparticules. Par conséquent, les résultats des protons ne peuvent pas être prévus pour reproduire des données expérimentales.

Commençant les calculs à partir de l'hydrodynamique idéale $\eta/s = 0$ avec une température de gel de T_f = 150 MeV, les calculs reproduisant raisonnablement bien les distributions dN/dy et $\langle p_T \rangle$ en fonction du nombre total des participants N_{part} ainsi montrées sur la figure VI.15.a et VI.15.b. Donc les calculs pour MHV peuvent être accomplis en maintenant le T_f fixe et en réduisant la densité initiale d'entropie (ϵ) par un facteur $0.75 \times \eta/s$ pour corriger la production de l'entropie visqueuse [199]. La figure VI.15.c et VI.15.d montre la comparison de ce modèle hydrodynamique utilisant les paramètres des fits ci-dessus aux données expérimentales sur l'écoulement elliptique intégré et minimum-bias v_2, respectivement.

À partir de la figure VI.15.c et VI.15.d, on constate que l'effet de la viscosité sur le flot elliptique est fort, ces valeurs sont en accord avec des évaluations publiés dans la référence [200]. Les données sur v_2 intégré sont assez bien reproduites par une viscosité de η/s = 0,08 et, dans les limites des erreurs systématiques, semblent être compatibles à η/s = 0,16. Ces valeurs sont conformes aux évaluations récentes par d'autres groupes [201, 202, 203] et un calcul de lattice QCD [204]. Cependant, la comparaison aux données pour le minimum-bias v_2 dans la figure VI.15.d suggère que le rapport de η/s = 0.03 soit réellement plus petit que la limite minimale de conjecture $\eta/s = 1/4\pi$ = 0,08. En effet, le v_2 minimum-bias semble favoriser η/s = 0,03, au moins dans la région plus bas des impulsions transverses p_T, où le modèle hydrodynamique est censée s'appliquer. Notez que ce résultat pourrait changer rigoureusement si les données minimum-bias étaient diminuées de 20%, qui est l'erreur systématique prévue citée dans la référence [205].

Pour récapituler, les premiers résultats du modèle hydrodynamique visqueuse ont été comparés aux données expérimentales en fonction de la centralité pour dN/dy, $\langle p_T \rangle$, et de v_2 dans les collisions Au + Au *à l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV à RHIC. Pour des conditions initiales de type Glauber, nous avons constaté que les données semblent favoriser des valeurs pour η/s qui sont très petites. Ceci implique que la matière nucléaire créée au RHIC dans les collisions* Au + Au *à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV est un fluide presque parfait. Cependant les properiétés de ce fluide reste à déterminer.*

VI.2.2.b.5 Harmonique supérieur du flot transversal v_n

La discussion dans la section précédente au sujet de flot elliptique suppose que la région de chevauchement a une forme d'amande comme la figure VI.8 le montre. Cependant, les développements récents de lattice QCD [206] suggère que cette représentation ne correspond pas exactement à la réalité. La figure VI.16.a. montre la région de chevauchement des collisions ainsi obtenue des calculs de lattice QCD [206]. Il est clair de la figure VI.16.a que la région de chevauchement est plus compliquée que la forme simple d'amande. Ceci provoque des ordres supérieurs de l'écoulement sachant maintenant que l'asymétrie spatiale initiale a des composantes dans toutes les directions. Ceci est également suggéré dans la figure VI.16.b obtenue à partir du modèle de Glauber [207].

On peut dire que les coefficients d'écoulement (flot), v_n proviennent d'une expansion hydrodynamique conduite par excentricité (ϵ_n) de la matière dans la zone de collision [209] : par exemple, une valeur ϵ_n finie

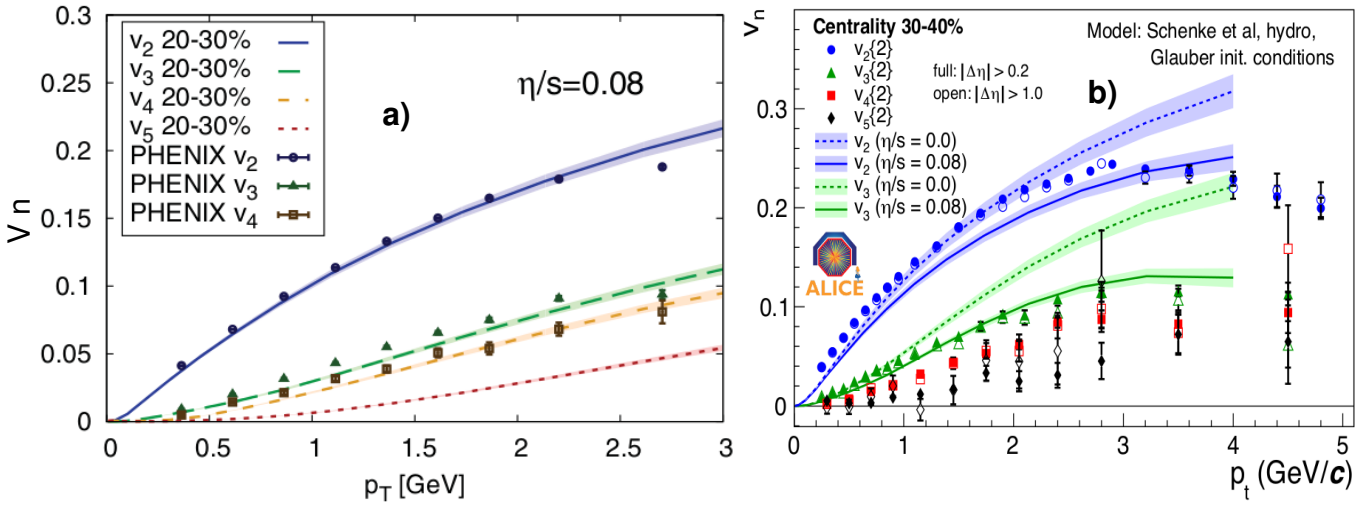


Figure VI.18: Comparaison des calculs d'hydrodynamique visqueux aux résultats expérimentaux récents pour n = 2, 3, 4 et 5 de flot multipoles en fonction du moment d'impulsion transversale d'hadron. Les résultats sont montrés pour une centralité de collision particulière (Paneau a): RHIC pour une centralité de collision 20-30% Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et paneau b) ; pour LHC pour une centralité de collision 30-40% $Pb + Pb$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV) et assumé de modèle de fluctuation et avec des valeurs de la viscosité de cisaillement.

d'excentricité implique des gradients de pression inégaux dans et hors du plan d'événement, et l'expansion en résultant mène à l'émission anisotrope des particules au niveau ce plan. Les coefficients v_n (p_T, centralité) (pour des valeurs de n impair et pair) sont sensibles à l'excentricité initiale et à la viscosité spécifique η/s du plasma chaud en expansion [209]. Sur la figure VI.17. nous montrons que des mesures de RHIC et de LHC $v_{2,3}$ (p_T) pour les hadrons chargés non identifiés pour plusieurs centralités de collisions. Une comparaison des mesures v_2 (p_T) indique la bonne concordance des deux amplitudes et les tendances des deux ensembles de données RHIC et LHC pour une large gamme de p_T ainsi pour différentes centralités. La comparaison indique également qu'il y a une similitude des harmoniques supérieurs, v_3, observée entre RHIC et LHC pour les mesures de hadron chargées.

À RHIC et à LHC ces composantes ont été mesurées et ont été également présentées à la conférence Quark Matter 2011. Des résultats de l'expérience PHENIX (à RHIC) et de ALICE (à LHC) sur v_n sont montrés sur la figure VI.18. On observe que l'écoulement elliptique, v_2, est toujours en général plus grand (dominant) que les autres harmoniques d'ordre supérieurs, ils ne sont pas négligeables. Ceci signifie qu'elle doivent être prises en considération en décrivant les propriétés des collisions et elles donnent des contraintes supplémentaires aux théories et modèles. Un autre point important, clairement démontré, est que les harmoniques supérieurs sont atténuées par la viscosité de cisaillement (shear viscosity). La forme du spectre de puissance d'écoulement, v_n, devient alors un outil bien accordé pour mesurer la viscosité. Par exemple, comparant ces prévisions d'hydrodynamique montrées sur la figure VI.18 aux résultats récents de RHIC et de LHC pour n = 2, 3, 4 et 5 multipoles d'écoulement rétrécit η/s d'un facteur de 2 ou 3 de la limite minimale de conjecture $\eta/s = 1/4\pi$.

Un exemple de la façon dont les résultats de v_n, peut affecter l'interprétation des données est le suivant : pour des collisions centrales on a observé une structure dans le jet latéral (away side jet structure) montré sur la figure VI.19. L'interprétation de cette structure de « double bosse » était pendant longtemps qu'elle a

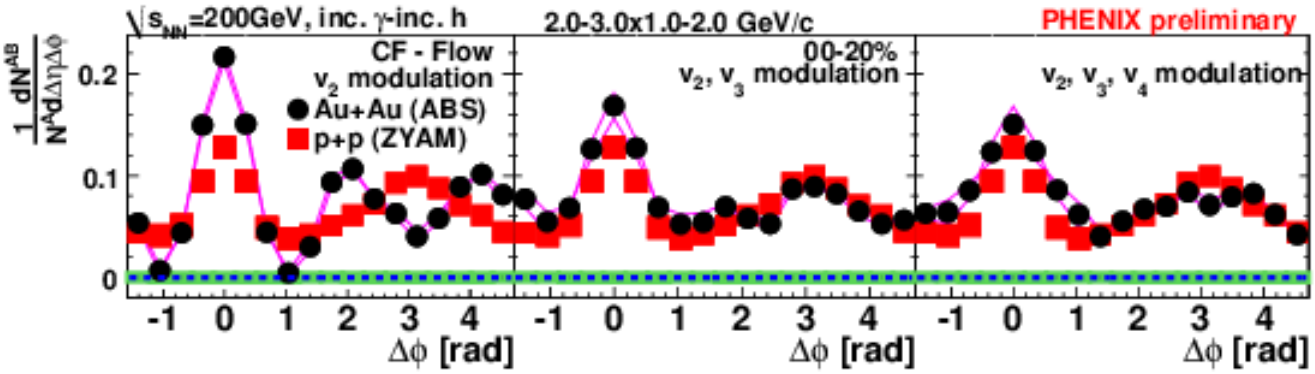


Figure VI.19: L'observation des pics parties proche «near» et latérale «away» des jets dans les collisions centrale 0-5% d'Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. La « double » structure de bosse est clairement évidente mais il est également évident que l'ajustement aux harmoniques supérieurs reproduits la structure dans les données [217].

été produite par le soi-disant « Mach cone» qui a été créé par des ondes de chocs traversant le milieu chaud et dense. Cependant, il semble que la présence des harmoniques supérieurs peut expliquer la structure de double bosse. La figure VI.19 inclut des ajustements aux données basés sur les composantes observées de l'expansion de Fourier, v_n, dans les spectres de particules. Ces ajustements reproduisent très bien les données ceci signifie que la double bosse peut être interprétée simplement en raison de la modulation des spectres de particules par les harmoniques supérieur. C'était l'un des résultats principaux de Quark Matter 2011 à Annecy, France.

VI.2.2.c Perte d'énergie dans un milieu dense : "Jets Quenching"

Le PQG créé dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes existe pendant une trop courte durée qu'il est impossible d'étudier ses propriétés directement. Cependant, elle peut être étudiée d'une manière indirecte comme par l'inspection des spectres des particules émises et de leurs corrélations, parce que dans une large mesure, ceux-ci sont déterminés par le milieu dans lequel elles sont produites, et par les mécanismes d'interaction qui sont dominants. Il y a une classe des particules, appelée les sondes dures que nous pouvons employer pour nous renseigner sur le système créé. Les sondes dures sont des particules créées dans les interactions dures initiales entre les nucléons des deux faisceaux incidents. Finalement, ils propagent (traversent) le milieu créé, et à la détection ils portent l'empreinte digitale de leur interaction avec le milieu. Donc les sondes dures sont essentiellement tous les produits dans des interactions nucléon-nucléon initiaux parce que l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$ disponible dans des collisions postérieures à l'intérieur du milieu diminue très rapidement. Ainsi il est pratiquement impossible d'avoir des transferts de collisions de grande impulsion à l'intérieur du milieu. Ceci donne des caractéristiques importantes des sondes dures. À savoir, faute d'autres mécanismes de concurrence, le taux de ces processus (et ainsi le rendement de sondes dures) deveraient être proportionnelles au nombre de collisions binaires entre les nucléons (N_{coll}) des deux faisceaux incidents. En comparant leurs spectres quand ils propagent par un milieu de PQG (c-à-d., dans des collisions d'ions lourds), à leurs spectres tandis qu'ils sont produits et détectés sans interaction (sans millieu comme les collisions proton-proton) et peuvent nous renseigner sur leur interaction avec le milieu créé par lequel ils ont propagé et par conséquent au sujet du milieu lui même.

Une quantité plus souvent employée qui caractérise de la façon la plus simple cette interaction d'une sonde dure avec le milieu est fournie par le facteur de modification nucléaire noté par $R_{AA}(p_T)$ (parfois appelé plus simplement le rapport de suppression) défini par :

$$R_{AA}(p_T,\eta) = \frac{yield\ per\ A+A\ collisions}{\langle N_{coll}\rangle \times (yield\ per\ p+p\ collisions)} \quad \text{(VI.10)}$$

$$= \frac{d^2N^{A+A}/dp_T d\eta}{\langle N_{coll}\rangle \times d^2N^{p+p}/dp_T d\eta} \quad \text{(VI.11)}$$

où $\langle N_{coll}\rangle$ est le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon de cette classe de collision (N_{coll} est appelé le nombre de collisions binaires). $\langle N_{coll}\rangle$ est calculé via le formalisme de Glauber [69].

Cette idée selon laquelle le formalisme de facteur de modification nucléaire a été proposée par Bjorken, Gyulassy et d'autres [210] en supposant une grande perte d'énergie à partir des interactions de partons initiaux de grande impulsion durant leurs traversés du millieu créé de grande densité. Selon la théorie de QCD, les objets colorés peuvent perdre de l'énergie par radiation de gluons (Bremsstrahlung radiation) [211]. Un tel mécanisme dégraderait fortement l'énergie de principaux partons (leading partons) des jets émergeant après leur fragmentation dans des hadrons.

Une valeur de $R_{AA}(p_T)$ de plus grande que 1 ($R_{AA}(p_T) > 1$) indiquerait la prédominance d'autres mécanismes de production que des interactions dures initiles, et une valeur moins que 1 ($R_{AA}(p_T) < 1$) signifierait que les mécanismes de destruction de la sonde sont dominants. En d'autres termes, une valeur de $R_{AA}(p_T)$ égale à l'unité ($R_{AA}(p_T) = 1$) implique que le système agit en tant que superposition simple des collisions incohérentes de N_{coll} en ce qui concerne cette sonde. Les dépendances en p_T, en rapidité et en centralité du $R_{AA}(p_T)$ ont été employées intensivement pour confronter les calculs des modèles aux données pour un grand choix de sondes dures comprenant des saveurs lourdes, photons et hadrons à grande impulsion transverse (haut-p_T), contenant des informations sur les jets étant à la base.

VI.2.2.c.1 Photons

◆ Les **photons thermiques**: aux tous premiers instants de la collision, des interactions quark - antiquark ont lieu. Bien que le rapport de branchements du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ soit faible (il relève de l'interaction électromagnétique dont l'intensité est faible), aux échelles d'énergie mises en jeu, de tels processus ne sont pas négligeables. Ils constituent une observable importante car leur faible section efficace d'interaction avec la matière nucléaire fait que celle-ci leur est transparente. Ils sont donc porteurs d'informations sur les premiers instants de la collision [212]. Malheureusement, leur mesure expérimentale s'avère complexe. En effet, pendant l'évolution, un grand nombre de particules de faible temps de vie sont créées et se désintègrent, donnant ainsi naissance à un grand nombre de photons secondaires. Il devient alors très difficile de différencier les photons thermiques du bruit des photons de désintégration.

◆ On parle de **photons directs** pour les photons de grand p_T (p_T> 4 GeV/c) [213]. De tels photons sont issus de processus de QCD perturbatif et ont étés vus au RHIC. Identiques aux photons des corrélations γ-jet, le milieu leur est transparent. Il peuvent donc servir de référence pour tester la

compatibilité des mesures expérimentales avec les calculs de QCD perturbatifs [214]. Les photons directs sont principalement produits lors des interactions dures initiales entre les partons; donc est une sonde dure particulièrement utile. Les interactions dures initiales entre les partons pour produire les photons directs sont :
- le processus de diffusion Compton : $q + g \rightarrow q + \gamma$
- le processus d'annihilation : $q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$.

Les photons étant des particules électromagnétiques, ils traversent le milieu pratiquement sans subir aucune interaction. En conséquence, si la suppression du facteur de modification nucléaire des hadrons a comme origine la perte d'énergie des partons dans le milieu, les photons directs ne devraient pas montrer de suppression. En soi, la production des photons durs devrait suivre la comportement en N_{coll} (N_{coll} scaling). Cependant, l'identification des photons des processus durs n'est pas simple, excepté dans la région de grand p_T ($p_T > 4$ GeV/c) où ils dominent le taux (yield) inclusif. La mesure directe de spectre de photons à grand p_T par PHENIX [215, 216] à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV utilisant un calorimètre électromagnétique est montrée sur la figure VI.20. En raison du bruit des photons (background) élevé, cette mesure est seulement possible dans la région $p_T > 4$ GeV/c. L'ensemble des points du spectre le plus bas correspond au taux de mesure dans les collisions de $p + p$. Les trois ensembles ou spectres supérieurs de points sont les mesures dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les centralités sélectionnées de 20-40%, 0-20% et de minimum-bias respectivement. Les lignes continues sont les diverses confirmations de prévision de la théorie de pQCD de la mesure de $p + p$. Les données de $p + p$ sont également fités par une fonction modifiée de loi de puissance, power law, $B(1+p_T^2/b)^{-n}$, dont le résultat est montré par la ligne pointillée. Dans le cas d'Au + Au, les lignes pointillées sont l'ajustement (fit) de loi de puissance de $p + p$ normaliser par le nombre de collisions (N_{coll}) pour la centralité sélectionné. Au-dessus de p_T 3 à 4 GeV/c, le N_{coll} mise à l'échelle les prévisions de $p + p$ sont en très bon accord avec les mesures d'Au + Au, indiquant que le taux des photons dures normalisé avec le nombre de collisions binaires et confirmant expérimentalement que des photons ne sont pas affectés par le milieu. Une autre manière de visualiser le comportement « scaling » de N_{coll} des photons durs est en traçant la dépendance de p_T du facteur de modification nucléaire, $R_{AA}(p_T)$, qui est montré sur la figure VI.24 pour une sélection d'événements centrales, où, comme prévu, la valeur de $R_{AA}(p_T)$ pour des photons est remarquablement compatible avec 1 ($R_{AA}(p_T) = 1$) sur une grande region de p_T.

Pour une valeur de p_T inférieure 3 à 4 GeV/c, il est possible d'estimer le taux (ou rendement) de photons virtuels par la conversion en paire d'électron-positron. Le rendement net de photons virtuels peut être compté à partir de l'excès dans le spectre de di-electron au-dessus du taux prévu des décroissances d'hadron. Le rendement (taux) de photon sur-SHELL peut alors être extrait à partir du rendement de photons virtuels mesuré en utilisant des relations précises de QED. Le spectre de photon extrait par cette méthode [218] est montré sur la figure VI.20 (symboles fermés) pour $p_T < 4$ GeV/c. Dans cette gamme, alors que la mesure de $p + p$ est sur la courbe du fit de power law modifiée à grande impulsion transverse p_T, il y a un excès statistiquement significatif dans le spectre de Au + Au relativement à l'attente du comportement « scaling » de N_{coll} du résultat de $p + p$. Cet excès est donc non dû aux processus durs, et une des explications possibles est la production de **photons thermiques** dans le plasma. Pour expliquer l'excès, les points d'Au + Au sont fités par une somme de deux fonctions; fit de power law modifiée de N_{coll} appliqué aux résultats de $p + p$ plus un terme exponentiel, $\exp(-p_T/T)$, le résultat est tracé par la courbe continue noire. Si l'excès est dû aux photons thermiques, la température moyenne initiale du rayonnement du milieu dense T_{init} est liée à l'inverse la pente T dans le terme exponentiel par l'expansion thermodynamique du milieu. Les résultats du fit pour T [MeV] correspondant aux différentes centralité sélectionné sont $T = 221 \pm 23$ (stat) $\pm$ 18 (syst)

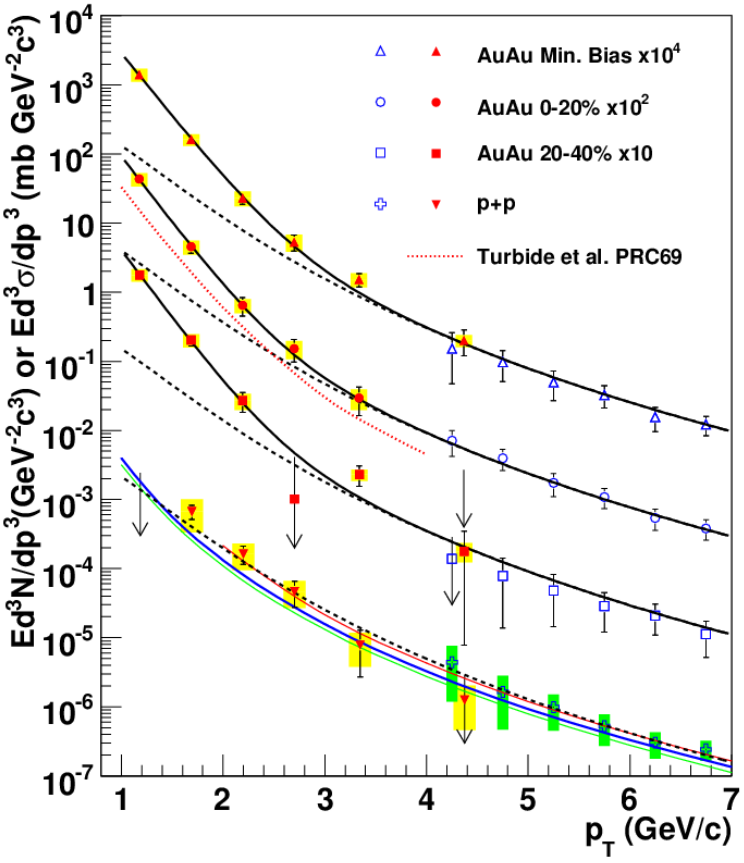


Figure VI.20: Spectre de photon en fonction de p_T mesuré par l'expérience PHENIX dans les collisions $p+p$ et Au + Au à 200 GeV. Les points pour $p_T > 4$ GeV/c (symbole ouvert) correspondent à la composante dure (photons direct) mesuré directement par le calorimètre électromagnétique. Les données à bas p_T (symbols fermés) sont les photons virtuels mesurés comme excès dans le spectres invariant de masse de di-electron à plus bas p_T [215, 216].

pour 0-20%, $T = 214 \pm 20$ (stat) $\pm$ 15 (syst) pour 20-40% et $T = 224 \pm 16$ (stat) $\pm$ 19 (syst) pour le minimum-bias. Les modèles hydrodynamiques de base thermique [219, 220] prévoient ce $T_{init} \sim$ (1,5 - 3) $\times T$ et reproduisent le spectre p_T minimum-bias avec des valeurs de T_{init} s'étendant de 300 à 600 MeV avec différentes valeurs de la période du début de l'hydrodynamique. Cette gamme est bien au-dessus de la température de transition de 170 MeV a prévu par le lQCD.

VI.2.2.c.2 Jets : corrélations de particules de grande impulsion transverse

Les jets représentent une des sondes dures très bien calibrées, car leur production dans $e+e, e+p$ et $p+p$ a été bien étudiée en détail, en raison de leur accessibilité dans des calculs de pQCD. Mais leur mesure dans l'environnement des collisions d'ions lourds est un défi énorme. Les particules secondaires issues des jets d'impulsion transverse, p_T, intermédiaire (les seuls accessible à RHIC), sont complètement accablés par la multiplicité de particules ambiantes issues des processus mous ("soft"), et révéler difficile d'observer un excès localisé dans les calorimétres. En conséquence, la reconstruction complete de jet a jusqu'ici été difficile dans les collisions d'ions lourds (mais récemment collaboration STAR montre qu'il a

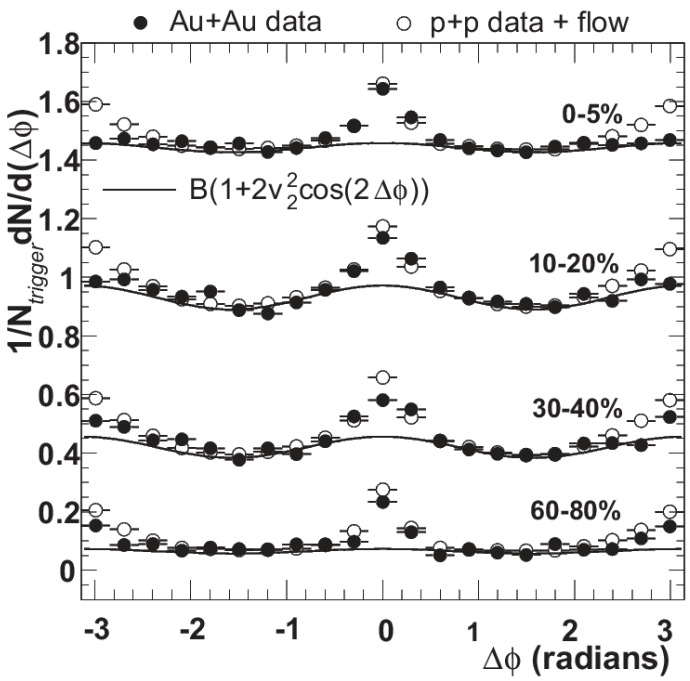


Figure VI.21: Distributions de la corrélation en angle azimutal relatif entre particule déclencheuse de l'événement avec une impulsion transverse entre 4 < p_T< 6 GeV/c et les particules avec une impulsion transverse entre 2 GeV et l'impulsion transverse de la particule déclencheuse, pour les collisions Au + Au et $p + p$ à 200 GeV. Distributions de la corrélation calculées à partir des résultats obtenus dans les collisions $p + p$, en tenant compte de la corrélation induite par la présence de l'écoulement elliptique dans les collisions Au + Au (symbole ouvert). La ligne continue représente la contribution de l'écoulement elliptique la corrélation [222].

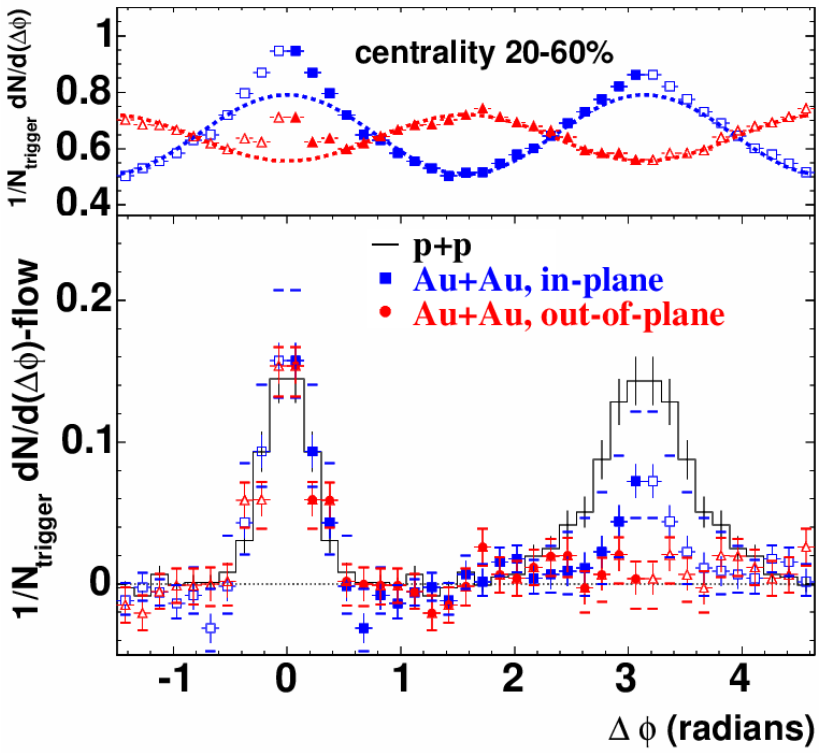


Figure VI.22: Panneau a) : les distributions de la corrélation en angle azimutale relatif pour des particules déclencheuses émises dans le plan de la réaction (symbole carrés) et perpendiculairement au plan de réaction (triangles) pour les collisions Au + Auà $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV semi-périphériques (20%-60%). Panneau b) : mêmes distributions après la soustraction de la contribution due à l'écoulement elliptique [223]

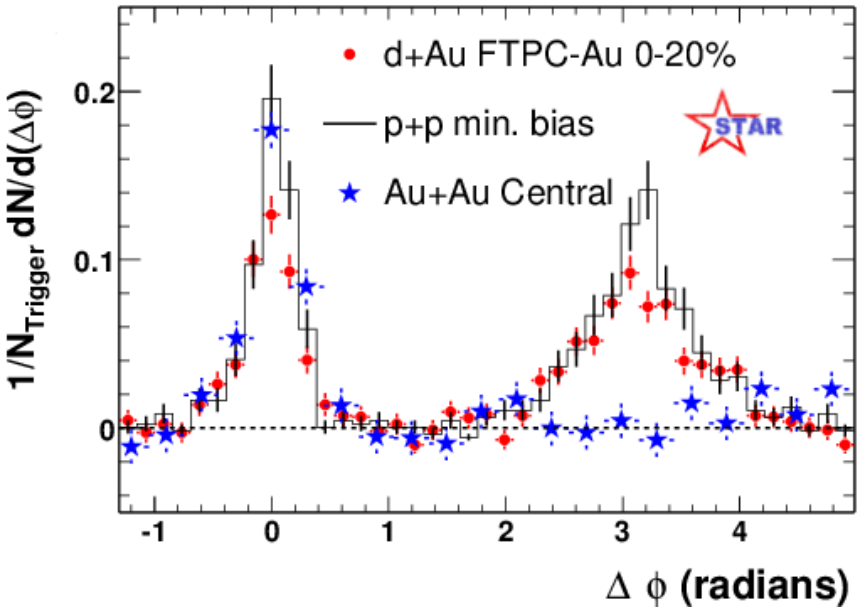


Figure VI.23: Distributions de la corrélation en angle azimutal entre particules avec une impulsion transverse p_T intermédiaire et particules avec un grand p_T (particules déclencheuse) dans les sytèmes en collisions $p + p$, d + Au et Au + Au à la même énergie $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV obtenue par l'expérience STAR [224].

été possible de reconstruire les jets au RHIC [221]). Au LHC, à plus grande énergie de collision où la section efficace de jets à grande impulsion transverse est plus grande et également la calorimétrie disponible est plus développée. Dans le même temps, d'autres techniques puissantes d'analyse ont été développées pour étudier l'effet du millieu sur des jets, comme les corrélations de particules de grande impulsion transverse.

L'étude de la distribution de particules à grande impulsion transverse permet d'étudier l'interaction entre les partons et le plasma de quarks et de gluons, si l'on suppose que la fragmentation de partons est à l'origine de la production de particules de grande impulsion transverse. Cependant, aucune preuve expérimentale de la production de jets de particules dans les collisions entre ions lourds n'a été obtenue clairement au RHIC. De ce fait, les corrélations de particules de grande impulsion transverse sont la seule preuve expérimentale de l'existence de la production de jets dans les collisions entre ions lourds aux énergies de RHIC.

L'expérience STAR a étudié en détail ces corrélations. Des événements avec une particule de grande impulsion transverse ont été analysés via la corrélation en angle azimutal relatif ($\Delta\phi$) entre la particule déclencheuse avec une impulsion transverse comprise entre 4 et 6 GeV/c et les particules associées avec une impulsion transverse comprise entre 2 GeV/c et l'impulsion de la particule déclencheuse. Dans les collisions proton-proton et dans les collisions semi-périphériques Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [222], une forte corrélation est observé pour $\Delta\phi = 0$ et $\Delta\phi = \pi$, à cause de la présence de di-jets dans ces types de collisions. Il faut noter que cette corrélation est plus difficile à observer pour les collisions centrales en raison de la grande multiplicité de particules chargées et de l'occupation du détecteur. La différence des distributions en $d\phi$, $1/N_{trig} \times dN/d\delta\phi$ pour une pseudorapidité relative $|\delta\eta| < 0.5$ et $1/N_{trig} \times dN/d\delta\phi$ pour $0.5 < |\delta\eta| < 1.4$ permet d'amplifier cette corrélation [222]. Dans les collisions centrales Au + Au, cette corrélation est seulement observée pour $\Delta\phi = 0$, donc seulement la présence d'un jet dans la direction de la particule déclencheuse est observée, ces corrélations sont montrés sur la figure VI.21. La figure montre

les distributions de la corrélation en fonction de $\Delta\phi$ et en fonction de la centralité de la collision Au + Au (cercles noirs) sont comparées avec les corrélations obtenues à partir des données $p + p$ en tenant-compte de l'écoulement elliptique mesuré dans les collisions entre ions lourds à la même énergie à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Nous observons nettement comment la corrélation due au jet émis dans la direction opposée à celle de la particule déclencheuse disparaît pour les collisions Au + Au les plus centrales. Il faut supposer que la condition de déclenchement induit un bias important. En supposant que les partons perdent beaucoup de leur énergie en traversant le milieu chaud et dense, les événements avec la production d'une particule de grande impulsion transverse sont sûrement associés à des événements avec la production d'un parton près de la surface de la zone d'interaction, de façon que le parton puisse s'échapper facilement. Le parton associé émis dans la direction opposée devra, au contraire, traverser une épaisseur conséquente de matière chaude et dense, ce qui pourrait expliquer la disparition totale de la corrélation. Pour les collisions semi-périphériques Au + Au, l'anisotropie de la zone d'interaction fait que l'épaisseur du milieu à traverser par le parton dans la direction du plan de réaction est moindre que l'épaisseur à traverser dans la direction perpendiculaire au plan de réaction. Pour cette raison, il est très intéressant d'étudier les corrélations en angle azimutal relatif en fonction de la direction de la particule déclencheuse. Cette étude a été faite par la collaboration STAR [223] et les résultats sont montrés sur la figure VI.22. Elle montre que la disparition de la corrélation di-jet est plus importante pour les particules déclencheuses émises dans la direction perpendiculaire au plan de la réaction.

La figure VI.23 compare les corrélations azimutales dans trois différents systèmes en collision : les collisions proton-proton ($p + p$), les collisions deuton-or (d + Au) et d'or-or (Au + Au), l'observation est que la partie crête latérale «away side peak» survit dans des collisions de $p + p$ et de d + Au, aussi bien que dans des collisions périphériques d'Au + Au elle est fortement supprimée dans des collisions centrales d'Au + Au [224]. Dans des collisions de $p + p$ ou de d + Au, quand deux partons subissent une interaction dure «hard scattering», ils sont déviés dos-au-dos «back-to-back» azimutallement et se propagent sans encombre pour créer des jets. D'autre part, dans des collisions d'Au + Au, un des deux partons tranverse plus de distance dans le milieu créé avant la fragmentation à un jet. Ceci mène à la suppression de la partie crête latérale (away side peak) dans le spectre de corrélation d'Au + Au.

*L'importance de la suppression ne peut pas être expliquée par la présence d'une matière nucléaire ordinaire sur le chemin d'un parton fortement énergique, et ceci a permis une conclusion que le milieu créé dans des collisions d'*Au + Au *est un milieu très opaque.*

VI.2.2.c.3 Suppression de particules de grande impulsion tansverse

Les preuves supplémentaires pour l'opacité du milieu aux interactions forte (dures) des partons viennent de l'étude de spectre de grande impulsion transverse p_T pour des hadrons identifés et des photons dans la référence de p+p, de d + Au et les collisions d'Au + Au. La figure VI.24 récapitule la situation actuelle du $R_{AA}(p_T)$ pour les pions neutres (π^0), saveurs légères (hadrons étranges), les photons directs, etc, mesurés par l'expérience de PHENIX à RHIC [225]. Rappelons que cette mesure est le rapport du spectre en p_T des hadrons/des photons identifiés dans des collisions d'Au + Au à leur spectre dans des collisions de $p + p$, normalisé par le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon pour une centralité d'événement bien déterminer dans les collisions Au + Au comme présenté dans Eq. VI.11. L'observation la plus surprenante est que des hadrons (qui se composent des constituants fortement en

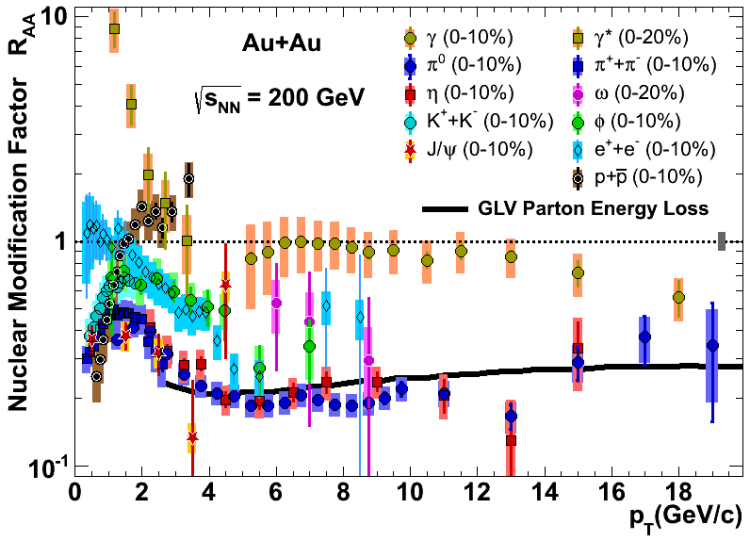


Figure VI.24: Compilation des données du facteur de modification nucléaire, $R_{AA}(p_T)$, des collisions d'Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour les particules identifiées mesurées par l'expérience PHENIX [225], illustré en fonction de l'impulsion transverse p_T. La courbe continue correspond à la théorie de perte d'énergie des partons, GLV [226].

interaction) sont supprimés par un facteur cinq à grande impulsion transverse p_T tandis que les photons, qui sont insensibles aux interactions fortes dans le milieu sortent non modifiés jusqu'à p_T mesurée 16 GeV/c. Une suppression si forte à grande impulsion transverse p_T est peu probable dans la matière nucléaire ordinaire. Le ramollissement (softening) du spectre en p_T des hadrons chargés est encore dû à la perte d'énergie de ce que les partons sous-jacents sont soumis avant l'hadronization.

Ces données de $R_{AA}(p_T)$ ont été décrites par des calculs théoriques (ligne noire continue notée LGV sur la figure VI.24) se basant sur la perte d'energie de partons dans la matière créée dans les collisions d'Au + Au [226]. De ces cadres théoriques, nous avons appris que la densité de gluon dN_g/dy doit être approximativement 1000, et la densité d'énergie de la matière créée dans les collisions les plus centrales doivent être approximativement 15 GeV/fm^3 pour expliquer la grande suppression observée dans les données [227].

Cependant, certains modèles avaient prédit la même suppression, sans avoir besoin de supposer la formation d'un milieu dense et déconfiné dans lequel les partons perdaient une partie considérable de leur énergie. Ces modèles (comme le modèle de CGC [228]) prédisent, en supposant que dans les collisions noyau-noyau à très haute énergie le régime classique de la QCD est atteint, que la saturation du nombre de gluons par unité de surface transversale est à l'origine de la suppression de particules de grande impulsion transverse. Ces modèles prédisent également une suppression du facteur de modification nucléaire dans les collisions d + Au. La mesure du facteur de modification nucléaire pour les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV a montré, au contraire, l'absence d'une telle suppression à mi-rapidité dans ce type de collisions comme il est présenté sur la figure VI.25 [229].

Ce résultat expérimental a été d'une très grande importance car les modèles de saturation gluonique (CGC) ont été invalidés pour décrire ces résultats de la production de particules à mi-rapidité dans les collisions d + Au *auhar énergies de RHIC. En outre, il a été montré que la suppression de particules de grande impulsion transverse observée dans les collisions* Au + Au *avait comme origine l'interaction des partons*

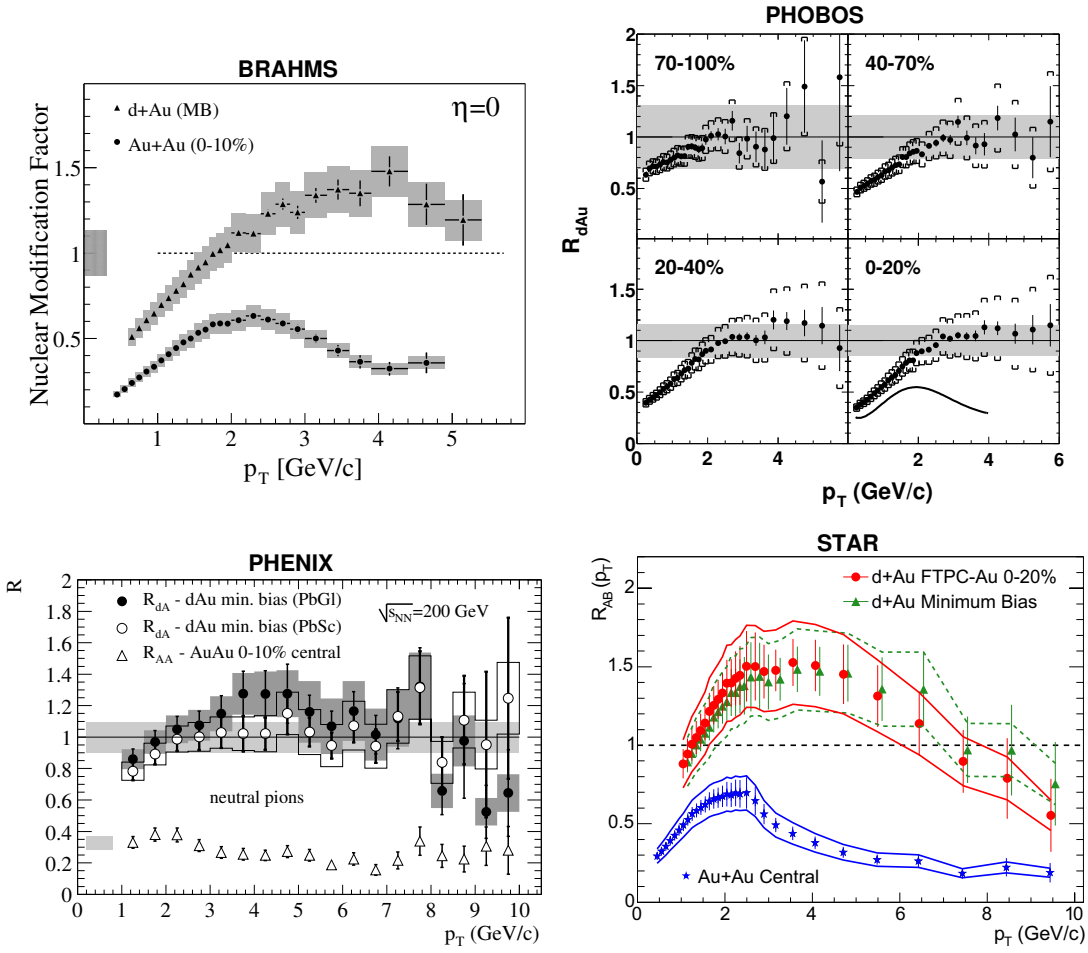


Figure VI.25: Facteur de modification nucléaire, $R_{AA}(p_T)$, en fonction de l'impulsion transverse, p_T, pour les hadrons chargés et les π^0 dans les collisions Au + Au et d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV mesurés par les quatres expérinces du RHIC ; BRAHMS, PHENIX, PHOBOIS et STAR [229].

avec le milieu formé dans la phase finale de la collision entre les noyaux.

Un autre résultat intéressant du facteur de modification nucléaire dans des collisions d'ions lourds est concernant le méson ϕ, dont la masse est proche de celle d'un proton et d'un Λ. Le méson ϕ ne participe pas aussi fortement que d'autres font dans des interactions hadronique, ni sont les mésons ϕ formés par l'intermédiaire du processus coalescence comme $K^+ + K^-$ dans les collisions de haute énergie [230]. La figure VI.26.a, VI.26.b et VI.26.c montrent le $R_{AA}(p_T)$ pour le ϕ, le π^0, le proton, le kaon et η, tous mesurés dans des collisions d'Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [231]. Les mésons ϕ illustrent un comportement différent de suppression comparé aux mésons non-étranges légers et aux baryons. Pour les collisions centrales (figure VI.26.a), la valeur $R_{AA}(p_T)$ de ϕ a moins de suppression que π^0 et η dans la gamme d'énergie intermédiaire de $2 < p_T < 5$ GeV/c. À grande p_T (p_T> 5 GeV/c), les mésons ϕ $R_{AA}(p_T)$ approches et devient comparable aux $R_{AA}(p_T)$ de π^0 et η. Ces observations expérimentales restent vrais pour tous les centralités jusqu'aux collisions les plus périphériques, comme présenté dans la figure VI.26.c. Ce panneau montre que le π^0 est légèrement supprimé dans des collisions périphériques d'Au + Au tandis que le ϕ

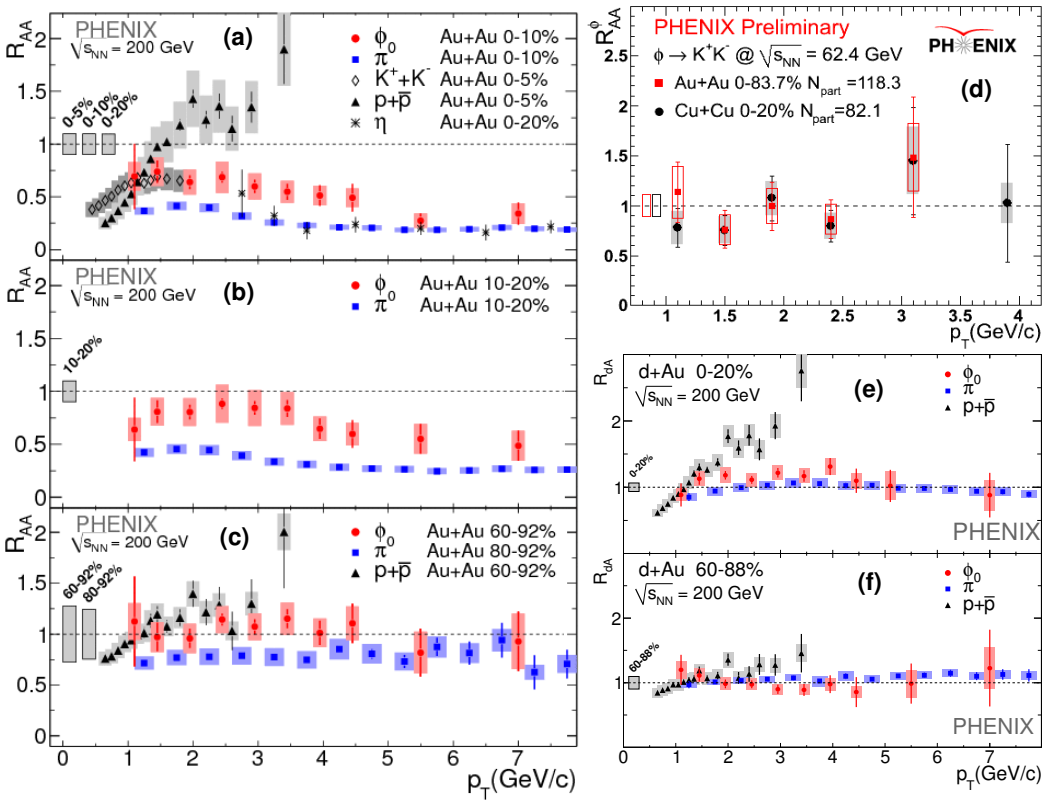


Figure VI.26: Panneaux (a), (b), et (c) montrent $R_{AA}(p_T)$ pour différentes espèces de particules obtenues à partir des collisions d'Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Le panneau (d) montre le ϕ $R_{AA}(p_T)$ pour la centralité choisie de telle sorte que le N_{part} est le mêmee^+e^-dans les collisions Au + Au et Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62,4 GeV. Les panneaux (e) et (f) montrent le $R_{AA}(p_T)$ pour différent espèces de particules, y compris le ϕ obtenu à partir des collisions de d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [232].

meson n'est pas supprimé. Les résultats de kaon couvrent seulement une gamme très limitée de bas p_T ; néanmoins, dans cette gamme elles semblent suivre la tendance de $R_{AA}(p_T)$ du ϕ mieux que cela de π^0 et d'η pour des collisions centrales d'Au + Au. La comparaison avec des baryons (des protons et des anti-protons) montre un comportement différent. Pour des collisions centrales, les protons ne montrent aucune suppression mais plutôt une augmentation à p_T < 1,5 GeV/c, tandis que les mésons ϕ sont supprimés. Nous observons une similitude du $R_{AA}(p_T)$ des protons et des mésons ϕ pour la plupart des collisions périphériques. La figure VI.26.d compare le $R_{AA}(p_T)$ dans la collision Au + Au et de Cu + Cu dans deux centralités correspondant approximativement au même nombre de participants aux deux systèmes. En conclusion :

Il n'y a aucune différence pour les valeurs de $R_{AA}(p_T)$ *entre les deux systèmes,* Au + Au *et* Cu + Cu*; indiquant que le niveau de la suppression, après moyenne en l'angle azimutal, normalisée par la taille moyenne du chevauchement nucléaire et, indépendamment des détails de sa forme.*

Les effets nucléaires froids de matière contribuent également aux différences dans le facteur de suppression d'hadron dans des collisions Au + Au. Les figures VI.26.e et VI.26.f comparent $R_{AA}(p_T)$ pour

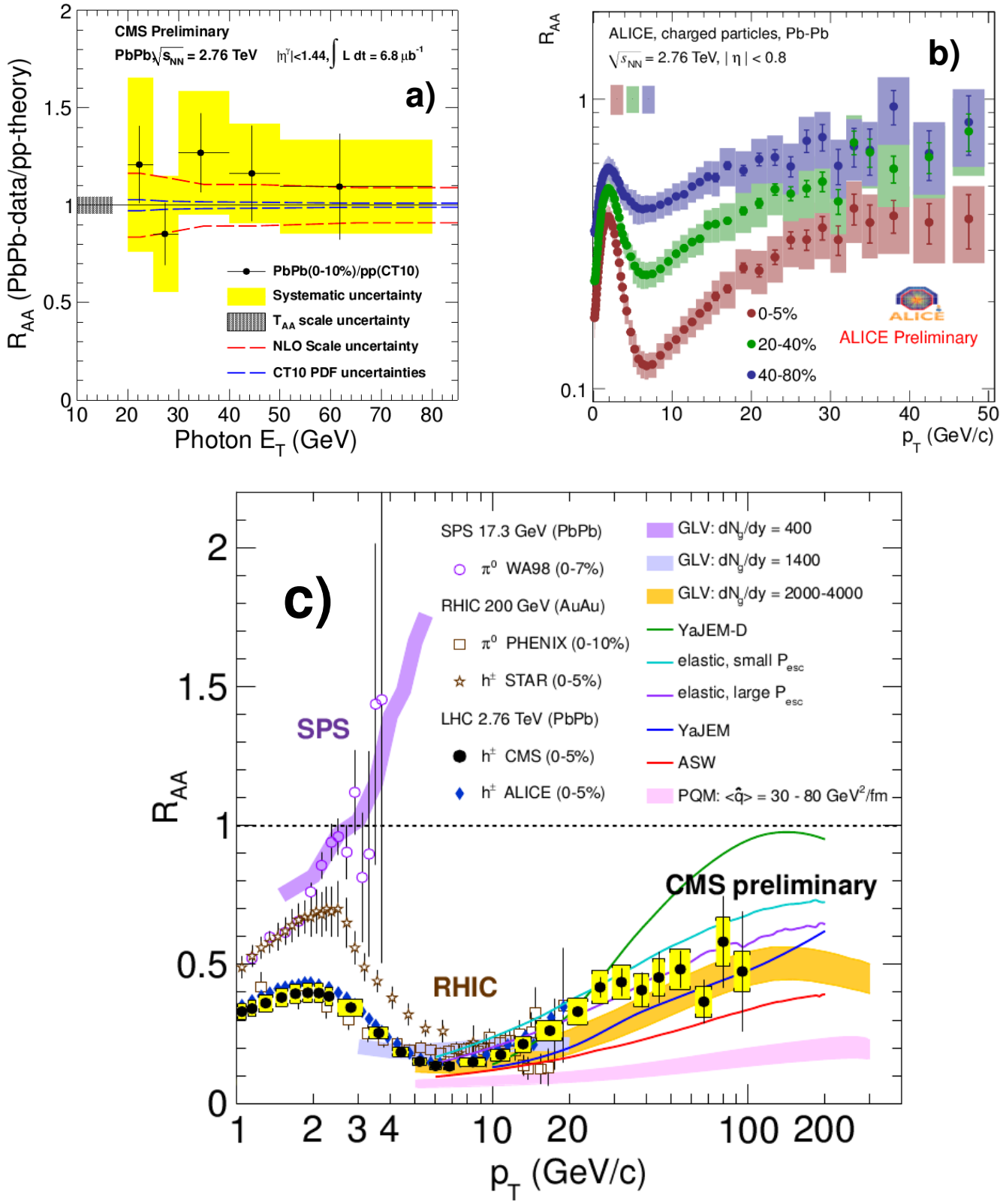


Figure VI.27: Le facteur de modification nucléaire à l'énergie de LHC, *Pb* + *Pb* à $\sqrt{s_{NN}}$ = 2,76 TeV, en fonction de p_T pour différents centralités de collisions (panneaux a et b) et comparé aux résultats pour des énergies inférieures à SPS et à RHIC (panneau c) [233, 234, 235, 236].

ϕ et π^0 et proton dans des collisions centrales et périphériques de d + Au. Pour les deux centralités, $R_{AA}(p_T)$ pour le ϕ et π^0 sont semblables, indiquant que les effets nucléaires froids de la matière ne sont pas responsables des différences entre elles qui sont évidentes dans des collisions d'Au + Au.

VI.2.2.c.4 Apperçu sur la suppression de particules de grande p_T à LHC

Après l'impact des résultats importante de la suppression de p_T des mesures au RHIC, le $R_{AA}(p_T)$ ont eu une grande priorité pour les expériences de LHC. À la conférence Quark Matter 2011, ALICE et CMS ont présenté les résultats sur le $R_{AA}(p_T)$ pour les particules chargées pour des impulsions transverses allant jusqu'à p_T = 100 GeV/c. Ces résultats sont montrés sur la figure VI.27. Les résultats de CMS pour le $R_{AA}(p_T)$ des photons directs (présenté sur la figure VI.27.a) et semblable à PHENIX il n'y a aucun signe de suppression à aucun impulsion transverse tandis que le $R_{AA}(p_T)$ des particules chargées mesuré par l'expérience ALICE à LHC, présenté sur la figure VI.27.b, montrent la suppression, toutefois avec le $R_{AA}(p_T)$ augmentant en fonction de p_T [233, 234, 235, 236].

Cette suppression des particules chargées a pu indiquer un milieu fortement interactive étant également produit à LHC. L'augmentation de $R_{AA}(p_T)$ avec p_T très probablement montre la distinction entre la région molle (soft) où la production de particules est dominée par la production thermique des particules dans la boule de feu (fireball) et la région dure où la production est due aux interactions quark-quark (qq) de grande impulsion (ce qui mènent à la formation des jets).

L'évolution du facteur nucléaire de modification avec l'énergie au centre-de-la-masse de SPS à RHIC au LHC [233, 234, 235, 236] est présenté dans la figure VI.27.c. Notez que ces résultats sont montrés pour les hadrons chargés et les mésons neutres (π^0), ce dernier légèrement étant supprimés davantage à bas p_T (par exemple, la recombinaison de partons peut produire un excès des protons [33]). À RHIC, les valeurs du $R_{AA}(p_T)$ des deux mesures, des hadrons chargés et les mésons π^0, sont différentes mais les deux mesures convergent approximativement au-dessus de 8 GeV/c. À bas p_T le spectre ***des particules chargées*** est sensiblement plus supprimé au LHC qu'à RHIC, bien que les valeurs minimum et le p_T auxquelles elles se produisent soient tout à fait semblables. Cependant, il reste à voir si la similitude entre la suppression de π^0 observée par PHENIX à $\sqrt{s_{NN}}$ = 0,2 TeV et la suppression de particules chargées présentée sur la figure VI.27.c au $\sqrt{s_{NN}}$ = = 2,76 TeV est plus qu'une coïncidence.

VI.2.2.c.5 Charmonium : production directe des mésons J/ψ

Les quarks u, d et s sont considérés des quarks légers parce que leurs masses sont comprises entre 1.5 MeV/c^2 et 170 MeV/c^2 [237] et en première approximation, on considère souvent leurs masses négligeables. Cependant, les quark c et b sont considérés comme quarks lourds parce que leurs masses sont de l'ordre $m_c \simeq 1.5$ GeV/c^2 et $m_b \simeq 5$ GeV/c^2, respectivement. Dans les collisions de haute énergie d'ions lourds l'état lié : $c\bar{c}$ ou J/ψ peut être produit par fusion de gluons $gg \rightarrow q\bar{q}$. Ce dernier est le mécanisme de production des quarkonia, états liés des quarks lourds. Ces particules sont donc produites aux premiers instants de la collision, elles font partie de l'état initial. À cause de l'écrantage du potentiel entre les quarks lourds dans le PQG à haute température, les quarkonia devraient se dissocier en charme ouvert. Ainsi, on considère a priori comme une preuve de la formation du PQG, ce qui est communément appelé la suppression anormale du J/ψ [238], et qui un signal provenant de l'interaction entre l'état initial

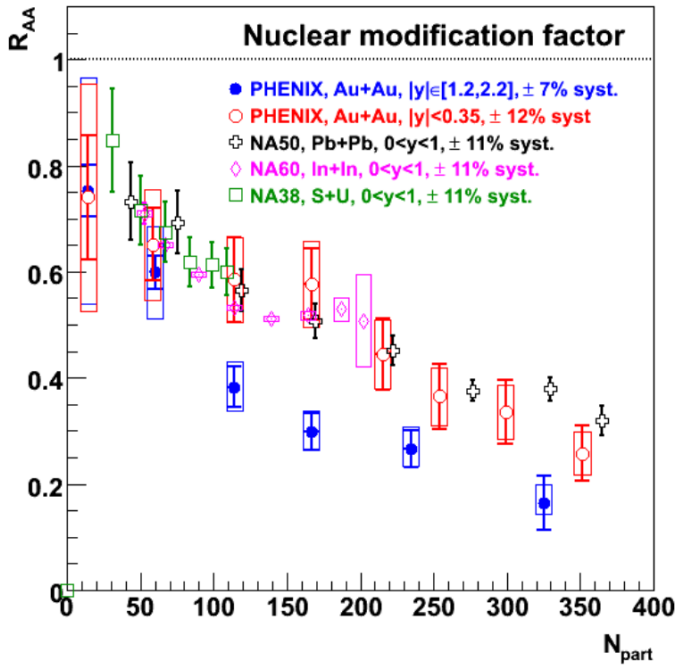


Figure VI.28: Facteur de modification nucléaire de J/ψ en fonction de la centralité pour des $Pb+Pb$, $In+In$ et $S+U$ mesurés à mi-rapidité à l'énergie de SPS à $\sqrt{s_{NN}}$ = 17,3 GeV et Au + Au à l'énergie du RHIC $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV mesuré à mi-rapidité et au rapidé avant (forward rapidité) [247]

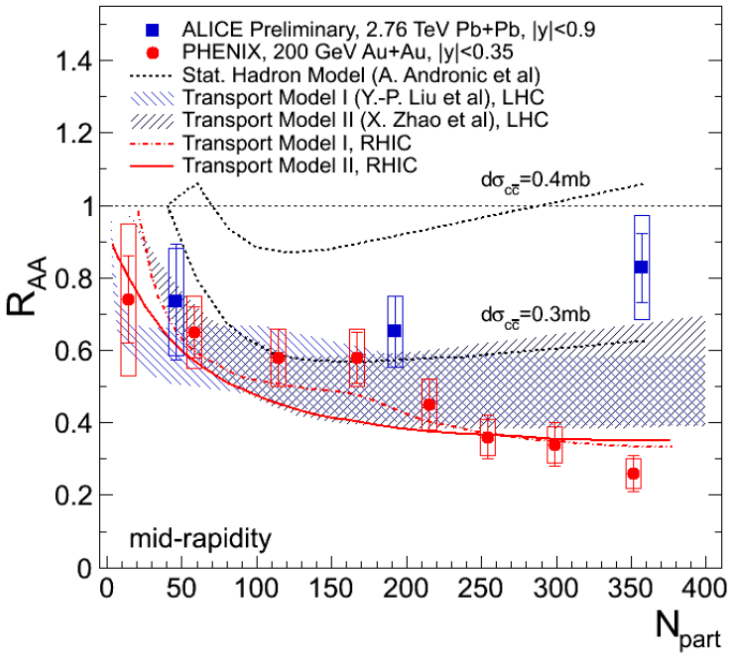


Figure VI.29: Facteur de modification nucléaire de J/ψ en fonction de la centralité mesurée à mi-rapidité pour des collisions $Pb+Pb$ à l'énergie de LHC $\sqrt{s_{NN}}$ = 2,76 TeV et des collisions Au + Au à l'énergie du RHIC $\sqrt{s_{NN}}$ = 0,2 TeV comparés aux différent modèles théoriques [248].

et le milieu. Rappel: le J/ψ et le ψ' (Υ, Υ' Υ'') sont des mésons vecteurs formés des quarks de valence c et $\bar{c}$ (b et $\bar{b}$); ils sont désignés par le terme charmonia (bottomonia). Le terme quarkonia correspond à charmonia et bottomonia. À faible x_F (comme aux énergies du RHIC) où x_F est la variable de Feynman $x_F = 2P_L\ \sqrt{s_{NN}} = 2m_T \times \sinh y/\ \sqrt{s_{NN}}$), cette production est dominée par le processus de fusion de gluons. La composition partonique des hadrons (des faisceaux) est décrite par les fonctions de distribution des partons (PDF) : elles quantifient la distribution des partons en fonction de leur fraction x de l'impulsion du hadron. Le théorème de factorisation de la QCD [239] permet de séparer dans le calcul des sections efficaces les phénomènes à grandes et petites distances. On peut alors décrire la section efficace de production d'une paire de $c\bar{c}$ dans une collision nucléon-nucléon par :

$$\sigma(NN \to c\bar{c}) = \int\int G(x_1, Q)G(x_2, Q)\delta(x_1x_2s - m_{c\bar{c}})dx_1dx_2\sigma(gg \to c\bar{c}) \tag{VI.12}$$

où $G(x, Q)$ est la probabilité dans un nucléon d'obtenir un gluon g avec une fraction d'impulsion x et $\sigma(gg \to c\bar{c})$ est la section efficace pour le processus $gg \to c\bar{c}$. On peut déterminer le premier processus ($gg \to c\bar{c}$) en appliquant un traitement perturbatif.

Comme il est montré sur la figure VI.28, les expériences au SPS ont montré clairement une suppression de J/ψ pour différent systèms en collisions à $\sqrt{s_{NN}}$ = 17,3 GeV (158 GeV/nucléon sur une cible fixe) [240] et qui ne sature pas. Cependant, il faut noter que les charmonia Ψ' et χ_c décroissent en J/ψ. Pour 100 J/ψ détecté, une dizaine proviennent du Ψ' et environ vingt à trente proviennent du χ_c [241]. Différents modèles sont en mesure d'expliquer l'ensemble des données du SPS quant à la suppression du J/ψ. L'interprétation de ces modèles est complexe quant à la formation on non d'un milieu tel que le PQG [242, 243] il apparaît que la suppression du J/ψ est diffcile à identifier et analyser. À RHIC ainsi les résultats sont montrés sur les figure VI.28, le problème se corse encore plus. En effet, une suppression plus grande est attendue due à la densité d'énergie plus importante du milieu créé [243]. Cependant, certains attendent des effets qui contrebalancent la suppression, comme la coalescence de paires $c\bar{c}$ non corrélées. Des effets tels que l'écrantage (shadowing) peuvent également modifier l'allure du spectre [244].

Les expériences PHENIX observent à mi-rapidité une suppression du J/ψ*, du même ordre de grandeur que celle observée au SPS [244, 245, 246].*

Les modèles reproduisant les données du SPS prédisaient une plus grande suppression au RHIC et LHC.

PHENIX observe également une dépendance en rapidité de la suppression du J/ψ *[244] : plus grande suppression à grande rapidité. Finalement, la suppression anormale du* J/ψ *est un puzzle complexe. La question est alors de savoir si la même suppression est observée au RHIC et SPS, à cause de compensations de différents effects.*

La figure VI.29 montre le facteur de modification nucléaire en fonction de la centralité de la collision mesurer à mi-rapidité dans des collisions $Pb + Pb$ à l'énergie de LHC à $\sqrt{s_{NN}}$ = 2,76 GeV et Au + Au à l'énergie de RHIC à $\sqrt{s_{NN}}$ = 0,2 TeV comparés aux différent modèles théoriques [248]. On observe que J/$\psi R_{AA}(p_T)$ à l'énergie de LHC est moins suprimé que J/$\psi R_{AA}(p_T)$ à l'énergie de RHIC dans les collisions centrales.

Cette augmentation de J/$\psi R_{AA}(p_T)$ *au LHC elle est lié aux effets entre la matière nucléaire froide (CNM), color screening et recombinaison de* $c\bar{c}$*. Les données de* J/$\psi R_{AA}(p_T)$ *aux énergies de LHC favorisent le processus de recombinaison de* $c\bar{c}$*.*

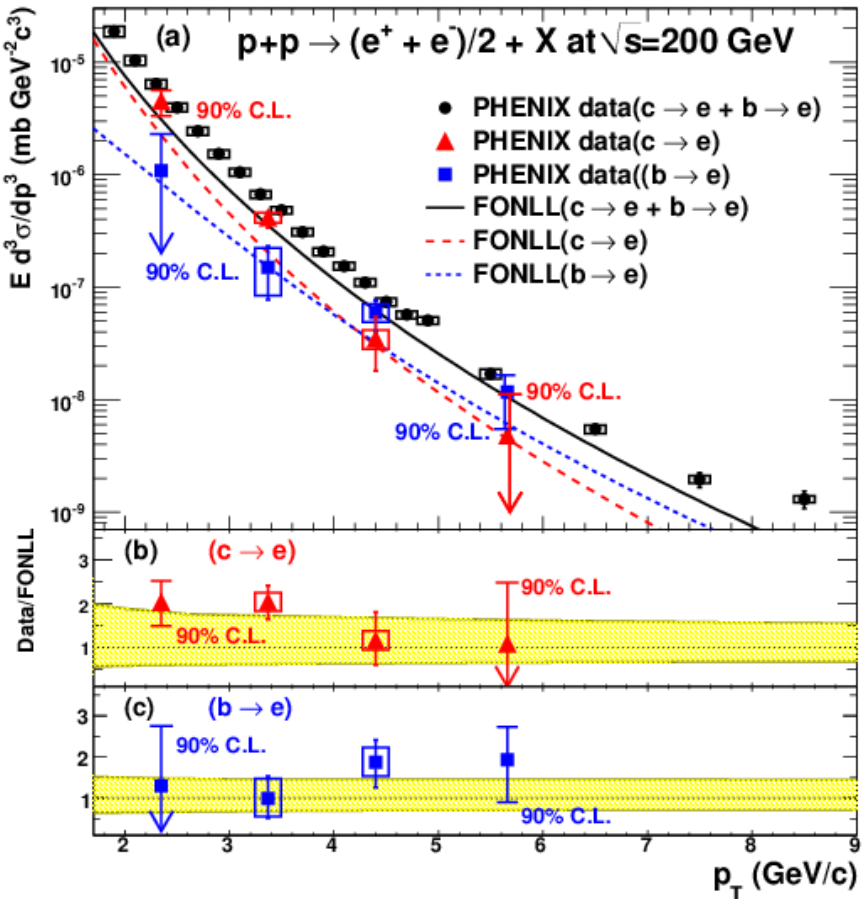


Figure VI.30: Distributions des sections éfficaces invariantes des électrons du charme et de beauté comparées aux prédictions FONLL dans les collisions $p + p$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Paneaux (b) et (c) montrent le rapport des données aux prédictions FONLL en fonction du moment transverse p_T des éléctrons de charme et de beauté, respectivement. Le region ombragé montre l'incertitude dans la prévision de FONLL [253].

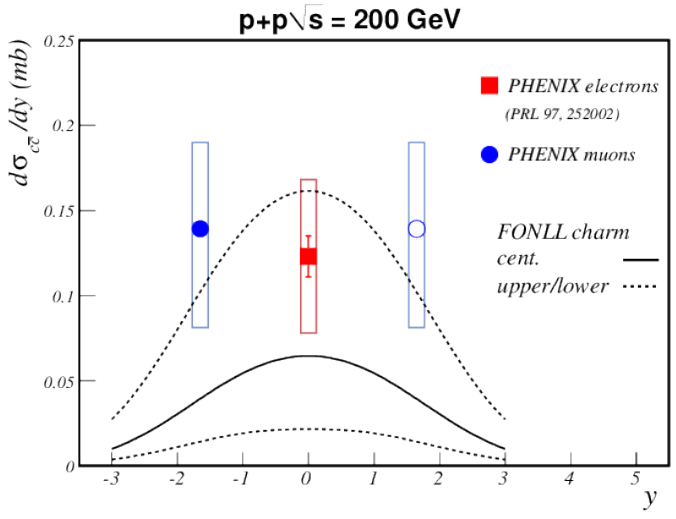


Figure VI.31: Mesure de la production des saveurs lourdes ($c\bar{c}$) en fonction de la rapidité comparée à des prédictions FONLL dans les collisions $p + p$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [253].

VI.2.2.c.6 Saveurs lourdes ouvertes: charme et beauté ouverts

Comme la masse des saveurs lourdes (ou quarks lourds) est importante et de l'ordre de GeV (charme : $m_c \simeq 1.5$ GeV/c^2 et beauté : $m_b \simeq 5$ GeV/c^2), les calculs de QCD perturbatif (pQCD) sont appropriés pour la mesure de leur production. La mesure de la production des saveurs lourdes constitue donc un bon test de la pQCD. Une autre étude peut être menée avec les particules contenant un quark lourd c ou b, il s'agit de ce qu'on appelle la *saveur ouvert* qui peut être un *charme ouvert* contenant un quark charmé c comme la particule D-meson ou une *beauté ouvert* contenant un quark b comme la particule B-meson. Dans le cas du *charme ouvert*, la principale contribution est la fragmentation de jets dont le parton initial ayant un quark c. Ces études sont intéressantes notamment pour essayer de comprendre la perte d'énergie des quarks lourds par rapport à celle des quarks légers : mais est-ce la même?

Dans l'expérience PHENIX pour laquelle je suis partie prenante, la production de saveurs lourdes est mesurée par les données inclusives des electrons ou muons. Pour la mesure d'électrons, les électrons produits soit de la décroissance des mésons ou de la conversion de photons qui sont mesurés et soustraits à partir du spectre inclusif et, le reste est attribué aux électrons venant de la décroissance semi-leptonique des méson D et B. Ce reste est appellé saveurs lourdes ouvertes et également sous le nom : les électrons non-photoniques (NPE: non-photonic electron). PHENIX a mesuré les spectres des électrons simples (single electrons) [249, 250] de saveur lourde dans des collisions de $p + p$ [251], d'Au + Au [252, 253], de Cu + Cu [254, 255] et d'd + Au [256] à 200 GeV. Les spectres de muons inclusifs (single muons) ont été mésurés dans les collisions de $p + p$ à 200 GeV [251].

La figure VI.30.a montre les spectres mesurés d'électron de charme (triangles) et de beauté (carés) comparés aux prévisions de FONLL [250, 257]. Le spectre inclusif mesuré des électrons (cercles) est également montré pour la référence. Les électrons simples de charme et de beauté sont mesurés à partir du rapport, $(b \to e)/(c \to e + b \to e)$, et le spectre des électrons sont issus de la décroissance de saveur lourde. Les panneaux (b) ((c)) montrent le rapport de la section efficace du charme (la beauté) mesurée sur le calcul de FONLL pour la production de charme. La région ombragées correspond à l'incertitude dans la prévision de FONLL. Due à la grande masse ceci rend l'incertitude plus petite dans la cas de quarks beautés. Ces calculs sont en bon acccord avec les données expérimentales pour la production de la saveur beauté. La même conclusion est valide pour le charme dans la fenêtre de l'incertitude théorique.

Les spectres de saveurs lourdes dans les collisions $p + p$ sont mesurés par l'intermédiaire des leptons simples (single leptons) de la décroissance des particules semi-leptoniques dans le canal d'électron à la mi-rapidité et dans le canal de muon à la rapidité avant en fonction de p_T. Ces spectres sont employés pour estimer la section efficace différentielle de production de charme, $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ [254]. L'évaluation totale de la section efficace de charme exige un calcul théorique afin d'extrapoler la mesure vers la région de bas $p_T = 0$ GeV/c. Un ensemble de fixed-order-plus-next-to-leading-log (FONLL) comme montrés sur la figureVI.30 ont été employés [254]. En plus, la contribution de la décroissance de quark beauté à un électron (muon) de saveur lourde dans la distribution p_T devient de plus en plus appropriée pour la $p_T > 4$ GeV/c, mais avec une contribution négligeable à l'intégrale. En utilisant cette méthode, la section efficace intégrée de production de charme à mi-rapidité et en avant-rapidité (forward) est montrée dans la figure VI.31.

Comme nous l'avons mentionné, dans des collisions d'ions lourds, les expériences de RHIC ont indiqué une suppression des spectres de hadron de grande impulsion transverse dans la région de mi-rapidité dans des collisions centrales d'Au + Au à comparer aux spectres d'impulsion mesurés dans des collisions de $p + p$ à la même énergie, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, comme il est montré dans la figure VI.32.a. Cet effet, à l'origine

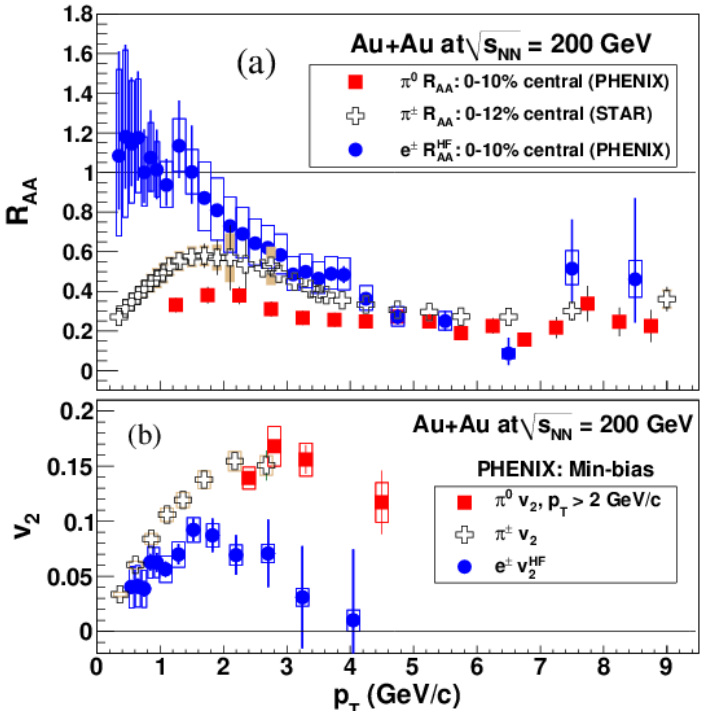


Figure VI.32: Facteur de modification nucléaire, R_{AA}^{HF}, des éléctrons des saveurs lourdes comparées au R_{AA} des π^0 dans les collisions centrale Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV élucidé sur le paneau (a). Panneau (b) présente le flot elliptique des électrons des saveurs lourdes v_2^{HF} avec v_2 des π^0 et $\pi^\pm$ dans les collisions minimum bias Au + Au [253].

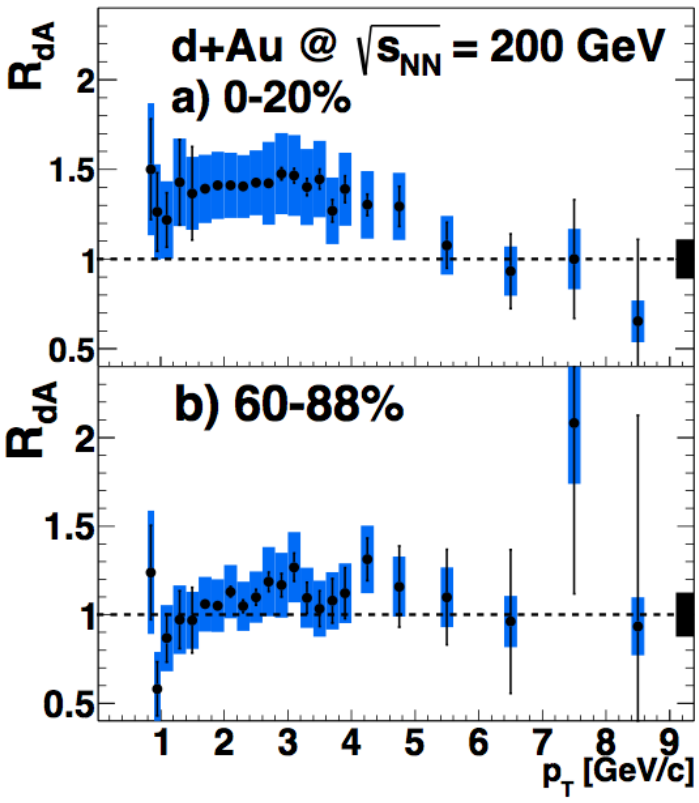


Figure VI.33: Facteur de modification nucléaire, R_{dAu}^{HF}, des éléctrons des saveurs lourdes mésuré dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour a) collisions plus centrales et pour b) collisions plus périphériques [253].

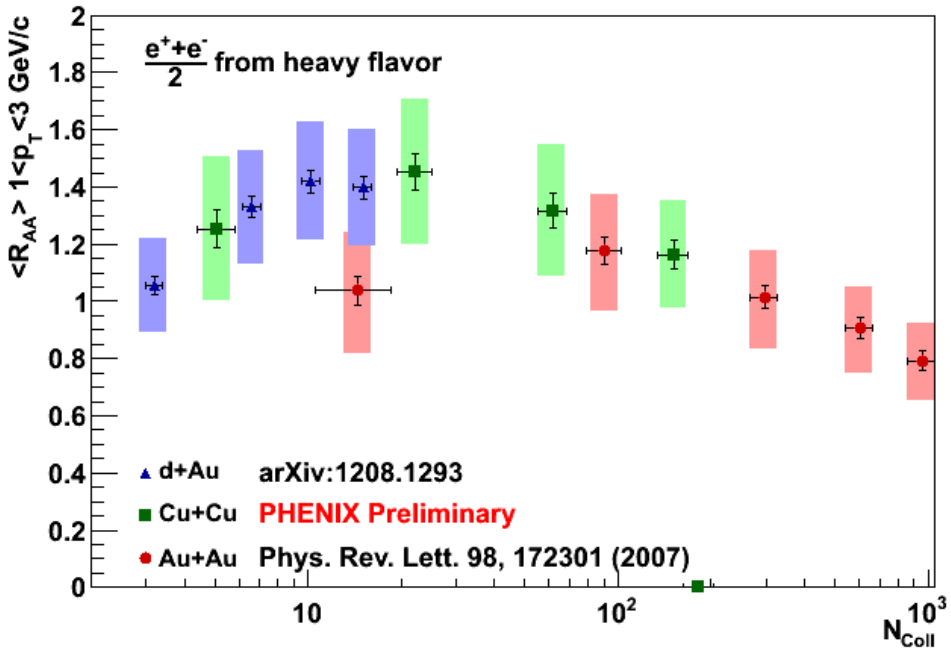


Figure VI.34: Facteur de modification nucléaire des éléctrons des saveurs lourdes en fonction du nombre de participants N_{part} pour les collisions Cu + Cu, Au + Au, et d + Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV à mi-rapidité et intégré sur la région p_T = 1–3 GeV/c [253].

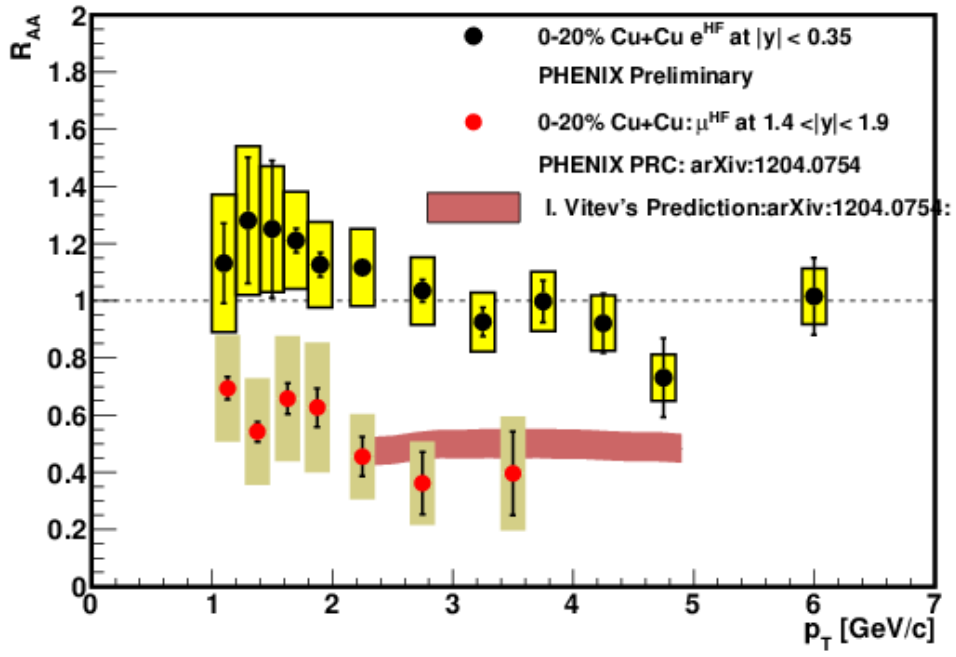


Figure VI.35: Facteurs de modification nucléaire des éléctrons des saveurs lourdes, R^{HF}_{CuCu} dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV mésurés à mi-rapidité et rapitié avant (forward rapidity) comparés aux prédicitions théoriques [253].

a été proposé par Bjorken, Gyulassy, et d'autres [258], repose sur l'attente d'une grande perte d'énergie des partons de grandes impulsions crées aux étapes initiales des collisions et traversent un milieu avec une haute densité. Selon la théorie de QCD, les objets colorés peuvent perdre l'énergie par le rayonnement (bremsstrahlung) des gluons [259]. Un tel mécanisme dégraderait fortement l'énergie de partons principaux (leading partons), traduit par une réduction de l'impulsion transverse de particules principales qui forment les jets émergeant après fragmentation en hadrons. S'ajoutant à cette découverte de la suppression des particules à grande impulsion transverse, deux résultats très saisissants ont été observées pour la saveur lourde ouverte par l'expérience de PHENIX par l'intermédiaire de la mesure des électrons issus de la décroissance des hadrons semi-leptonique portant les quarks charme ou beauté. D'abord, les mésons lourds, en dépit de leur grande masse, montrent une suppression à grande impulsion transverse comparé à ce qui est prévu dans les interactions $p + p$. Cette suppression s'avère semblable à celle des mésons légers, impliquant une perte d'énergie substantielle des quarks lourds rapides tout en traversant le milieu, voient la figure VI.32.a ; ceci montre les facteurs de modification nucléaires mesurés pour différents types de particule dans des collisions d'Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Deuxièmement, on observe un flot (écoulement) elliptique pour les électrons issus des mésons lourds qui est comparable à celui des mésons légers comme les mésons pions ($\pi^{\pm}$ et π^0), voient figure VI.32.b. Ceci implique que les quarks lourds sont en fait sensibles aux gradients de pression induisant l'écoulement hydrodynamique donnant de nouvelles informations dans la nature fortement couplée du fluide de PQG à ces températures.

Récemment, PHENIX a obtenu de nouveaux résultats sur la production de saveurs lourdes ouvertes (HF) dans les collisions de d + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par l'intermédiaire de la décroissance semi-leptonique à la région mi-rapidité [260]. La dépendance de p_T du facteur de modification nucléaire est montrée dans la figue VI.33 pour des collisions centrales et périphériques. Une augmentation « enhancement » est observée pour la collision centrale 0-20% dans la gamme de p_T 1 à 5 GeV/c, tandis que peu ou pas d'amélioration (augmentation) est observé pour des collisions périphériques. À grande p_T, où on observe la forte suppression des électrons de saveurs lourdes dans des collisions d'Au + Au, la mesure de R_{dAu}^{HF} est compatible à l'unité.

*Ainsi, la suppression observée dans des collisions d'*Au + Au *peut être attribuée, dans les incertitudes sur* R_{dAu}^{HF}*, aux effets nucléaires chauds de la matière.*

De nouveaux résultats semi-leptoniques de saveurs lourdes ouvertes issues de la décroissance semi-leptonique pour les ions lourds qui incluent des données de R_{AA}^{HF} de Cu + Cu à mi-rapidité et à l'en avant-rapidité sont obtenus. Dans la figure VI.34, les données de la mi-rapidité R_{AA}^{HF} Cu + Cu sont comparées en fonction de N_{coll} aux données des collisions d + Au et d'Au + Au. Les données sont montrées pour p_T pour la gamme de 1 à 3 GeV/c. Là où elles recouvrent, les trois ensembles de données s'avèrent de montrer un comportement semblable avec N_{coll} dans la région des barres d'incertitudes. On observe également que les données de d + Au et les données périphériques de Cu + Cu ont les modifications très semblables (incluant la petite augmentation du facteur de modification nucléaire pour $N_{coll} = 10$). Cependant, une comparaison de R_{AA}^{HF} en avant (muon) avec la mi-drapidité (électron) dans les collisions centrales (0-20%) de Cu+Cu montre une anomalie inattendue [254, 261]. Nous observons que R_{AA}^{HF} (Cu + Cu) à la rapidité en avant est supprimé en comparaison avec R_{AA}^{HF} (Cu + Cu) la mi-rapidité, suggérant la possibilité que les effets nucléaires froids de la matière soient plus grands à la rapidité en avant. La suppression observée est compatible avec un calcul [261] qui inclut les effets de perte d'énergie de quark lourd et la dissociation des mésons lourds dans

le millieu, aussi bien qu'aux effets nucléaires froids de la matière dus au "shadowing" et à la perte d'énergie à l'état initial due aux interactions multiple « multiscattering » des partons incident avant qu'ils agissent l'un sur l'autre pour former les paires de $c\bar{c}$.

VI.2.2.c.7 Premiers résulats : sonder la matière nucléaire chaude et dense avec des mesures de charme et de beauté en utilisant le traqueur de silicon PHENIX-VTX

Author's personal copy

Available online at www.sciencedirect.com

SciVerse ScienceDirect

Nuclear Physics A 904–905 (2013) 647c–652c

www.elsevier.com/locate/nuclphysa

Probing Hot and Dense Matter with Charm and Bottom Measurements with PHENIX VTX Tracker

Rachid Nouicer (for the PHENIX Collaboration)[1]

Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, USA.

Abstract

We present the first measurements of the nuclear modification factor (R_{AA}) for flavor-separated b, c-quark electrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. The newly installed Silicon Vertex Tracker is used to measure the distance of closest approach distributions of electrons at midrapidity ($|\eta|< 0.35$) over the transverse momentum range $1 < p_T^e < 5$ GeV/c. From this, the relative fraction of bottom (b) and charm (c) quarks is determined in both the p+p and Au+Au collision systems, which form the basis of the measured R_{AA}. In p+p, we observe that a FONLL perturbative QCD calculation of $b \rightarrow e/(c \rightarrow e + b \rightarrow e)$ ratio is in good agreement with the data. In Au+Au, the data imply a large suppression of $b \rightarrow e$ or a large modification of B meson p_T distributions, which implies very interesting physics of B mesons in Au+Au collisions.

1. Physics Motivation

In relativistic heavy ion collisions at RHIC, heavy quarks (charm, c, or bottom, b) are expected to be primarily created from initial hard parton scatterings [1] and carry information from the system at an early stage. The interaction between heavy quarks and the medium is sensitive to the medium dynamics, therefore heavy quarks are suggested as an ideal probe to quantify the properties of the strongly interacting QCD matter.

Heavy quark production has been studied by the PHENIX experiment via the measurement of electrons from semi-leptonic decays of hadrons carrying charm (noted c) or bottom (noted b) quarks. A large suppression and strong elliptic flow of single electron heavy flavor has been observed in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [2]. This suppression is found to be similar to that of light mesons which implies a substantial energy loss of fast heavy quarks while traversing the medium. The strong flow implies that the same heavy quarks are in fact sensitive to the pressure gradients driving hydrodynamic flow – giving new insight into the strongly coupled nature of the QGP fluid at these temperatures. For these earlier results, PHENIX was not able to distinguish electrons from c and b quarks. In order to understand medium effects in more detail, it became imperative to directly measure the nuclear modification, and the flow, of c and b separately. Based on this motivation, in December 2010, the PHENIX Collaboration opened a new era for measuring heavy flavor at RHIC by installing a new detector called the Silicon Vertex Tracker (VTX).

[1] A list of members of the PHENIX Collaboration and acknowledgments can be found at the end of this issue.

0375-9474/$ – see front matter, Published by Elsevier B.V.
http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.02.099

Author's personal copy

The new VTX detector benefits three areas for PHENIX heavy flavor measurements. First, by selecting electrons with a distance of closest approach (DCA) to the primary vertex larger than ~100 μm, the photonic electron background is suppressed by orders of magnitude. This suppression results in a clean and robust measurement of heavy flavor production in the single electron channel. Secondly, as the lifetime of mesons containing bottom is significantly longer than those containing charm, the detailed DCA distribution from the VTX allows to disentangle charm from bottom production over a broad p_T range. Thirdly, a DCA cut to remove hadrons reduces the combinatorial background of $K\pi$ such that a direct measurement of D mesons through this decay channel will be possible.

In this paper, we present the first PHENIX measurements using the VTX to measure the DCA of electrons at midrapidity. From this, the yield ratio of single electrons from bottom to those from all heavy flavor, as well as the nuclear modification factor of charm and bottom separately, are presented using minimum-bias (MB) Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV obtained in the 2011 and 2012 RHIC runs.

2. PHENIX Central Detectors

Electron identification in PHENIX utilizes the two central-arm detectors [3]. Until 2010, a combination of tracker and electromagnetic calorimeter systems allowed for electron, photon, and hadron measurements over the range $|\eta|<0.35$ and $\Delta\phi = \pi/2$ in azimuth. In 2010, the central detector was upgraded to include the VTX ready for Run 2011. Starting from the beam line, the complete detector now comprises the new VTX, which is followed by another tracker system made of two sets of drift chambers (DC) and a pad chamber (PC1). Outside of the PC1 detector is a Ring Image Cherenkov detector (RICH), which provides electron/hadron separation from p_T of a few hundred MeV/c to about 5 GeV/c. The last layer of the spectrometer is an electromagnetic calorimeter which is used for photon measurements and electron/hadron separation.

The VTX was commissioned in Run 2011 using p+p collision data at $\sqrt{s} = 500$ GeV. Commissioning was followed by a period of data collection, which forms the basis of the physics measurements presented here, in 2011 (for Au+Au) and 2012 (for p+p) RHIC runs. The VTX detector consists of four layers of barrel detectors which cover $|\eta|<1.2$ and almost 2π in azimuth. The inner two barrels consist of a silicon pixel device with 50×425 μm pixel size. The outer barrels consist of silicon strip detectors with stereoscopic strips of 80 μm × 3 cm, these devices achieve an effective pixel size of $80 \times 1000\,\mu$m. Details of the PHENIX-VTX detector can be found in Ref. [4].

3. Measurement of the Nuclear Modification Factor for Charm and Bottom

The first step in measuring R_{AA} for c and b is to determine the distance of closest approach (DCA) of the candidate electrons to the primary collision vertex. As electrons from D and B mesons decays do not originate at the primary collision vertex, they have a large DCA. For example, the decay-lengths of D^0 and B^0 are 123 and 457 μm respectively. This differentiation using the DCA is only made possible by the tracking through the VTX. In the present measurements, a precise primary collision vertex — 0 − 5% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV has a resolution (σ_x, σ_y, σ_z) of (54±2, 37±2, 68±2) μm — is determined by stand-alone-tracking using the VTX. These resolutions will be improved by future fine adjustments to the alignment of the detector.

Author's personal copy

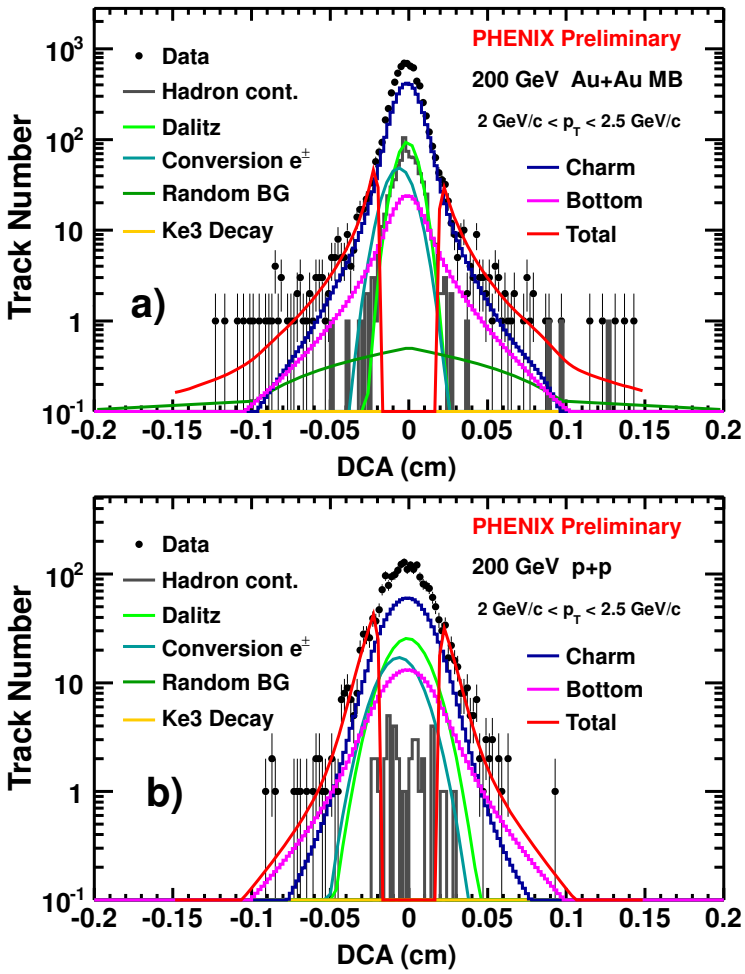


Figure 1: DCA distribution of $2<p_T^e<2.5\,\mathrm{GeV}/c$ electrons measured at $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ in (a) minimum-bias Au+Au and (b) p+p collisions. The curves represent the decomposed contribution of charm, bottom, photonic background, and other components. The total curve is shown for the fit range used to extract the b and c ratio (see text for details).

Once candidate electrons are determined from the original PHENIX central arm components, they are matching to a set of clusters in the VTX. The momentum of the track is measured by the Drift Chamber. Electron identification is done by RICH and energy momentum matching. The VTX-portion of the reconstructed candidate is used to determine the DCA to the collision vertex allows the statistical extraction of flavor identification. Figure 1 shows the raw DCA distributions of electrons measured at $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ for both minimum bias Au+Au (panel a) and p+p (b) collisions in the range $2<p_T^e<2.5\,\mathrm{GeV}/c$. The DCA resolutions are estimated to be 70 and 138 μm, in Au+Au and p+p respectively. In the present work, the DCA resolution for p+p was determined relative to the beam center, rather than the collision vertex as used with Au+Au collisions, which avoids auto-correlations due to the low multiplicity.

The curves presented in Fig. 1 represent the decomposition of the DCA distributions from all expected signal and background contributions. For each p_T^e bin, we first define a DCA fit function, which has contributions from photonic, charm, bottom, K_{e3}, and a constant-BG, from which the component yields are obtained. The amount of hadron contamination was determined using the RICH swap method – a standard procedure of PHENIX electron analyses [5]. The DCA

Author's personal copy

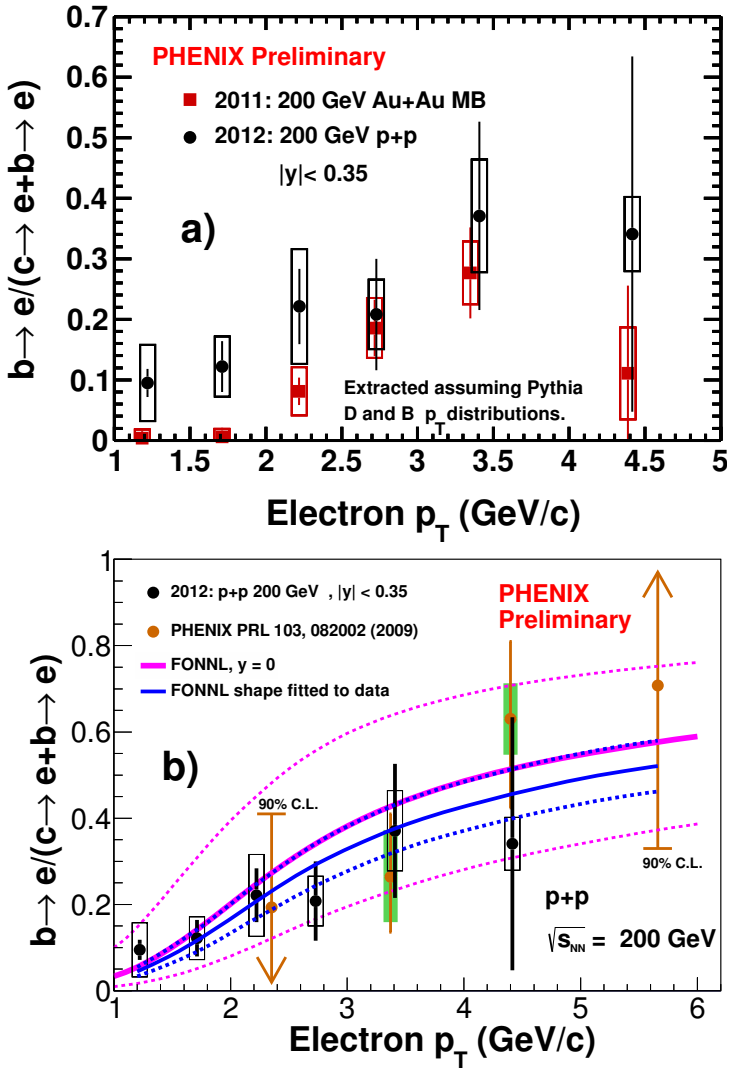


Figure 2: (a) Fraction of $b\to e$ to the total ($c\to e$ + $b\to e$) as a function of electron p_T^e for minimum-bias Au+Au and p+p at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Panel (a) shows a comparison between the two systems. These extracted fractions were obtained assuming P D and B p_T distributions. Au+Au data include no uncertainties from modified p_T spectra. Panel (b) shows a comparison between p+p and a FONLL [6].

distributions of the photonic components (Dalitz, photon conversion) are Gaussian distributions, which was confirmed with a full G simulation of the PHENIX detector. We additionally studied the effect of high multiplicities (expected in Au+Au collisions) on the DCA distribution by embedding simulated electrons and pions in real Au+Au data. This study indicated that the effect on the DCA due to the high occupancy is small and justifies the use of a pure Gaussian distribution as the shape of the photonic component. The DCA distribution shape of the c, b, and K_{e3} decay components were determined by simulation. The c and b distribution shapes were generated using P ($b\to e$ and $c\to e$) decays convoluted with the DCA resolution of the VTX detector. This was cross checked using a full simulation. The K_{e3} background normalization is determined from the number of charged hadrons in the same p_T bin, the measured on K/h ratio, the branching ratios of K_{e3}, and a simulation of K_{e3} decays. There are additional backgrounds at large DCA in the data that are caused by conversion electrons in the outer VTX layers. In low

Author's personal copy

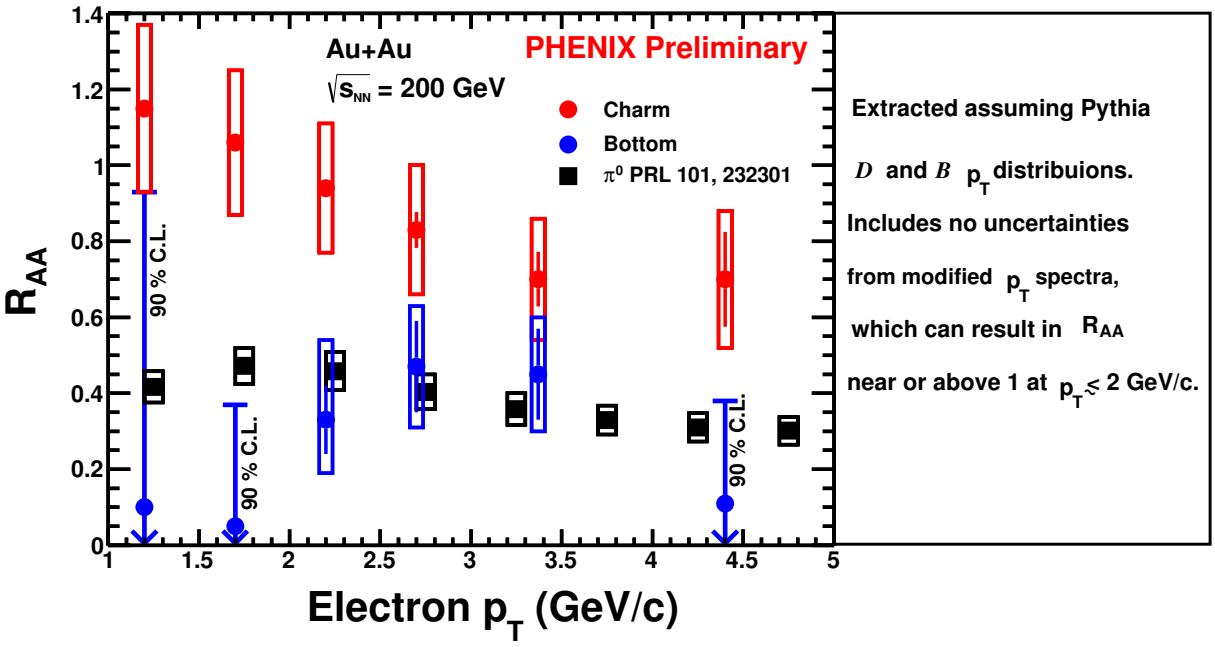


Figure 3: R_{AA} of electrons from charm and bottom decays in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The results are compared to published PHENIX π^0 [7].

multiplicity events, these outer layer conversions are removed by the requirement of hits in the first two barrels B0 and B1 of the VTX. However, in Au+Au collisions, some of these conversions are confirmed by random hits in the VTX. Since they are caused by random matching with unrelated hits in the VTX, their DCA distribution is broad, almost flat. This random background was evaluated using a sideband method which showed that the distribution is consistent with flat DCA along z in the region $0.75 < |\mathrm{DCA}_Z| < 1.0$ mm.

The total number of inclusive electrons, N_e^{inc}, are obtained after subtracting the backgrounds (hadron contamination, K_{e3}, and constant BG) from the total number electrons in the DCA distribution. The number of b and c are obtained using

$$\begin{aligned} N^b &= N_e^{inc} \times R_{HQ} \times F^b \\ N^c &= N_e^{inc} \times R_{HQ} \times (1 - F^b). \end{aligned}$$

Here F^b is the fraction of b in heavy flavor electrons, $F^b = b \to e/(c \to e + b \to e)$, which is the only unknown parameter. The R_{HQ} is defined as $R_{HQ} = N_e^{HF}/N_e^{inc}$ which was estimated by two methods: one based on 2004 data of photonic/non-photonic ratio and the other based on measured conversion tagging probability using 2011 data.

Figure 2a shows the resulting bottom fraction, $F^b = b \to e/(c \to e + b \to e)$, as a function of electron p_T^e measured in MB Au+Au and for p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The ratio in p+p collisions is compared to a fixed-order-plus-next-to-leading-log (FONLL) perturbative QCD calculation (pink curves) [6] as shown in Fig. 2b. We observe that FONLL is in good agreement with current and previous published [5] PHENIX results. Owing to the large uncertainties in the p+p data the FONLL calculation shape is varied to fit all experimental data points of F^b (FONLL blue solid curve). The blue dashed curves represent 1σ uncertainties from the FONLL shape fit procedure. The F^b ratio is used to form R_{AA} for c and b using Eqn. 1:

Author's personal copy

$$R_{AA}^{b\to e} = R_{AA}^{b+c\to e}\frac{F_{AA}^{b}}{F_{ppFit}^{b}} \qquad \text{and} \qquad R_{AA}^{c\to e} = R_{AA}^{b+c\to e}\frac{1-F_{AA}^{b}}{1-F_{ppFit}^{b}}, \tag{1}$$

where $R_{AA}^{b+c\to e}$ is the nuclear modification factor for single electrons heavy flavor measured by PHENIX [8]. We observe that the nuclear modification of c is less than that for π^0s ($R_{AA}^{c\to e} > R_{AA}^{\pi^0}$), as shown in Fig. 3.

The bottom/charm separation results, shown in Figs 2 and 3, are extracted assuming P D and B p_T distributions. These results demonstrate that the Au+Au data are inconsistent with these input assumptions unless there is also a large suppression of electrons from bottom across the measured p_T^e range. This large suppression implies a large change in the parent hadron p_T distributions, which results in changes in the electron DCA distributions. This causes an additional set of uncertainties in $R_{AA}^{b\to e}$ which are not included in Figure 3. Because the charm fraction dominates at low p_T^e, the $R_{AA}^{c\to e}$ is less affected. We are actively working on evaluation of these uncertainties. These results imply that either a large suppression of $b \to e$ or a large modification of B meson p_T distributions, which implies very interesting physics of B mesons in Au+Au collisions.

4. Summary

The DCA distributions of single electrons have been measured by the VTX detector in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{_{NN}}}$ = 200 GeV. By selecting electrons with a DCA to the primary vertex larger than 100 μm, the photonic electron background was suppressed by orders of magnitude. This suppression results in a clean and robust measurement of heavy flavor production in the single electron channel. From this, the relative fraction of b and c quarks is determined. In p+p, the FONLL perturbative QCD calculation of $b \to e/(c \to e + b \to e)$ ratio is in good agreement with the data. This allows us to measure R_{AA} for single electrons from D and B decays. We observe a higher R_{AA}, i.e. less suppression, for D mesons compared that observed for π^0s. While for B, the data imply a large suppression of $b \to e$ or a large modification of B meson p_T distributions. It should be noted that the bottom/charm separation results are extracted assuming P D and B p_T distribution. This leads to additional uncertainties in R_{AA}which are not included in the present results; PHENIX Collaboration is actively working on evaluation of the uncertainties.

References

[1] Z. Lin and M. Gyulassy 1995 *Phys Rev. C* **51** 2177
[2] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration] 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 172301
[3] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration] 2003 *Nucl. Instrum. Methods A* **499** 469
[4] R. Nouicer *et al.* [PHENIX Collaboration] 2011 *Nuclear Physics A* **862** 64 and references therein
[5] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration] 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 082002
[6] M. Cacciari *et al.* 2005 *Phys. Rev. Lett* **95** 122001
[7] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration] 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 232301
[8] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration] 2011 *Phys. Rev. C* **84** 044905

VI.3 Qu'avons-nous appris et où en sommes-nous?

RHIC est l'un des plus grands succès du programme de recherche de la physique nucléaire. Cela a été une installation pilote ; il était le premier collisioneur d'ions lourds ultra-relativistes (RHIC) et égalment le seul collisionneur produisant des faisceaux de protons polarisé. Le RHIC permet d'augmenter l'énergie (jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans le centre-de-masse) et l'intensité des faisceaux. Il produit une grande varieté de faisceaux de collisions. Ceci est crucial parce qu'il facilite une série de découvertes définitives dans un régime important de la matière nucléaire. Les expériences de RHIC ont publiées des preuves solides sur la création d'un nouvel état de la matière nucléaire thermalisée caractérisée par une densité d'énergie très élevée et avec un comportement collectif dynamique semblable à un liquide presque parfait.

Ici je resume quelques points qui ont été élaborés en détail dans ma thèse d'HDR, points qui pourraient permettre de dessiner une conclusion quant à la formation de cette nouvelle matière nucléaire :

▹ **Densité d'énergie :** la densité d'énergie des collisions d'ions lourds à RHIC est bien supérieure à celle prédite par QCD pour la transition de phase d'un gaz hadronique à un plasma de quarks et de gluons.

▹ **Équilibre chimique :** la production de particules semble être réalisée d'un système en équilibre chimique, le rapport de particules est bien reproduit par les calculs des modèles thermiques, et les spectres en impulsion transverse sont compatibles avec ceux produits par une source en équilbre thermique animée d'une expansion avec une vitesse collective comme l'indique le modèle hydrodynamique.

▹ **Flot elliptique :** le flot elliptique obtenu des collisions d'ions lourds à RHIC est important en raison des fortes interactions dans le milieu dense et la limite hydrodynamique est atteinte avec un temps de thermalisation très court.

▹ **Viscosité du milieu :** ces mesures de flot elliptique ont été très bien reproduites par les calculs du modèle hydrodynamique ayant une viscosité extrêment petite. Ceci indique que la matière nucléaire produite au RHIC dans les collisions non central Au + Au s'écoule comme un liquide avec une viscosité extrement petite que l'a nome "liquide quasi parfait".

▹ **Dépendance de particules mésons versus baryons :** mise en évidence d'un dépendance de particules mésons versus baryons sur les observables liées au flot elliptique. Elle est prédite par les modèles décrivant la formation des hadrons par coalescence de quarks dans un milieu dense et thermalisé.

▹ **Jet quenching :** le facteur de modification nucléaire élucide clairement une forte suppression de la production de particules de grande impulsion transverse qui est une forte indication du processus du "jet quenching" dans les collisions centrales Au + Au. Le "quenching" des jets de particules correspond à une grande perte d'énergie due aux interactions de partons initiaux de grandes impulsions transverses durant leur traversée dans le milieu de grande densité créé.

▹ **Millieu de PQG opaque :** une autre observation inattendue relie au milieu crée, la forte suppression (traduit par la suppression du facteur de la modification nucléaire) étonnante des électrons et positrons

de saveurs lourdes de grandes impulsions transverses, celle-ci a été observée dans des collisions Au + Au à 200 GeV. Ceci indique que le millieu crée est opaque.

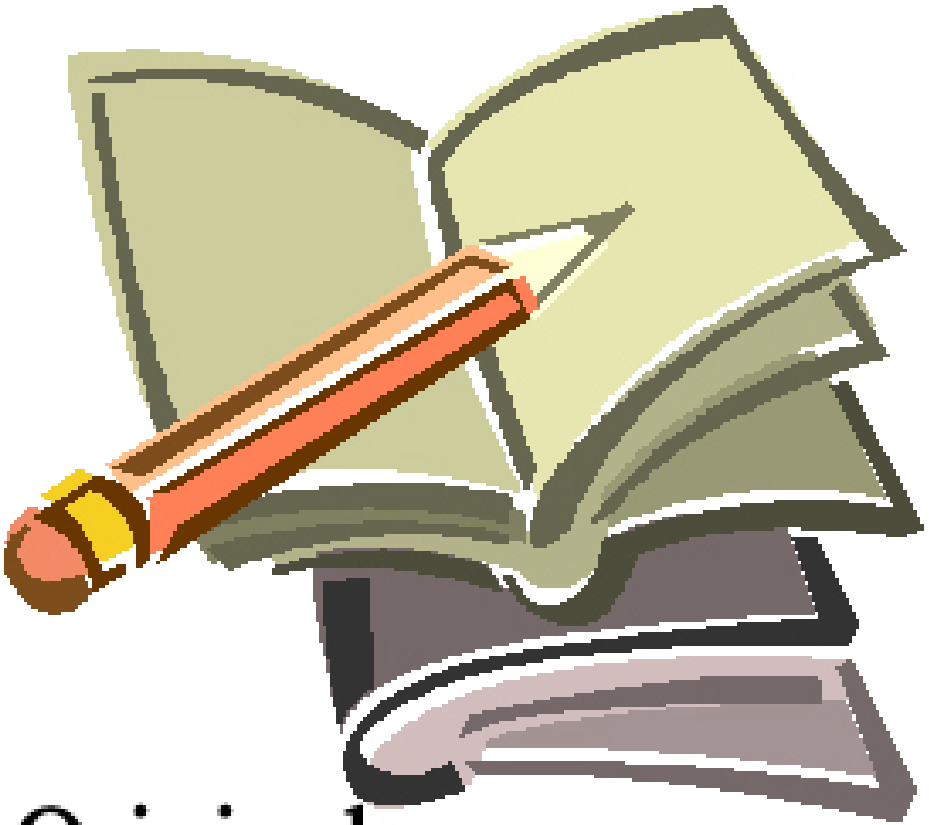
Maintenant, le RHIC est entré dans une nouvelle phase, phase II (ou RHIC-II), qui est dédiée à l'étude des propriétés de ce *Nouvel État de la Matière Nucléaire "Fluide Quasi Parfait de Quark et de Gluons"* en répondant aux questions suivantes:

- ⋆ Quelle est la nature de la matière de QCD à une basse température mais à une densité élevée de gluon?
- ⋆ Comment le plasma se thermalise-t-il tellement rapidement?
- ⋆ Le QCD est fortement couplé, mais à quelle échelle? contient-elle des quasi-particules?
- ⋆ Quel est le mécanisme des interactions de parton-plasma, et comment le plasma répond au dépôt d'énergie?

Les deux complexes RHIC et LHC sont complémentaires quand il s'agit d'exécuter avec succès le programme de recherche décrit : le LHC permet d'accéder aux sondes de hautes énergies (comme les jets de hautes énergies, quarkonia, et les particules W/Z/γ) avec taux au delà de celui accessible à RHIC. Cependant RHIC a un accès complémentaire aux sondes de hautes énergies dans des régions de la cinématique dans la région d'énergie inférieure. Avant tout, RHIC peut explorer en détail une région plus large du diagramme de phase de QCD comme le point critique, la structure de phase et la densité de baryon. En conclusion, le RHIC et le LHC sont deux complexes complémentaires qui permettent d'avoir une compréhension de la matière nucléaire.

Chapitre VII

Publications Choisies



VII.1 Publications (auteur principal)

exécutant l'analyse de données, écrivant l'article,
interagissant avec l'editeur et les référes du journal:

1) Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

2) Publications dans des congrès internationaux (avec actes)

System Size, Energy, and Centrality Dependence of Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in Relativistic Heavy-Ion Collisions

B. Alver,[1] B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] M. Ballintijn,[4] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[6] R. Bindel,[7] W. Busza,[4] Z. Chai,[2] V. Chetluru,[6] E. García,[6] T. Gburek,[3] K. Gulbrandsen,[4] J. Hamblen,[8] I. Harnarine,[6] C. Henderson,[4] D. J. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] J. L. Kane,[4] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] W. Li,[4] W. T. Lin,[5] C. Loizides,[4] S. Manly,[8] A. C. Mignerey,[7] R. Nouicer,[2] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] C. Reed,[4] E. Richardson,[7] C. Roland,[4] G. Roland,[4] J. Sagerer,[6] I. Sedykh,[2] C. E. Smith,[6] M. A. Stankiewicz,[2] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] A. Sukhanov,[2] A. Szostak,[2] M. B. Tonjes,[7] A. Trzupek,[3] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] S. S. Vaurynovich,[4] R. Verdier,[4] G. I. Veres,[4] P. Walters,[8] E. Wenger,[4] D. Willhelm,[7] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[3] S. Wyngaardt,[2] and B. Wysłouch[4]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*
[2]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*
[3]*Institute of Nuclear Physics PAN, Kraków, Poland*
[4]*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*
[5]*National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[6]*University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*
[7]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[8]*University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

(Received 27 September 2007; revised manuscript received 4 August 2008; published 6 April 2009)

We present the first measurements of the pseudorapidity distribution of primary charged particles in Cu + Cu collisions as a function of collision centrality and energy, $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$, 62.4, and 200 GeV, over a wide range of pseudorapidity, using the PHOBOS detector. A comparison of Cu + Cu and Au + Au results shows that the total number of produced charged particles and the rough shape (height and width) of the pseudorapidity distributions are determined by the number of nucleon participants. More detailed studies reveal that a more precise matching of the shape of the Cu + Cu and Au + Au pseudorapidity distributions over the full range of pseudorapidity occurs for the same $N_{\text{part}}/2A$ rather than the same N_{part}. In other words, it is the collision geometry rather than just the number of nucleon participants that drives the detailed shape of the pseudorapidity distribution and its centrality dependence at RHIC energies.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.142301 PACS numbers: 25.75.Dw

The advent of Cu + Cu collisions from the Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) at energies similar to those of the earlier Au + Au collisions presents a new opportunity to measure the system size dependence of important observables such as the pseudorapidity density of charged particles, $dN_{\text{ch}}/d\eta$, using different collision geometries. The observed $dN_{\text{ch}}/d\eta$ is an experimentally well-defined quantity which is sensitive to the initial conditions of the system, i.e., parton shadowing, and also to the effects of rescattering and hadronic final-state interactions. The Cu + Cu results are expected to provide critical tests of the parametric dependence of $dN_{\text{ch}}/d\eta$ and a constraint on the mechanism underlying charged particle production. Also they serve as a bridge between Au + Au [1–3] and d + Au [4,5] results in terms of the number of participant nucleons, N_{part}, as well as allowing for a direct comparison to Au + Au results at the same N_{part}.

In this Letter, we present the first measurements of the $dN_{\text{ch}}/d\eta$ of primary charged particles over a broad range of pseudorapidity, $|\eta| < 5.4$, for Cu + Cu collisions at a variety of collision centralities at three energies, $\sqrt{s_{NN}} =$ 22.4, 62.4, and 200 GeV. The present Cu + Cu results are compared to our previous results from Au + Au [2,3] and d + Au [4,5] collisions. We would like to stress that the Cu + Cu, Au + Au, and d + Au data at all energies were obtained using the same detector setup in the PHOBOS experiment. This is optimal because common systematic errors cancel in the ratio. This led us to perform a comprehensive examination of particle production in Cu + Cu and Au + Au collisions for the same number of nucleon participant pairs, for the same fraction of total inelastic cross section and for the same geometry in both systems. Additionally, the Cu + Cu, Au + Au, and d + Au results allow us to study the interplay between collision energy and system size.

The data were obtained with the multiplicity array [6]. The array consists of an octagonal barrel of silicon detectors, the octagon, covering $|\eta| \leq 3.2$. This array is augmented by two sets of three annular silicon counter arrays, the rings, covering $3.0 < |\eta| < 5.4$. Monte Carlo (MC)

 © 2009 The American Physical Society

PHYSICAL REVIEW C **72**, 031901(R) (2005)

Scaling of charged particle production in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] M. Ballintijn,[4] D. S. Barton,[2] B. Becker,[2] R. R. Betts,[6] A. A. Bickley,[7] R. Bindel,[7] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] M. P. Decowski,[4] E. García,[6] T. Gburek,[3] N. George,[2] K. Gulbrandsen,[4] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] A. S. Harrington,[8] C. Henderson,[4] D. J. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. L. Kane,[4] N. Khan,[8] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] J. W. Lee,[4] W. T. Lin,[5] S. Manly,[8] A. C. Mignerey,[7] R. Nouicer,[2,6] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] I. C. Park,[8] H. Pernegger,[4] C. Reed,[4] C. Roland,[4] G. Roland,[4] J. Sagerer,[6] P. Sarin,[4] I. Sedykh,[2] W. Skulski,[8] C. E. Smith,[6] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] A. Sukhanov,[2] M. B. Tonjes,[7] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] R. Verdier,[4] G. I. Veres,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[3] B. Wysłouch,[4] and J. Zhang[4]

[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*
[2]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*
[3]*Institute of Nuclear Physics PAN, Kraków, Poland*
[4]*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*
[5]*National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[6]*University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*
[7]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[8]*University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

(Received 30 September 2004; published 29 September 2005)

The measured pseudorapidity distributions of primary charged particles over a wide pseudorapidity range of $|\eta| \leqslant 5.4$ and integrated charged particle multiplicities in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV are presented as a function of collision centrality. The longitudinal features of d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV are found to be very similar to those seen in p+A collisions at lower energies. The total multiplicity of charged particles is found to scale with the total number of participants according to $N_{\rm ch}^{d\rm Au} = \frac{1}{2}\langle N_{\rm part}\rangle N_{\rm ch}^{pp}$, and the energy dependence of the density of charged particles produced in the fragmentation region exhibits extended longitudinal scaling.

DOI: 10.1103/PhysRevC.72.031901 PACS number(s): 25.75.Dw, 25.75.Gz

Charged particle multiplicities have been studied extensively in high energy collisions because of the intrinsic interest in understanding the production mechanism. More recent interest comes in the context of searching for and studying new forms of matter that are expected to be created in heavy ion collisions at ultrarelativistic energies. A key quantity that contains information about the longitudinal aspects of the multiparticle production process and has provided valuable input for discriminating between phenomenological models in the past [1] is the rapidity distribution of identified particles. When particle identification is not available, the almost equivalent pseudorapidity distribution of charged particles suffices. For this reason, such distributions have been studied in detail in hadron+proton [2], hadron+nucleus [3,4], and nucleus+nucleus [5] collisions.

Since the first collisions were achieved at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), the PHOBOS Collaboration has obtained extensive information on pseudorapidity distributions of charged particles produced in Au+Au collisions for energies $\sqrt{s_{NN}}$ between 19.6 and 200 GeV and over a large range of collision geometries. We have observed, for example, that the particle density in the midrapidity region changes smoothly as a function of $\sqrt{s_{NN}}$ [6] and that the total charged particle production scales linearly with the number of participants [7]. Further detailed observations of the shape of the pseudorapidity distribution show a scaling according to the "limiting fragmentation" hypothesis [8].

The study of a simpler system such as d+Au at the same energy as Au+Au is essential to gain insight into which aspects of the data follow from the initial interacting states or general properties of the hadronic production process, and which are the consequence of the very different environments created in d+Au and Au+Au collisions.

In this Rapid Communication, we present the results of detailed measurements of the pseudorapidity distributions of primary charged particles, $dN_{\rm ch}/d\eta$, as a function of collision centrality in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV over a wide pseudorapidity range of $|\eta| \leqslant 5.4$. The results for d+Au collisions are compared to Au+Au collisions and inelastic $p(\bar{p})$+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV as well as to $p(\pi^+, \mathrm{K}^+)$+nucleus collisions at lower energies. To continue our previous studies presented in Ref. [9], to see to what extent the simple concept of the "wounded nucleon model" [10] continues to apply at higher energies, and to search for evidence of the onset of gluon saturation, the results of d+Au collisions are compared with several recent calculations [11] and predictions [12]. Within systematic uncertainties, the data can be described by the parton saturation model, while the AMPT model fails to reproduce the data in peripheral d+Au collisions.

The data were obtained with the multiplicity array of the PHOBOS detector [13]. The array consists of an octagonal barrel of silicon detectors, the Octagon, surrounding the interaction region in an approximately cylindrical geometry covering $|\eta| \leqslant 3.2$. This array is augmented by two sets of three annular silicon counter arrays, the Rings, along the beam pipe far forward and backward of the interaction region ($3.0 < |\eta| < 5.4$). This array is identical to that used in our

 ©2005 The American Physical Society

Pseudorapidity Distribution of Charged Particles in d + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] M. Ballintijn,[4] D. S. Barton,[2] B. Becker,[2] R. R. Betts,[6] A. A. Bickley,[7] R. Bindel,[7] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] M. P. Decowski,[4] E. García,[6] T. Gburek,[3] N. George,[2] K. Gulbrandsen,[4] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] A. S. Harrington,[8] C. Henderson,[4] D. J. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. L. Kane,[4] N. Khan,[8] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] J.W. Lee,[4] W.T. Lin,[5] S. Manly,[8] A. C. Mignerey,[7] R. Nouicer,[2,6] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] I. C. Park,[8] H. Pernegger,[4] C. Reed,[4] C. Roland,[4] G. Roland,[4] J. Sagerer,[6] P. Sarin,[4] I. Sedykh,[2] W. Skulski,[8] C. E. Smith,[6] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] A. Sukhanov,[2] M. B. Tonjes,[7] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] R. Verdier,[4] G. I. Veres,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[3] B. Wysłouch,[4] and J. Zhang[4]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*
[2]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*
[3]*Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland*
[4]*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*
[5]*National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[6]*University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*
[7]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[8]*University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*
(Received 10 November 2003; published 16 August 2004)

The measured pseudorapidity distribution of primary charged particles in minimum-bias d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV is presented for the first time. This distribution falls off less rapidly in the gold direction as compared to the deuteron direction. The average value of the charged particle pseudorapidity density at midrapidity is $\langle dN_{\rm ch}/d\eta \rangle_{|\eta|\leq 0.6} = 9.4 \pm 0.7$(syst) and the integrated primary charged particle multiplicity in the measured region is 82 ± 6(syst). Estimates of the total charged particle production, based on extrapolations outside the measured pseudorapidity region, are also presented. The pseudorapidity distribution, normalized to the number of participants in d + Au collisions, is compared to those of Au + Au and $p + \bar{p}$ systems at the same energy. The d + Au distribution is also compared to the predictions of the parton saturation model, as well as microscopic models.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.082301 PACS numbers: 25.75.–q

The pseudorapidity distribution of charged particles in d + Au collisions is important for understanding the evolution of the system created in more complicated Au + Au collisions, and may provide a constraint on the initial state parton density. The energy and centrality dependence of pseudorapidity distributions in Au + Au collisions measured at BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) [1–3] are consistent with the approach based on the ideas of parton saturation [4,5] and semiclassical QCD [6]. Measurements of d + Au collisions may be the ideal way to search for the onset of gluon saturation, since the system should be much simpler than the one studied in Au + Au collisions. The results of d + Au collisions are therefore crucial for testing the saturation approach [7] as well as microscopic models (HIJING [8], RQMD [9], and AMPT [10]).

In this Letter we present the first measurement of the minimum-bias pseudorapidity distribution of primary charged particles ($dN_{\rm ch}/d\eta$) produced in collisions of deuterons with gold nuclei at a nucleon-nucleon center-of-mass energy, $\sqrt{s_{NN}}$, of 200 GeV. The pseudorapidity, η, is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, where θ is the emission angle relative to the direction of the deuteron beam. The data were obtained with the PHOBOS detector at the Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven National Laboratory. The data were collected using the multiplicity array [11], covering $|\eta| \leq 5.4$. The array consisted of a barrel of silicon detectors surrounding the beam pipe in the central rapidity region ("Octagon"), and six forward silicon counters, three on each side of the interaction point ("Rings"). The multiplicity array used in d + Au collisions was the same as that for Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [12]. The detector setup also included two sets of 16 scintillator counters, covering $3 < |\eta| < 4.5$. These counters were used in the primary event trigger and in the offline event selection.

The results presented in this Letter were obtained by two analysis methods: a "hit-counting" method and an "analog" method. The details of the analysis procedure of the two methods leading to the measurement of

 © 2004 The American Physical Society

PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 60, 041303

Vanishing spin alignment: Experimental indication of a triaxial $^{28}Si+^{28}Si$ nuclear molecule

R. Nouicer,[1,*] C. Beck,[1] R. M. Freeman,[1] F. Haas,[1] N. Aissaoui,[1] T. Bellot,[1] G. de France,[1,†] D. Disdier,[1] G. Duchêne,[1] A. Elanique,[1,3] A. Hachem,[1] F. Hoellinger,[1] D. Mahboub,[1,3] V. Rauch,[1] S. J. Sanders,[4] A. Dummer,[4] F. W. Prosser,[4] A. Szanto de Toledo,[2] Sl. Cavallaro,[3] E. Uegaki,[5] and Y. Abe[6]

[1]*IReS, UMR7500, CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur, F-67037 Strasbourg, Cedex 2, France*

[2]*Instituto de Fisica da Universidade de São Paulo, São Paulo, Brazil*

[3]*Dipartimento di Fisica dell'Universitá di Catania, INFN and LNS, Catania, Italy*

[4]*Department of Physics and Astronomy, University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045*

[5]*Department of Physics, Akita University, Akita 010, Japan*

[6]*Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto, Japan*

(Received 29 March 1999; published 3 September 1999)

Fragment-fragment-γ coincidences have been measured for $^{28}Si+^{28}Si$ at an energy corresponding to the population of a conjectured resonance in ^{56}Ni. Fragment angular distributions as well as γ-ray angular correlations indicate that the spin orientations of the outgoing fragments are perpendicular to the orbital angular momentum. This differs from the $^{24}Mg+^{24}Mg$ and the $^{12}C+^{12}C$ resonances, and suggests two oblate ^{28}Si nuclei interacting in an equator-to-equator molecular configuration. [S0556-2813(99)50610-9]

PACS number(s): 25.70.Ef, 23.20.En, 27.40.+z

In heavy-ion collisions the observations of unusual modes of nuclear excitations, such as giant dipole resonances built on excited states, scissors mode vibrations, and quasimolecular resonances, have led to important insights regarding nuclear and subnuclear degrees of freedom. Most of these special dynamical modes can be understood as collective oscillations around potential minima in the macroscopic nuclear potential energy surface. These minima, which may correspond to spherical, deformed, and superdeformed configurations of the composite system, can allow states which are sufficiently long-lived to strongly influence the dynamics of the system. The search for nuclear molecules has a long history [1] starting with the pioneering discovery [2] of the so-called quasimolecular resonances in the $^{12}C+^{12}C$ scattering in the Coulomb barrier region. Subsequently, intermediate width resonances were also discovered in the excitation functions of mutual inelastic $^{12}C+^{12}C$ scattering yields well above the Coulomb barrier [1,3]. These latter resonances were found to be associated with a mutually aligned component [3] suggestive of the formation of a rotating dinuclear complex in an equator-equator sticking configuration [4] because of the oblate shape of ^{12}C. The most intriguing evidence for such exotic excitation modes in dinuclear systems is the observation of pronounced, narrow, and well-isolated resonant structures in elastic and inelastic excitation functions measured for various medium-mass compound nuclei (CN) ($40 \leqslant A_{CN} \leqslant 60$) [5,6]. The observation of resonant structures in the medium-mass region was first reported for the $^{28}Si+^{28}Si$ reaction [5], and subsequently for the $^{24}Mg+^{24}Mg$ reaction [6,7]. This resonant structure, strongly correlated in the exit channels, suggested a correspondence to quasimolecular states in ^{56}Ni at high excitation energy ($E^*_{CN}=60-75$ MeV) and high angular momenta ($34-42\hbar$). These large values of angular momenta are of special interest because they exceed the rotating liquid drop model limit [7].

Based on the results of Nilsson-Strutinsky calculations, it has been suggested [8] that shell-stabilized superdeformed states may exist in the secondary minima of the adiabatic potential energy surfaces for the ^{56}Ni nucleus in the region of high E^*_{CN} and large angular momenta relevant to the observed resonances. The $^{28}Si+^{28}Si$ resonances would then be associated with metastable quasimolecular configurations with extreme deformations. Spin alignment measurements [9,10] for the resonant $^{24}Mg+^{24}Mg$ system are already available. Based on these measurements, a deformed configuration is suggested for the ^{48}Cr dinuclear system that corresponds to two prolate deformed ^{24}Mg nuclei in a pole-to-pole arrangement [7]. Because of the complexity of the resonant structure, where several narrow resonances are found to have the same resonance spin, its analysis solely within a static approach is difficult. Dynamical aspects of this dinuclear complex were studied within a molecular approach [11,12]. Similar calculations have been applied for $^{28}Si+^{28}Si$ [13] which is, however, an axially nonsymmetric system arising from the oblate deformation of the ^{28}Si nucleus in its ground state. To explore these differences and to obtain more precisely the triaxial properties of the $^{28}Si+^{28}Si$ resonances, we have performed a high-statistics experimental study of the $^{28}Si+^{28}Si$ collision at an energy corresponding to a conjectured $J^\pi=38^+$ resonance in ^{56}Ni [5].

In this Rapid Communication we report on experimental results obtained at the Strasbourg VIVITRON Tandem accelerator using a ^{28}Si beam of energy $E_{lab}=111.6$ MeV. The analyzing magnet was calibrated before and after the experiment with a reproducibility of better than 0.07% to make sure that the chosen energy does well populate the resonance [5]. The beam struck a 25 $\mu g/cm^2$ thick ^{nat}Si (92% of ^{28}Si) target. The Si target thickness corresponds to a beam energy loss of $\Delta E=130$ keV, which is smaller than the width of the resonance ($\Gamma_{lab} \approx 300$ keV). In order to check the beam en-

*Present address: University of Illinois at Chicago and Argonne National Laboratory, Chicago, IL 60439.

†Present address: GANIL, Caen, France.

 ©1999 The American Physical Society

Author's personal copy

Available online at www.sciencedirect.com

SciVerse ScienceDirect

Nuclear Physics A 904–905 (2013) 647c–652c

www.elsevier.com/locate/nuclphysa

Probing Hot and Dense Matter with Charm and Bottom Measurements with PHENIX VTX Tracker

Rachid Nouicer (for the PHENIX Collaboration)[1]

Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, USA.

Abstract

We present the first measurements of the nuclear modification factor (R_{AA}) for flavor-separated b, c-quark electrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. The newly installed Silicon Vertex Tracker is used to measure the distance of closest approach distributions of electrons at midrapidity ($|\eta|< 0.35$) over the transverse momentum range $1 < p_T^e < 5$ GeV/c. From this, the relative fraction of bottom (b) and charm (c) quarks is determined in both the p+p and Au+Au collision systems, which form the basis of the measured R_{AA}. In p+p, we observe that a FONLL perturbative QCD calculation of $b \rightarrow e/(c \rightarrow e + b \rightarrow e)$ ratio is in good agreement with the data. In Au+Au, the data imply a large suppression of $b \rightarrow e$ or a large modification of B meson p_T distributions, which implies very interesting physics of B mesons in Au+Au collisions.

1. Physics Motivation

In relativistic heavy ion collisions at RHIC, heavy quarks (charm, c, or bottom, b) are expected to be primarily created from initial hard parton scatterings [1] and carry information from the system at an early stage. The interaction between heavy quarks and the medium is sensitive to the medium dynamics, therefore heavy quarks are suggested as an ideal probe to quantify the properties of the strongly interacting QCD matter.

Heavy quark production has been studied by the PHENIX experiment via the measurement of electrons from semi-leptonic decays of hadrons carrying charm (noted c) or bottom (noted b) quarks. A large suppression and strong elliptic flow of single electron heavy flavor has been observed in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [2]. This suppression is found to be similar to that of light mesons which implies a substantial energy loss of fast heavy quarks while traversing the medium. The strong flow implies that the same heavy quarks are in fact sensitive to the pressure gradients driving hydrodynamic flow – giving new insight into the strongly coupled nature of the QGP fluid at these temperatures. For these earlier results, PHENIX was not able to distinguish electrons from c and b quarks. In order to understand medium effects in more detail, it became imperative to directly measure the nuclear modification, and the flow, of c and b separately. Based on this motivation, in December 2010, the PHENIX Collaboration opened a new era for measuring heavy flavor at RHIC by installing a new detector called the Silicon Vertex Tracker (VTX).

[1] A list of members of the PHENIX Collaboration and acknowledgments can be found at the end of this issue.

0375-9474/$ – see front matter, Published by Elsevier B.V.
http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.02.099

IOPscience iopscience.iop.org

Home Search Collections Journals About Contact us My IOPscience

Heavy Flavor Physics in PHENIX

This article has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text article.

2013 J. Phys.: Conf. Ser. 420 012021

(http://iopscience.iop.org/1742-6596/420/1/012021)

View the table of contents for this issue, or go to the journal homepage for more

Download details:
IP Address: 130.199.3.165
The article was downloaded on 26/03/2013 at 19:09

Please note that terms and conditions apply.

J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34** (2007) S887–S891 doi:10.1088/0954-3899/34/8/S119

Elliptic flow and initial eccentricity in Cu+Cu and Au+Au collisions at RHIC

Rachid Nouicer (for the PHOBOS Collaboration)[1]

Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA

E-mail: rachid.nouicer@bnl.gov

Received 24 January 2007
Published 16 July 2007
Online at stacks.iop.org/JPhysG/34/S887

Abstract

We present a systematic study of elliptic flow as a function of centrality, pseudorapidity, transverse momentum and energy for Cu+Cu and Au+Au collisions from the PHOBOS experiment. New data on elliptic flow in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 22.4$ GeV are shown. Elliptic flow scaled by participant eccentricity is found to be similar for both systems when collisions with the same number of participants or the same average area density are compared. This similarity is observed over a wide range in pseudorapidity and transverse momentum, indicating that participant eccentricity is the relevant quantity for generating the azimuthal asymmetry leading to the observed elliptic flow.

1. Introduction

The characterization of elliptic flow has proven to be one of the most fruitful probes of the dynamics of heavy-ion collisions at RHIC. It originates from the almond shape of the overlap zone of the collision which produces, through unequal pressure gradients, an anisotropy in the transverse momentum distribution [1]. The dominant contribution to this anisotropy is due to elliptic flow and is measured by the second coefficient, v_2, of the Fourier expansion of the azimuthal distribution of produced particles. The large value of v_2 observed experimentally in semi-central Au+Au collisions at RHIC is consistent with non-viscous hydrodynamic expansion of quark–gluon plasma (QGP) droplets [2]. A strong pseudorapidity dependence of elliptic flow reported by PHOBOS [3–5] provides useful information for constraining models of the full three-dimensional hydrodynamic evolution of the system.

In this paper, we present elliptic flow of charged hadrons in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 19.6, 22.4, 62.4$ and 200 GeV as a function of pseudorapidity, centrality and transverse momentum. The measurements of elliptic flow in 22.4 GeV Cu+Cu collisions are shown for the first time. This work completes our systematic study of elliptic flow measurements, providing an extensive and precise set of experimental data for Cu+Cu and Au+Au collisions at RHIC.

[1] For the full list of PHOBOS authors and acknowledgments, see appendix 'Collaborations'.

 © 2007 IOP Publishing Ltd Printed in the UK

Available online at www.sciencedirect.com
ScienceDirect
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 1067–1071
NIM B
Beam Interactions with Materials & Atoms
www.elsevier.com/locate/nimb

PHENIX upgrade: Novel stripixel detector for heavy quark detection and proton spin structure measurements at RHIC energies

Rachid Nouicer *, for the PHENIX Collaboration

Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA

Available online 1 May 2007

Abstract

New design of silicon stripixel sensor has been developed at BNL for PHENIX upgrade. The sensor is a single-sided, DC-coupled, two-dimensional position sensitive device with good position resolution. This design is simpler for sensor fabrication and signal processing than the conventional double-sided strip sensor. HPK has produced pre-production stripixel sensors with thickness of 625 μm. The quality assurance tests show that the very low leakage current 0.12 nA per strip allows the use of the SVX4 chip. A long term stability test shows that the leakage current is stable over a long period of time. The study of the effects of irradiation on the performance of the stripixel sensor has been made using p+p collisions at 200 GeV at PHENIX, 14 MeV neutron and 20 MeV proton beams.
Published by Elsevier B.V.

PACS: 25.75.−q; 07.77.−n

Keywords: PHENIX; Silicon stripixel sensor; 2D position sensitivity; Sensor tests; Radiation damage

1. Motivation for PHENIX detector upgrade

The PHENIX experiment [1] at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory (BNL) has been successful in unlocking the mysteries behind heavy-ion reactions in ultra-relativistic energies [2]. The observables have given important insight into the nature of the matter being produced in Au+Au collisions at RHIC energies but they have also given rise to many intriguing questions. Further work remains however in heavy-ion reactions and also in polarized p+p collisions [2].

The recent results from PHENIX on the suppression [3] and flow [4] of non-photonic electrons are intriguing. However, without an identified sample of charm, the open questions of contribution from semi-leptonic open-beauty decays make a clear interpretation of these results difficult. Efficient topological reconstruction of open charm decays requires a good tracking "point-back" resolution to the primary collision vertex. Further, the beam pipe and innermost layers of detector must be very thin and as close to the beam as possible to allow measurement of particles at low transverse momentum which comprise the bulk of the cross section. A thin beam pipe and inner detector layers are also key elements in efficiently vetoing photon conversion electrons which in combination with electron identification from the PHENIX east-arm spectrometer ($|\eta| < 0.35$) will enable much improved measurement of heavy flavor weak decays. Sensitivity of the present measurements of combined bottom and charm quarks will be improved by the central silicon vertex tracker which is proposed as a PHENIX upgrade plan [5] and it will allow us to separate charm and bottom quarks as well as separating them from light flavor quarks.

In the QCD picture, the proton is made from valence quarks, a sea of the quark–antiquark pairs and gluons. The spin of the proton should be explained by the sum of spin of quarks and gluons, and their orbital angular momentum. The contribution from quark spin has been measured by the polarized lepton deep inelastic scattering experiment (DIS). However it is only 20% of the proton

* Corresponding author. Tel.: +1 6313444342; fax: +1 6313445815.
E-mail address: rachid.nouicer@bnl.gov

0168-583X/$ - see front matter Published by Elsevier B.V.
doi:10.1016/j.nimb.2007.04.265

PROCEEDINGS OF SCIENCE

Silicon Vertex Tracker for PHENIX Upgrade at RHIC: Capabilities and Detector Technology

Rachid Nouicer for the PHENIX Collaboration
Physics Department, Brookhaven National Laboratory,
Upton, New York 11973-5000, U.S.A.
E-mail: rachid.nouicer@bnl.gov

From the wealth of data obtained from the first three years of RHIC operation, the four RHIC experiments, BRAHMS, PHENIX, PHOBOS and STAR, have concluded that a high density partonic matter is formed at central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The research focus now shifts from initial discovery to a detailed exploration of partonic matter. Particles carrying heavy flavor, i.e. charm or beauty quarks, are powerful tool for study the properties of the hot and dense medium created in high-energy nuclear collisions at RHIC. At the relatively low transverse momentum region, the collective motion of the heavy flavor will be a sensitive signal for the thermalization of light flavors. They also allow to probe the spin structure of the proton in a new and precise way. An upgrade of RHIC (RHIC-II) is intended for the second half of the decade, with a luminosity increase to about 20-40 times the design value of 8×10^{26} cm^{-2} s^{-1} for Au+Au, and 2×10^{32} cm^{-2} s^{-1} for polarized proton beams. The PHENIX collaboration plans to upgrade its experiment to exploit with an enhanced detector new physics then in reach. For this purpose, we are constructing the Silicon Vertex Tracker (VTX). The VTX detector will provide us the tool to measure new physics observables that are not accessible at the present RHIC or available only with very limited accuracy. These include a precise determination of the charm production cross section, transverse momentum spectra at high-p_T region for particles carrying beauty quarks as well the detection of recoil jets in direct photon production. The VTX detector consists of four layers of barrel detectors located in the region of pseudorapidity $|\eta| < 1.2$ and covers almost 2π azimuthal angle. The pseudorapidity, η, is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, where θ is the emission angle relative to the beam axis. The inner two silicon barrels consists of silicon pixel sensors and their technology is the ALICE1LHCb sensor-readout hybrid, which was developed at CERN for the ALICE and LHCb experiments. The outer two barrels consists of silicon stripixel detector with a new "spiral" design, single-sided sensor with 2-dimensional (X-U) read-out. In this paper, we will provide details of the physics capability added to PHENIX by the new central silicon vertex tracker, the status of the project, including technology choices used in the design, performance of individual silicon sensor and silicon detector prototype.

The 16th International Workshop on Vertex detectors
September 23-28 2007
Lake Placid, NY, USA

© Copyright owned by the author(s) under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike Licence.

PoS(Vertex 2007)042

JINST

PUBLISHED BY IOP PUBLISHING FOR SISSA

RECEIVED: *February 18, 2009*
ACCEPTED: *February 24, 2009*
PUBLISHED: *April 20, 2009*

PIXEL 2008 INTERNATIONAL WORKSHOP
FERMILAB, BATAVIA, IL, U.S.A.
23–26 SEPTEMBER 2008

Status and Performance of New Silicon Stripixel Detector for the PHENIX Experiment at RHIC: Beta Source, Cosmic-rays and Proton Beam at 120 GeV

R. Nouicer,[a,1] **Y. Akiba,**[b,c] **R. Bennett,**[d] **K. Boyle,**[b] **V. Cianciolo,**[e] **A. Deshpande,**[b,d] **A. Dion,**[f] **M. Eggleston,**[f] **A. Enokizono,**[e] **S. Kaneti,**[d] **E.J. Mannel,**[g] **C. Oglvie,**[f] **H. Pei,**[f] **A. Sukhanov,**[a] **S. Taneja,**[d] **M. Togawa**[b,c] **and the PHENIX-VTX collaboration**

[a] *Brookhaven National Laboratory, Physics Department, Upton, NY 11973-5000, U.S.A.*
[b] *RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, U.S.A.*
[c] *RIKEN Nishina Center for Accelerator Based Science 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*
[d] *Stony Brook University, Department of Physics and Astronomy, Stony Brook, NY 11794, U.S.A.*
[e] *Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, U.S.A.*
[f] *Iowa State University, Department of Physics and Astronomy, Ames, IA 56011, U.S.A.*
[g] *Columbia University, Nevis Laboratories, Irvington, NY 10533, U.S.A.*
E-mail: rachid.nouicer@bnl.gov

ABSTRACT: We are constructing a Silicon Vertex Tracker detector (VTX) for the PHENIX experiment at RHIC. Our main motivation is to enable measurements of heavy flavor production (charm and beauty) in $p+p$, $p+d$ and $A+A$ collisions. Such data will illuminate the properties of the matter created in high-energy heavy-ion collisions. The measurements also will reveal the distribution of gluons in protons from $p+p$ collisions. The VTX detector consists of four layers of barrel detectors and covers $|\eta| < 1.2$, and almost a 2π in azimuth. The inner two silicon barrels consist of silicon pixel sensors; their technology accords with that of the ALICE1LHCB

[1] Corresponding author.

© 2009 IOP Publishing Ltd and SISSA
doi:10.1088/1748-0221/4/04/P04011

2009 JINST 4 P04011

Eur. Phys. J. C 49, 281–286 (2007)
DOI 10.1140/epjc/s10052-006-0128-z

THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C

Regular Article – Theoretical Physics

Charged particle multiplicities in $A+A$ and $p+p$ collisions in the constituent quarks framework

R. Nouicer[a]

Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA

Received: 15 August 2008 /
Published online: 6 December 2006 – © Springer-Verlag / Società Italiana di Fisica 2006

Abstract. Charged particle multiplicities in $A+A$ and $p(\bar{p})+p$ collisions as a function of pseudorapidity, centrality and energy are studied in both the nucleon and the constituent quark frameworks. In the present work, the calculation using the nuclear overlap model takes into account the fact that for the peripheral $A+A$ and $p+p$ collisions the number of nucleon and constituent quark participants cannot be smaller than two. A striking agreement is seen between the particle density in $A+A$ and $p(\bar{p})+p$ collisions, both at mid-rapidity and in the fragmentation regions, when normalized to the number of participating constituent quarks. The observations presented in this paper imply that the number of constituent quark pairs participating in the collision controls the particle production.

PACS. 25.75.-q; 25.75.Dw; 25.75.Nq; 24.10.Jv

1 Introduction

In this present work, I explore the implications of the picture in which the nucleon is viewed as a system of three clouds of partons, each containing a valence quark, a sea of quark–antiquark pairs, and gluons. In this picture, there are two length scales, that of the entire nucleon radius R_n, that determines the mean distance between the constituent quarks, and the proper radius of the constituent, r_q. Some QCD calculations of the nucleon spatial structure [1] support the description of three sub-objects of size 0.1–0.3 fm. Similar descriptions of extended constituents have been applied in energy-loss models [2] describing multihadron production in different colliding systems.

In this paper, we consider a modified version of calculations of the number of nucleon and constituent quark participants. A general problem in the previous calculations [3–5] stems from the fact that in the nuclear overlap model in peripheral collisions, the number of nucleon and constituent quark participants ($\langle N^n_{\rm part}\rangle$ and $\langle N^q_{\rm part}\rangle$) can be smaller than two. This is so, since in the peripheral limit the overlap integral has a meaning of 1/2 times the probability to have $\langle N^n_{\rm part}\rangle = 2$. In the previous calculation [3–5], the problem can be found in the estimate of $\langle N^n_{\rm part}\rangle$ for peripheral $A+A$ collisions and in the calculation of the number of constituent quark participants for $p+p$ collisions. A similar problem with the calculation of $\langle N^n_{\rm part}\rangle$ for $d+$Au collisions using an optical approach has been reported by Kharzeev et al. [6]. The goal of the present paper is to study the charged particle multiplicities in nucleus–nucleus ($A+A$) and nucleon–nucleon ($p(\bar{p})+p$) collisions in both the nucleon and the constituent quark frameworks. The main focus is on the data from the relativistic heavy ion collider (RHIC) [7–14].

[a] e-mail: rachid.nouicer@bnl.gov

2 Calculation of the number of participants

The number of nucleon participants, denoted by $\langle N^n_{\rm part}\rangle$, and the number of constituent quark participants denoted by $\langle N^q_{\rm part}\rangle$, are estimated using the nuclear overlap model in a manner similar to that used in [3–5]. However, I introduce in the present work a modification of the calculation procedure taking into account that for the peripheral collisions $A+A$ and for $p+p$ collisions in both frameworks the $\langle N^n_{\rm part}\rangle$ and $\langle N^q_{\rm part}\rangle$ cannot be smaller than two. The nuclear density profile is thus assumed to have a Woods–Saxon form,

$$n_A(r) = \frac{n_0}{1+\exp[(r-R_n)/d]}, \tag{1}$$

where n_0 is the normal nuclear density, R_n is the nucleus radius, and d is a diffuseness parameter.

For nucleus–nucleus ($A+B$) collisions, the number of nucleon participants, $\langle N^n_{\rm part}\rangle$, is in the present work calculated using the relation

$$N^n_{\rm part}|_{AB} = \int {\rm d}^2 s T_A(\mathbf{s}) P_{AB}(\mathbf{b}) \left\{1-\left[1-\frac{\sigma^{\rm inel}_{NN} T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})}{B}\right]^B\right\} + \int {\rm d}^2 s T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b}) P_{AB}(\mathbf{b}) \left\{1-\left[1-\frac{\sigma^{\rm inel}_{NN} T_A(\mathbf{s})}{A}\right]^A\right\} \tag{2}$$

Eur Phys J C **33**, s01, s606–s608 (2004)
Digital Object Identifier (DOI) 10.1140/epjcd/s2004-03-1702-3

EPJ C direct
electronic only

Evidence of final-state suppression of high-p_T hadrons in Au + Au collisions using d + Au measurements at RHIC

Rachid Nouicer[2,6] for the PHOBOS Collaboration
B.B. Back[1], M.D. Baker[2], M. Ballintijn[4], D.S. Barton[2], B. Becker[2], R.R. Betts[6], A.A. Bickley[7], R. Bindel[7], W. Busza[4], A. Carroll[2], M.P. Decowski[4], E. García[6], T. Gburek[3], N. George[2], K. Gulbrandsen[4], S. Gushue[2], C. Halliwell[6], J. Hamblen[8], A.S. Harrington[8], C. Henderson[4], D.J. Hofman[6], R.S. Hollis[6], R. Hołyński[3], B. Holzman[2], A. Iordanova[6], E. Johnson[8], J.L. Kane[4], N. Khan[8], P. Kulinich[4], C.M. Kuo[5], J.W. Lee[4], W.T. Lin[5], S. Manly[8], A.C. Mignerey[7], R. Nouicer[2,6], A. Olszewski[3], R. Pak[2], I.C. Park[8], H. Pernegger[4], C. Reed[4], C. Roland[4], G. Roland[4], J. Sagerer[6], P. Sarin[4], I. Sedykh[2], W. Skulski[8], C.E. Smith[6], P. Steinberg[2], G.S.F. Stephans[4], A. Sukhanov[2], M.B. Tonjes[7], A. Trzupek[3], C. Vale[4], G.J. van Nieuwenhuizen[4], R. Verdier[4], G.I. Veres[4], F.L.H. Wolfs[8], B. Wosiek[3], K. Woźniak[3], B. Wysłouch[4], and J. Zhang[4]

[1] Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439-4843, USA
[2] Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA
[3] Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland
[4] Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139-4307, USA
[5] National Central University, Chung-Li, Taiwan
[6] University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60607-7059, USA
[7] University of Maryland, College Park, MD 20742, USA
[8] University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA

Received: 1 November 2003 / Accepted: 9 February 2004 /
Published Online: 26 February 2004 – © Springer-Verlag / Società Italiana di Fisica 2004

Abstract. Transverse momentum spectra of charged hadrons with $p_T < 6$ GeV/c have been measured near mid-rapidity ($0.2 < \eta < 1.4$) by the PHOBOS experiment at RHIC in Au + Au and d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The spectra for different collision centralities are compared to $p + \bar{p}$ collisions at the same energy. The resulting nuclear modification factor for central Au + Au collisions shows evidence of strong suppression of charged hadrons in the high-p_T region (> 2 GeV/c). In contrast, the d + Au nuclear modification factor exhibits no suppression of the high-p_T yields. These measurements suggest a large energy loss of the high-p_T particles in the highly interacting medium created in the central Au + Au collisions. The lack of suppression in d + Au collisions suggests that it is unlikely that initial state effects can explain the suppression in the central Au + Au collisions.

PACS. 2 5.75.-q

1 Introduction

In the theoretical analysis of particle production in hadronic and nuclear collisions, a distinction is often made between the relative contributions from "hard" parton-parton scattering processes and "soft" processes. The contribution from hard processes is expected to grow with increasing energy and to dominate particle production at high transverse momentum. Collisions of heavy nuclei offer ideal conditions to test our understanding of this picture, as "hard" processes are expected to scale with the number of binary nucleon-nucleon collisions N_{coll}, whereas "soft" particle production is expected to exhibit scaling with the number of participant nucleons N_{part}. In Glauber-model calculations, N_{coll} scales approximately as $(N_{part})^{4/3}$. For Au + Au collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) energies, it has been predicted that the yield and momentum distribution of particles produced by hard scattering processes may be modified by "jet quenching", i.e. the energy loss of high momentum partons in the dense medium [1,2].

The data for Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV were collected using the PHOBOS two-arm magnetic spectrometer [3] at RHIC. The spectrometer arms are each equipped with 16 layers of silicon sensors, providing charged particle tracking both outside and inside the 2T field of the PHOBOS magnet. The primary event trigger and event selection were provided by two sets of 16 scintillator counters. For d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV an additional array of silicon detectors was used in the event selection. The array consisted of the central single-layer Octagon barrel detector and the three single-layer

AIP | Conference Proceedings

Similarity of Initial States in A+A and p+p Collisions in Constituent Quarks Framework

Rachid Nouicer

Citation: AIP Conf. Proc. **828**, 11 (2006); doi: 10.1063/1.2197388
View online: http://dx.doi.org/10.1063/1.2197388
View Table of Contents: http://proceedings.aip.org/dbt/dbt.jsp?KEY=APCPCS&Volume=828&Issue=1
Published by the American Institute of Physics.

Additional information on AIP Conf. Proc.

Journal Homepage: http://proceedings.aip.org/
Journal Information: http://proceedings.aip.org/about/about_the_proceedings
Top downloads: http://proceedings.aip.org/dbt/most_downloaded.jsp?KEY=APCPCS
Information for Authors: http://proceedings.aip.org/authors/information_for_authors

ADVERTISEMENT

Downloaded 12 Apr 2013 to 130.199.3.165. This article is copyrighted as indicated in the abstract. Reuse of AIP content is subject to the terms at: http://proceedings.aip.org/about/rights_permissions

AIP | Conference Proceedings

Systematics of Global Observables in Cu+Cu and Au+Au Collisions at RHIC Energies

Rachid Nouicer

Citation: AIP Conf. Proc. **842**, 86 (2006); doi: 10.1063/1.2220196
View online: http://dx.doi.org/10.1063/1.2220196
View Table of Contents: http://proceedings.aip.org/dbt/dbt.jsp?KEY=APCPCS&Volume=842&Issue=1
Published by the American Institute of Physics.

Additional information on AIP Conf. Proc.

Journal Homepage: http://proceedings.aip.org/
Journal Information: http://proceedings.aip.org/about/about_the_proceedings
Top downloads: http://proceedings.aip.org/dbt/most_downloaded.jsp?KEY=APCPCS
Information for Authors: http://proceedings.aip.org/authors/information_for_authors

ADVERTISEMENT

Downloaded 12 Apr 2013 to 130.199.3.165. This article is copyrighted as indicated in the abstract. Reuse of AIP content is subject to the terms at: http://proceedings.aip.org/about/rights_permissions

INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING JOURNAL OF PHYSICS G: NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS

J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1133–S1137 PII: S0954-3899(04)77862-7

Pseudorapidity distributions of charged particles in d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV

Rachid Nouicer[1,2] (for the PHOBOS Collaboration)

B B Back[3], M D Baker[1], M Ballintijn[4], D S Barton[1], B Becker[1], R R Betts[2], A A Bickley[5], R Bindel[5], W Busza[4], A Carroll[1], M P Decowski[4], E García[2], T Gburek[6], N George[1], K Gulbrandsen[4], S Gushue[1], C Halliwell[2], J Hamblen[7], A S Harrington[7], C Henderson[4], D J Hofman[2], R S Hollis[2], R Hołyński[6], B Holzman[1], A Iordanova[2], E Johnson[7], J L Kane[4], N Khan[7], P Kulinich[4], C M Kuo[8], J W Lee[8], W T Lin[7], S Manly[8], A C Mignerey[5], A Olszewski[6], R Pak[1], I C Park[7], H Pernegger[4], C Reed[4], C Roland[4], G Roland[4], J Sagerer[2], P Sarin[4], I Sedykh[1], W Skulski[7], C E Smith[2], P Steinberg[1], G S F Stephans[4], A Sukhanov[1], M B Tonjes[5], A Trzupek[6], C Vale[4], G J van Nieuwenhuizen[4], R Verdier[4], G I Veres[4], F L H Wolfs[7], B Wosiek[6], K Woźniak[6], B Wysłouch[4] and J Zhang[4]

[1] Brookhaven National Laboratory, Bldg. 555, PO Box 5000, Upton, NY 11973-5000, USA
[2] University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60607-7059, USA
[3] Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439-4843, USA
[4] Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139-4307, USA
[5] University of Maryland, College Park, MD 20742, USA
[6] Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland
[7] University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA
[8] National Central University, Chung-Li, Taiwan

E-mail: rachid.nouicer@bnl.gov

Received 15 March 2004
Published 19 July 2004
Online at stacks.iop.org/JPhysG/30/S1133
doi:10.1088/0954-3899/30/8/075

Abstract

The measured pseudorapidity distributions of primary charged particles are presented for d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV over a wide pseudorapidity range of $|\eta| \leqslant 5.4$. The results for d+Au collisions are presented for minimum-bias events and as a function of collision centrality. The measurements for p+p collisions are shown for minimum-bias events. The ratio of the charged particle multiplicity in d+Au and p+A collisions relative to that for inelastic p+p collisions is found to depend only on $\langle N_{\mathrm{part}} \rangle$, and it is remarkably independent of collision energy and system mass. The deuteron and gold fragmentation regions in d+Au collisions are in good agreement with proton nucleus data at lower energies.

 © 2004 IOP Publishing Ltd Printed in the UK

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 461 (2001) 143–149

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

Silicon pad detectors for the PHOBOS experiment at RHIC

R. Nouicer[a,*], B.B. Back[b], R.R. Betts[a], K.H. Gulbrandsen[c], B. Holzman[a], W. Kucewicz[a], W.T. Lin[d], J. Mülmenstädt[c], G.J. van Nieuwenhuizen[c], H. Pernegger[c], M. Reuter[a], P. Sarin[c], G.S.F. Stephans[c], V. Tsay[e], C.M. Vale[c], B. Wadsworth[c], A.H. Wuosmaa[b], B. Wyslouch[c]

[a] *Department of Physics, University of Illinois at Chicago, 845 West Taylor St., Chicago, IL 60607-7059, USA*
[b] *Physics Division, Argonne National Laboratory, 9700 South Cass Ave., Argonne, IL 60439-4843, USA*
[c] *Massachusetts Institute of Technology, 77 Mass. Ave., Cambridge, MA 02139, USA*
[d] *High Energy Physics Group, National Central University, Department of Physics, 32054 Chung-Li, Taiwan*
[e] *Miracle Technology Co. Ltd., Hsin-Chu, Taiwan*

Abstract

The PHOBOS experiment is well positioned to obtain crucial information about relativistic heavy ion collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), combining a multiplicity counter with a multi-particle spectrometer. The multiplicity arrays will measure the charged-particle multiplicity over the full solid angle. The spectrometer will be able to identify particles at mid-rapidity. The experiment is constructed almost exclusively of silicon pad detectors. Detectors of nine different types are configured in the multiplicity and vertex detector (22,000 channels) and two multi-particle spectrometers (120,000 channels). The overall layout of the experiment, testing of the silicon sensors and the performance of the detectors during the engineering run at RHIC in 1999 are discussed. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory will open a new horizon for Ultra-Relativistic Heavy-Ion physics, to explore highly excited dense nuclear matter under controlled laboratory conditions at a center-of-mass energy of 200 AGeV. At this energy, it is speculated that a plasma of deconfined quarks and gluons (QGP) will be formed following the initial series of nucleon–nucleon collisions. The QGP subsequently expands, cools and passes into the normal hadronic phase which itself expands until the hadrons cease to interact with each other at the freeze-out stage. A number of signatures of the formation of the deconfined phase have been proposed [1–3]. It is generally thought that a single signature will be insufficient to provide the evidence for the QGP. Rather, the simultaneous observation of several of the proposed signatures, particularly on an event-by-event basis, will be required. PHOBOS seeks to address these

*Corresponding author.
E-mail address: nouicer@nouicerpc.chm.bnl.gov (R. Nouicer).

0168-9002/01/$ - see front matter © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(00)01191-8

VII.2 Publications (auteur clé)

analyse des données, contribué amplement,
membre du committé de revue interne

Charged-particle multiplicity and pseudorapidity distributions measured with the PHOBOS detector in Au + Au, Cu + Cu, d + Au, and p + p collisions at ultrarelativistic energies

B. Alver,[1] B. B. Back,[2] M. D. Baker,[3] M. Ballintijn,[1] D. S. Barton,[3] R. R. Betts,[4] A. A. Bickley,[5] R. Bindel,[5] A. Budzanowski,[6] W. Busza,[1,*] A. Carroll,[3] Z. Chai,[3] V. Chetluru,[4] M. P. Decowski,[1] E. García,[4] T. Gburek,[6] N. George,[3] K. Gulbrandsen,[1] S. Gushue,[3] C. Halliwell,[4] J. Hamblen,[7] G. A. Heintzelman,[3] C. Henderson,[1] D. J. Hofman,[4] R. S. Hollis,[4] R. Hołyński,[6] B. Holzman,[3] A. Iordanova,[4] E. Johnson,[7] J. L. Kane,[1] J. Katzy,[1] N. Khan,[7] J. Kotuła,[6] W. Kucewicz,[4] P. Kulinich,[1] C. M. Kuo,[8] W. Li,[1] W. T. Lin,[8] C. Loizides,[1] S. Manly,[7] D. McLeod,[4] J. Michałowski,[6] A. C. Mignerey,[5] R. Nouicer,[3,4] A. Olszewski,[6] R. Pak,[3] I. C. Park,[7] H. Pernegger,[1] C. Reed,[1] L. P. Remsberg,[3] M. Reuter,[4] C. Roland,[1] G. Roland,[1] L. Rosenberg,[1] J. Sagerer,[4] P. Sarin,[1] P. Sawicki,[6] I. Sedykh,[3] W. Skulski,[7] C. E. Smith,[4] S. G. Steadman,[1] P. Steinberg,[3] G. S. F. Stephans,[1] M. Stodulski,[6] A. Sukhanov,[3] M. B. Tonjes,[5] A. Trzupek,[6] C. Vale,[1] G. J. van Nieuwenhuizen,[1] S. S. Vaurynovich,[1] R. Verdier,[1] G. I. Veres,[1] B. Wadsworth,[1] P. Walters,[7] E. Wenger,[1] F. L. H. Wolfs,[7] B. Wosiek,[6] K. Woźniak,[6] A. H. Wuosmaa,[2] and B. Wysłouch[1]

[1]*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*
[2]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA*
[3]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA*
[4]*University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA*
[5]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[6]*Institute of Nuclear Physics PAN, Kraków, Poland*
[7]*University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*
[8]*National Central University, Chung-Li, Taiwan*

(Received 9 November 2010; published 28 February 2011)

Pseudorapidity distributions of charged particles emitted in Au + Au, Cu + Cu, d + Au, and $p + p$ collisions over a wide energy range have been measured using the PHOBOS detector at the BNL Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC). The centrality dependence of both the charged particle distributions and the multiplicity at midrapidity were measured. Pseudorapidity distributions of charged particles emitted with $|\eta| < 5.4$, which account for between 95% and 99% of the total charged-particle emission associated with collision participants, are presented for different collision centralities. Both the midrapidity density $dN_{\rm ch}/d\eta$ and the total charged-particle multiplicity $N_{\rm ch}$ are found to factorize into a product of independent functions of collision energy, $\sqrt{s_{NN}}$, and centrality given in terms of the number of nucleons participating in the collision, $N_{\rm part}$. The total charged particle multiplicity, observed in these experiments and those at lower energies, assumes a linear dependence of $(\ln s_{NN})^2$ over the full range of collision energy of $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$–200 GeV.

DOI: 10.1103/PhysRevC.83.024913 PACS number(s): 25.75.Ag, 13.85.Ni, 21.65.−f

I. INTRODUCTION

The study of relativistic heavy-ion collisions is the only known method of creating and studying, in the laboratory, systems with hadronic or partonic degrees of freedom at extreme energy and matter density over a significant volume. It is for this reason that, in recent years such studies have attracted much experimental and theoretical interest, in particular with the likelihood that, at the higher energies, a new state of QCD matter is created.

During the first five years of the operation of the Relativistic Heavy-Ion Collider, (RHIC), at Brookhaven National Laboratory, the PHOBOS experiment [1] collected extensive data on the production of charged particles over almost the entire solid angle, for a wide range of collision energies and colliding nuclei. Many interesting and unexpected results were obtained, which have been published, and their significance were discussed in a series of short papers [2–13]. The early results are summarized and the physics interpretation is discussed in Ref. [14].

This paper presents all PHOBOS results on multiplicity and pseudorapidity distributions, including some unpublished data, in a consistent graphical and tabular form, together with detailed descriptions of how the results were obtained and analyzed. The intention is to present the data with a minimum of interpretation. Fitting of functional forms to the data is done only to facilitate reproduction or extrapolation. No significance of the functional forms is implied.

The PHOBOS data cover Au + Au collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy $\sqrt{s_{NN}}$ of 19.6, 56, 62.4, 130, and 200 GeV, Cu + Cu at 22.4, 62.4, and 200 GeV, d + Au at 200 GeV, and $p + p$ at 200 and 410 GeV. Similar measurements, although with less extensive coverage, have been made by the other RHIC experiments BRAHMS [15], STAR [16], and PHENIX [17]. These measurements extend earlier studies of $p + A$ collisions at Fermilab [18,19], $p + A$ collisions at the Super Proton Synchrotron (SPS) at CERN [20], p + Nuclear Emulsion [21], as well as $A + A$ collisions at the SPS reaching energies up to $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV [22] and at the Alternating Gradient Synchrotron (AGS) at BNL up to 4.9 GeV [23]. It is expected that heavy-ion collisions will soon be extended to higher energies, eventually

*busza@mit.edu

 ©2011 American Physical Society

Elliptic and Hexadecapole Flow of Charged Hadrons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

A. Adare,[11] S. Afanasiev,[26] C. Aidala,[39] N. N. Ajitanand,[56] Y. Akiba,[50,51] H. Al-Bataineh,[45] J. Alexander,[56] K. Aoki,[32,50] Y. Aramaki,[10] E. T. Atomssa,[33] R. Averbeck,[57] T. C. Awes,[46] B. Azmoun,[5] V. Babintsev,[22] M. Bai,[4] G. Baksay,[18] L. Baksay,[18] K. N. Barish,[6] B. Bassalleck,[44] A. T. Basye,[1] S. Bathe,[6] V. Baublis,[49] C. Baumann,[40] A. Bazilevsky,[5] S. Belikov,[5,*] R. Belmont,[61] R. Bennett,[57] A. Berdnikov,[53] Y. Berdnikov,[53] A. A. Bickley,[11] J. S. Bok,[64] K. Boyle,[57] M. L. Brooks,[35] H. Buesching,[5] V. Bumazhnov,[22] G. Bunce,[5,51] S. Butsyk,[35] C. M. Camacho,[35] S. Campbell,[57] C.-H. Chen,[57] C. Y. Chi,[12] M. Chiu,[5] I. J. Choi,[64] R. K. Choudhury,[3] P. Christiansen,[37] T. Chujo,[60] P. Chung,[56] O. Chvala,[6] V. Cianciolo,[46] Z. Citron,[57] B. A. Cole,[12] M. Connors,[57] P. Constantin,[35] M. Csanád,[16] T. Csörgő,[29] T. Dahms,[57] S. Dairaku,[32,50] I. Danchev,[61] K. Das,[19] A. Datta,[39] G. David,[5] A. Denisov,[22] A. Deshpande,[51,57] E. J. Desmond,[5] O. Dietzsch,[54] A. Dion,[57] M. Donadelli,[54] O. Drapier,[33] A. Drees,[57] K. A. Drees,[4] J. M. Durham,[57] A. Durum,[22] D. Dutta,[3] S. Edwards,[19] Y. V. Efremenko,[46] F. Ellinghaus,[11] T. Engelmore,[12] A. Enokizono,[34] H. En'yo,[50,51] S. Esumi,[60] B. Fadem,[41] D. E. Fields,[44] M. Finger, Jr.,[7] M. Finger,[7] F. Fleuret,[33] S. L. Fokin,[31] Z. Fraenkel,[63,*] J. E. Frantz,[57] A. Franz,[5] A. D. Frawley,[19] K. Fujiwara,[50] Y. Fukao,[50] T. Fusayasu,[43] I. Garishvili,[58] A. Glenn,[11] H. Gong,[57] M. Gonin,[33] Y. Goto,[50,51] R. Granier de Cassagnac,[33] N. Grau,[12] S. V. Greene,[61] M. Grosse Perdekamp,[23,51] T. Gunji,[10] H.-Å. Gustafsson,[37,*] J. S. Haggerty,[5] K. I. Hahn,[17] H. Hamagaki,[10] J. Hamblen,[58] J. Hanks,[12] R. Han,[48] E. P. Hartouni,[34] E. Haslum,[37] R. Hayano,[10] M. Heffner,[34] S. Hegyi,[29] T. K. Hemmick,[57] T. Hester,[6] X. He,[20] J. C. Hill,[25] M. Hohlmann,[18] W. Holzmann,[12] K. Homma,[21] B. Hong,[30] T. Horaguchi,[21] D. Hornback,[58] S. Huang,[61] T. Ichihara,[50,51] R. Ichimiya,[50] J. Ide,[41] Y. Ikeda,[60] K. Imai,[32,50] M. Inaba,[60] D. Isenhower,[1] M. Ishihara,[50] T. Isobe,[10] M. Issah,[61] A. Isupov,[26] D. Ivanischev,[49] B. V. Jacak,[57,†] J. Jia,[5,56] J. Jin,[12] B. M. Johnson,[5] K. S. Joo,[42] D. Jouan,[47] D. S. Jumper,[1] F. Kajihara,[10] S. Kametani,[50] N. Kamihara,[51] J. Kamin,[57] J. H. Kang,[64] J. Kapustinsky,[35] K. Karatsu,[32] D. Kawall,[39,51] M. Kawashima,[52,50] A. V. Kazantsev,[31] T. Kempel,[25] A. Khanzadeev,[49] K. M. Kijima,[21] B. I. Kim,[30] D. H. Kim,[42] D. J. Kim,[27] E. J. Kim,[8] E. Kim,[55] S. H. Kim,[64] Y. J. Kim,[23] E. Kinney,[11] K. Kiriluk,[11] Á. Kiss,[16] E. Kistenev,[5] L. Kochenda,[49] B. Komkov,[49] M. Konno,[60] J. Koster,[23] D. Kotchetkov,[44] A. Kozlov,[63] A. Král,[13] A. Kravitz,[12] G. J. Kunde,[35] K. Kurita,[52,50] M. Kurosawa,[50] Y. Kwon,[64] G. S. Kyle,[45] R. Lacey,[56] Y. S. Lai,[12] J. G. Lajoie,[25] A. Lebedev,[25] D. M. Lee,[35] J. Lee,[17] K. B. Lee,[30] K. Lee,[55] K. S. Lee,[30] M. J. Leitch,[35] M. A. L. Leite,[54] E. Leitner,[61] B. Lenzi,[54] P. Liebing,[51] L. A. Linden Levy,[11] T. Liška,[13] A. Litvinenko,[26] H. Liu,[35,45] M. X. Liu,[35] X. Li,[9] B. Love,[61] R. Luechtenborg,[40] D. Lynch,[5] C. F. Maguire,[61] Y. I. Makdisi,[4] A. Malakhov,[26] M. D. Malik,[44] V. I. Manko,[31] E. Mannel,[12] Y. Mao,[48,50] H. Masui,[60] F. Matathias,[12] M. McCumber,[57] P. L. McGaughey,[35] N. Means,[57] B. Meredith,[23] Y. Miake,[60] A. C. Mignerey,[38] P. Mikeš,[7,24] K. Miki,[60] A. Milov,[5] M. Mishra,[2] J. T. Mitchell,[5] A. K. Mohanty,[3] Y. Morino,[10] A. Morreale,[6] D. P. Morrison,[5] T. V. Moukhanova,[31] J. Murata,[52,50] S. Nagamiya,[28] J. L. Nagle,[11] M. Naglis,[63] M. I. Nagy,[16] I. Nakagawa,[50,51] Y. Nakamiya,[21] T. Nakamura,[21,28] K. Nakano,[50,59] J. Newby,[34] M. Nguyen,[57] R. Nouicer,[5] A. S. Nyanin,[31] E. O'Brien,[5] S. X. Oda,[10] C. A. Ogilvie,[25] K. Okada,[51] M. Oka,[60] Y. Onuki,[50] A. Oskarsson,[37] M. Ouchida,[21] K. Ozawa,[10] R. Pak,[5] V. Pantuev,[57] V. Papavassiliou,[45] I. H. Park,[17] J. Park,[55] S. K. Park,[30] W. J. Park,[30] S. F. Pate,[45] H. Pei,[25] J.-C. Peng,[23] H. Pereira,[14] V. Peresedov,[26] D. Yu. Peressounko,[31] C. Pinkenburg,[5] R. P. Pisani,[5] M. Proissl,[57] M. L. Purschke,[5] A. K. Purwar,[35] H. Qu,[20] J. Rak,[27] A. Rakotozafindrabe,[33] I. Ravinovich,[63] K. F. Read,[46,58] K. Reygers,[40] V. Riabov,[49] Y. Riabov,[49] E. Richardson,[38] D. Roach,[61] G. Roche,[36] S. D. Rolnick,[6] M. Rosati,[25] C. A. Rosen,[11] S. S. E. Rosendahl,[37] P. Rosnet,[36] P. Rukoyatkin,[26] P. Ružička,[24] B. Sahlmueller,[40] N. Saito,[28] T. Sakaguchi,[5] K. Sakashita,[50,59] V. Samsonov,[49] S. Sano,[10,62] T. Sato,[60] S. Sawada,[28] K. Sedgwick,[6] J. Seele,[11] R. Seidl,[23] A. Yu. Semenov,[25] R. Seto,[6] D. Sharma,[63] I. Shein,[22] T.-A. Shibata,[50,59] K. Shigaki,[21] M. Shimomura,[60] K. Shoji,[32,50] P. Shukla,[3] A. Sickles,[5] C. L. Silva,[54] D. Silvermyr,[46] C. Silvestre,[14] K. S. Sim,[30] B. K. Singh,[2] C. P. Singh,[2] V. Singh,[2] M. Slunečka,[7] R. A. Soltz,[34] W. E. Sondheim,[35] S. P. Sorensen,[58] I. V. Sourikova,[5] N. A. Sparks,[1] P. W. Stankus,[46] E. Stenlund,[37] S. P. Stoll,[5] T. Sugitate,[21] A. Sukhanov,[5] J. Sziklai,[29] E. M. Takagui,[54] A. Taketani,[50,51] R. Tanabe,[60] Y. Tanaka,[43] K. Tanida,[32,50,51] M. J. Tannenbaum,[5] S. Tarafdar,[2] A. Taranenko,[56] P. Tarján,[15] H. Themann,[57] T. L. Thomas,[44] M. Togawa,[32,50] A. Toia,[57] L. Tomášek,[24] H. Torii,[21] R. S. Towell,[1] I. Tserruya,[63] Y. Tsuchimoto,[21] C. Vale,[5,25] H. Valle,[61] H. W. van Hecke,[35] E. Vazquez-Zambrano,[12] A. Veicht,[23] J. Velkovska,[61] R. Vértesi,[15,29] A. A. Vinogradov,[31] M. Virius,[13] V. Vrba,[24] E. Vznuzdaev,[49] X. R. Wang,[45] D. Watanabe,[21] K. Watanabe,[60] Y. Watanabe,[50,51] F. Wei,[25] R. Wei,[56] J. Wessels,[40] S. N. White,[5] D. Winter,[12] J. P. Wood,[1] C. L. Woody,[5] R. M. Wright,[1] M. Wysocki,[11] W. Xie,[51] Y. L. Yamaguchi,[10] K. Yamaura,[21] R. Yang,[23] A. Yanovich,[22] J. Ying,[20] S. Yokkaichi,[50,51] G. R. Young,[46] I. Younus,[44] Z. You,[48] I. E. Yushmanov,[31] W. A. Zajc,[12] C. Zhang,[46] S. Zhou,[9] and L. Zolin[26]

 © 2010 The American Physical Society

Systematic studies of elliptic flow measurements in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

S. Afanasiev,[17] C. Aidala,[7] N. N. Ajitanand,[44] Y. Akiba,[38,39] J. Alexander,[44] A. Al-Jamel,[34] K. Aoki,[23,38] L. Aphecetche,[46] R. Armendariz,[34] S. H. Aronson,[3] R. Averbeck,[45] T. C. Awes,[35] B. Azmoun,[3] V. Babintsev,[14] A. Baldisseri,[8] K. N. Barish,[4] P. D. Barnes,[26] B. Bassalleck,[33] S. Bathe,[4] S. Batsouli,[7] V. Baublis,[37] F. Bauer,[4] A. Bazilevsky,[3] S. Belikov,[3,16,*] R. Bennett,[45] Y. Berdnikov,[41] M. T. Bjorndal,[7] J. G. Boissevain,[26] H. Borel,[8] K. Boyle,[45] M. L. Brooks,[26] D. S. Brown,[34] D. Bucher,[30] H. Buesching,[3] V. Bumazhnov,[14] G. Bunce,[3,39] J. M. Burward-Hoy,[26] S. Butsyk,[45] S. Campbell,[45] J.-S. Chai,[18] S. Chernichenko,[14] J. Chiba,[19] C. Y. Chi,[7] M. Chiu,[7] I. J. Choi,[53] T. Chujo,[50] V. Cianciolo,[35] C. R. Cleven,[12] Y. Cobigo,[8] B. A. Cole,[7] M. P. Comets,[36] P. Constantin,[16] M. Csanád,[10] T. Csörgő,[20] T. Dahms,[45] K. Das,[11] G. David,[3] H. Delagrange,[46] A. Denisov,[14] D. d'Enterria,[7] A. Deshpande,[39,45] E. J. Desmond,[3] O. Dietzsch,[42] A. Dion,[45] J. L. Drachenberg,[1] O. Drapier,[24] A. Drees,[45] A. K. Dubey,[52] A. Durum,[14] V. Dzhordzhadze,[47] Y. V. Efremenko,[35] J. Egdemir,[45] A. Enokizono,[13] H. En'yo,[38,39] B. Espagnon,[36] S. Esumi,[49] D. E. Fields,[33,39] F. Fleuret,[24] S. L. Fokin,[22] B. Forestier,[27] Z. Fraenkel,[52,*] J. E. Frantz,[7] A. Franz,[3] A. D. Frawley,[11] Y. Fukao,[23,38] S.-Y. Fung,[4] S. Gadrat,[27] F. Gastineau,[46] M. Germain,[46] A. Glenn,[47] M. Gonin,[24] J. Gosset,[8] Y. Goto,[38,39] R. Granier de Cassagnac,[24] N. Grau,[16] S. V. Greene,[50] M. Grosse Perdekamp,[15,39] T. Gunji,[5] H.-Å. Gustafsson,[28] T. Hachiya,[13,38] A. Hadj Henni,[46] J. S. Haggerty,[3] M. N. Hagiwara,[1] H. Hamagaki,[5] H. Harada,[13] E. P. Hartouni,[25] K. Haruna,[13] M. Harvey,[3] E. Haslum,[28] K. Hasuko,[38] R. Hayano,[5] M. Heffner,[25] T. K. Hemmick,[45] J. M. Heuser,[38] X. He,[12] H. Hiejima,[15] J. C. Hill,[16] R. Hobbs,[33] M. Holmes,[50] W. Holzmann,[44] K. Homma,[13] B. Hong,[21] T. Horaguchi,[38,48] M. G. Hur,[18] T. Ichihara,[38,39] K. Imai,[23,38] M. Inaba,[49] D. Isenhower,[1] L. Isenhower,[1] M. Ishihara,[38] T. Isobe,[5] M. Issah,[44] A. Isupov,[17] B. V. Jacak,[45,†] J. Jia,[7] J. Jin,[7] O. Jinnouchi,[39] B. M. Johnson,[3] K. S. Joo,[31] D. Jouan,[36] F. Kajihara,[5,38] S. Kametani,[5,51] N. Kamihara,[38,48] M. Kaneta,[39] J. H. Kang,[53] T. Kawagishi,[49] A. V. Kazantsev,[22] S. Kelly,[6] A. Khanzadeev,[37] D. J. Kim,[53] E. Kim,[43] Y.-S. Kim,[18] E. Kinney,[6] A. Kiss,[10] E. Kistenev,[3] A. Kiyomichi,[38] C. Klein-Boesing,[30] L. Kochenda,[37] V. Kochetkov,[14] B. Komkov,[37] M. Konno,[49] D. Kotchetkov,[4] A. Kozlov,[52] P. J. Kroon,[3] G. J. Kunde,[26] N. Kurihara,[5] K. Kurita,[38,40] M. J. Kweon,[21] Y. Kwon,[53] G. S. Kyle,[34] R. Lacey,[44] J. G. Lajoie,[16] A. Lebedev,[16] Y. Le Bornec,[36] S. Leckey,[45] D. M. Lee,[26] M. K. Lee,[53] M. J. Leitch,[26] M. A. L. Leite,[42] H. Lim,[43] A. Litvinenko,[17] M. X. Liu,[26] X. H. Li,[4] C. F. Maguire,[50] Y. I. Makdisi,[3] A. Malakhov,[17] M. D. Malik,[33] V. I. Manko,[22] H. Masui,[49] F. Matathias,[45] M. C. McCain,[15] P. L. McGaughey,[26] Y. Miake,[49] A. Mignerey,[29] T. E. Miller,[50] A. Milov,[45] S. Mioduszewski,[3] G. C. Mishra,[12] J. T. Mitchell,[3] D. P. Morrison,[3] J. M. Moss,[26] T. V. Moukhanova,[22] D. Mukhopadhyay,[50] J. Murata,[38,40] S. Nagamiya,[19] Y. Nagata,[49] J. L. Nagle,[6] M. Naglis,[52] T. Nakamura,[13] J. Newby,[25] M. Nguyen,[45] B. E. Norman,[26] R. Nouicer,[3] A. S. Nyanin,[22] J. Nystrand,[28] E. O'Brien,[3] C. A. Ogilvie,[16] H. Ohnishi,[38] I. D. Ojha,[50] H. Okada,[23,38] K. Okada,[39] O. O. Omiwade,[1] A. Oskarsson,[28] I. Otterlund,[28] K. Ozawa,[5] R. Pak,[3] D. Pal,[50] A. P. T. Palounek,[26] V. Pantuev,[45] V. Papavassiliou,[34] J. Park,[43] W. J. Park,[21] S. F. Pate,[34] H. Pei,[16] J.-C. Peng,[15] H. Pereira,[8] V. Peresedov,[17] D. Yu. Peressounko,[22] C. Pinkenburg,[3] R. P. Pisani,[3] M. L. Purschke,[3] A. K. Purwar,[45] H. Qu,[12] J. Rak,[16] I. Ravinovich,[52] K. F. Read,[35,47] M. Reuter,[45] K. Reygers,[30] V. Riabov,[37] Y. Riabov,[37] G. Roche,[27] A. Romana,[24,*] M. Rosati,[16] S. S. E. Rosendahl,[28] P. Rosnet,[27] P. Rukoyatkin,[17] V. L. Rykov,[38] S. S. Ryu,[53] B. Sahlmueller,[30] N. Saito,[23,38,39] T. Sakaguchi,[5,51] S. Sakai,[49] V. Samsonov,[37] H. D. Sato,[23,38] S. Sato,[3,19,49] S. Sawada,[19] V. Semenov,[14] R. Seto,[4] D. Sharma,[52] T. K. Shea,[3] I. Shein,[14] T.-A. Shibata,[38,48] K. Shigaki,[13] M. Shimomura,[49] T. Shohjoh,[49] K. Shoji,[23,38] A. Sickles,[45] C. L. Silva,[42] D. Silvermyr,[35] K. S. Sim,[21] C. P. Singh,[2] V. Singh,[2] S. Skutnik,[16] W. C. Smith,[1] A. Soldatov,[14] R. A. Soltz,[25] W. E. Sondheim,[26] S. P. Sorensen,[47] I. V. Sourikova,[3] F. Staley,[8] P. W. Stankus,[35] E. Stenlund,[28] M. Stepanov,[34] A. Ster,[20] S. P. Stoll,[3] T. Sugitate,[13] C. Suire,[36] J. P. Sullivan,[26] J. Sziklai,[20] T. Tabaru,[39] S. Takagi,[49] E. M. Takagui,[42] A. Taketani,[38,39] K. H. Tanaka,[19] Y. Tanaka,[32] K. Tanida,[38,39] M. J. Tannenbaum,[3] A. Taranenko,[44] P. Tarján,[9] T. L. Thomas,[33] M. Togawa,[23,38] J. Tojo,[38] H. Torii,[38] R. S. Towell,[1] V.-N. Tram,[24] I. Tserruya,[52] Y. Tsuchimoto,[13,38] S. K. Tuli,[2] H. Tydesjö,[28] N. Tyurin,[14] C. Vale,[16] H. Valle,[50] H. W. van Hecke,[26] J. Velkovska,[50] R. Vertesi,[9] A. A. Vinogradov,[22] E. Vznuzdaev,[37] M. Wagner,[23,38] X. R. Wang,[34] Y. Watanabe,[38,39] J. Wessels,[30] S. N. White,[3] N. Willis,[36] D. Winter,[7] C. L. Woody,[3] M. Wysocki,[6] W. Xie,[4,39] A. Yanovich,[14] S. Yokkaichi,[38,39] G. R. Young,[35] I. Younus,[33] I. E. Yushmanov,[22] W. A. Zajc,[7] O. Zaudtke,[30] C. Zhang,[7] J. Zimányi,[20,*] and L. Zolin[17]

(PHENIX Collaboration)

[1]*Abilene Christian University, Abilene, Texas 79699, USA*

[2]*Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India*

[3]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*

[4]*University of California–Riverside, Riverside, California 92521, USA*

[5]*Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*

[6]*University of Colorado, Boulder, Colorado 80309, USA*

[7]*Columbia University, New York, New York 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, New York 10533, USA*

[8]*Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France*

[9]*Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary*

[10]*ELTE, Eötvös Loránd University, H-1117 Budapest, Pázmány P.s. 1/A, Hungary*

[11]*Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*

[12]*Georgia State University, Atlanta, Georgia 30303, USA*

[13]*Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan*

 ©2009 The American Physical Society

PHYSICAL REVIEW C **74**, 021901(R) (2006)

Charged-particle pseudorapidity distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] M. Ballintijn,[4] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[6] A. A. Bickley,[7] R. Bindel,[7] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] Z. Chai,[2] M. P. Decowski,[4] E. García,[6] T. Gburek,[3] N. George,[2] K. Gulbrandsen,[4] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] M. Hauer,[2] C. Henderson,[4] D. J. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. L. Kane,[4] N. Khan,[8] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] W. T. Lin,[5] S. Manly,[8] A. C. Mignerey,[7] R. Nouicer,[2,6] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] C. Reed,[4] C. Roland,[4] G. Roland,[4] J. Sagerer,[6] H. Seals,[2] I. Sedykh,[2] C. E. Smith,[6] M. A. Stankiewicz,[2] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] A. Sukhanov,[2] M. B. Tonjes,[7] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] S. S. Vaurynovich,[4] R. Verdier,[4] G. I. Veres,[4] E. Wenger,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[3] and B. Wysłouch[4]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*

[2]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*

[3]*Institute of Nuclear Physics, PAN, Kraków, Poland*

[4]*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*

[5]*National Central University, Chung-Li, Taiwan*

[6]*University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*

[7]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*

[8]*University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

(Received 26 September 2005; published 10 August 2006)

The charged-particle pseudorapidity density for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV has been measured over a wide range of impact parameters and compared to results obtained at other energies. As a function of collision energy, the pseudorapidity distribution grows systematically both in height and width. The midrapidity density is found to grow approximately logarithmically between BNL Alternating Gradient Synchrotron (AGS) energies and the top BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) energy. There is also an approximate factorization of the centrality and energy dependence of the midrapidity yields. The new results at $\sqrt{s_{NN}} =$ 62.4 GeV confirm the previously observed phenomenon of "extended longitudinal scaling" in the pseudorapidity distributions when viewed in the rest frame of one of the colliding nuclei. It is also found that the evolution of the shape of the distribution with centrality is energy independent, when viewed in this reference frame. As a function of centrality, the total charged particle multiplicity scales linearly with the number of participant pairs as it was observed at other energies.

DOI: 10.1103/PhysRevC.74.021901 PACS number(s): 25.75.Dw

In previous publications the PHOBOS Collaboration has presented the full systematic behavior of inclusive charged particle production in heavy ion collisions over a large range of collision parameters: (1) $\sqrt{s_{NN}}$ from 19.6 GeV to 200 GeV, (2) pseudorapidities from $\eta = -5.4$ to 5.4, nearly the full solid angle, and 3) average impact parameter from $\langle b \rangle =$ 3–10.5 fm, corresponding to 50–360 participating nucleons (N_{part}) [1–7]. While these data are already useful as a broad systematic study, several nontrivial features have been made manifest by direct comparisons between the data at different energies and centralities: (1) a logarithmic increase with $\sqrt{s_{NN}}$ in the midrapidity particle density [2], (2) an approximate factorization of the centrality and energy dependence of the midrapidity yields [7], (3) the phenomenon of "limiting fragmentation" in the forward direction [6], and (4) a linear "N_{part}-scaling" of the total particle yield [8]. This paper presents for the first time the multiplicity data for Au+Au collisions at the most recent BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) energy of $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, corresponding to the top energy reported by several earlier $p + p$ experiments at the CERN Intersecting Storage Rings (ISR). With our new data, we can test the previously-found scaling relationships at an intermediate energy.

The data were obtained with the PHOBOS detector [9] during the RHIC 2004 run. In this analysis only the data taken with the magnetic field switched off are analyzed. To select events with various ranges of impact parameter, characterized typically by N_{part}, we use the particle multiplicity measured in two sets of "paddle" counters, situated at $z = \pm 3.21$ meters from the nominal interaction point. These cover a pseudorapidity range of $3.2 < |\eta| < 4.5$ with 95% azimuthal acceptance. The overall triggering and event selection efficiency at 62.4 GeV corresponds to $81 \pm 2\%$ of the total Au+Au inelastic cross section, estimated using HIJING simulations [10]. We use the Glauber model calculation implemented in HIJING to estimate $\langle N_{\text{part}} \rangle$ for each centrality bin by assuming a monotonic relationship between N_{part} and the relevant experimental observable. This procedure has been described in Refs. [1,4,5]. It was found that trigger efficiencies are typically around 100% for the top 50% of the total cross section at energies of $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$, 130, and 200 GeV. At the lowest energy of $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV, an alternative method of centrality determination was developed, that uses all particles detected in the "Octagon" silicon detector, covering $|\eta| < 3$, as a measure of the particle multiplicity [6]. These two methods agree within 3% at the higher energies and have been used

 ©2006 The American Physical Society

PHYSICAL REVIEW C **74**, 021902(R) (2006)

Centrality and energy dependence of charged-particle multiplicities in heavy ion collisions in the context of elementary reactions

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[6] M. Ballintijn,[4] A. A. Bickley,[7] R. Bindel,[7] A. Budzanowski,[3] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] M. P. Decowski,[4] E. García,[6] N. George,[1,2] K. Gulbrandsen,[4] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] G. A. Heintzelman,[2] C. Henderson,[4] D. J. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. L. Kane,[4] J. Katzy,[4,6] N. Khan,[8] W. Kucewicz,[6] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] W. T. Lin,[5] S. Manly,[8] D. McLeod,[6] J. Michałowski,[3] A. C. Mignerey,[7] R. Nouicer,[6] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] I. C. Park,[8] H. Pernegger,[4] C. Reed,[4] L. P. Remsberg,[2] M. Reuter,[6] C. Roland,[4] G. Roland,[4] L. Rosenberg,[4] J. Sagerer,[6] P. Sarin,[4] P. Sawicki,[3] W. Skulski,[8] S. G. Steadman,[4] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] M. Stodulski,[3] A. Sukhanov,[2] J.-L. Tang,[5] R. Teng,[8] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] R. Verdier,[4] G. I. Veres,[4] B. Wadsworth,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[3] A. H. Wuosmaa,[1] and B. Wysłouch[4]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*

[2]*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*

[3]*Institute of Nuclear Physics, PAN, Kraków, Poland*

[4]*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*

[5]*National Central University, Chung-Li, Taiwan*

[6]*University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*

[7]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*

[8]*University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

(Received 11 January 2005; revised manuscript received 24 February 2006; published 22 August 2006)

The PHOBOS experiment at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider has measured the total multiplicity of primary charged particles as a function of collision centrality in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$, 130, and 200 GeV. An approximate independence of $\langle N_{\rm ch}\rangle/\langle N_{\rm part}/2\rangle$ on the number of participating nucleons is observed, reminiscent of "wounded nucleon" scaling ($N_{\rm ch} \propto N_{\rm part}$) observed in proton-nucleus collisions. Unlike p+A, the constant of proportionality does not seem to be set by the $pp/\overline{p}p$ data at the same energy. Rather, there seems to be a surprising correspondence with the total multiplicity measured in e^+e^- annihilations, as well as the rapidity shape measured over a large range. The energy dependence of the integrated multiplicity per participant pair shows that e^+e^- and A+A data agree over a large range of center-of-mass energies ($\sqrt{s} > 20$ GeV), and $pp/\overline{p}p$ data can be brought to agree approximately with the e^+e^- data by correcting for the typical energy taken away by leading particles. This is suggestive of a mechanism for soft particle production that depends mainly on the amount of available energy. It is conjectured that the dominant distinction between A+A and p+p collisions is the multiple collisions per participant, which appears to be sufficient to substantially reduce the energy taken away by leading particles.

DOI: 10.1103/PhysRevC.74.021902 PACS number(s): 25.75.Dw

Central collisions of two gold nuclei at the top energy of the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory produce thousands of charged particles. These are the largest particle multiplicities generated in manmade subatomic reactions. The hope is that these complex systems may reveal evidence of the creation and decay of a quark-gluon plasma (QGP), in which quarks and gluons are allowed to explore a volume larger than that of a typical hadron.

The high multiplicities in heavy ion collisions typically arise from the large number of nucleon-nucleon collisions that occur, with many of the nucleons struck several times as they pass through the oncoming nucleus. Studies of proton-nucleus collisions demonstrated that the total multiplicity ($N_{\rm ch}$) is not proportional to the number of binary collisions ($N_{\rm coll}$) in the reaction, but rather scales more closely with the number of "wounded nucleons" which participate inelastically ($N_{\rm part}$) [1,2]. For example, the number of participants is $N_{\rm part} = 2$ for a proton-proton collision and $N_{\rm part} = N_{\rm coll} + 1$ for a proton-nucleus collision. Thus, by scaling the particle yields by $N_{\rm part}/2$, data from heavy ion collisions may be directly compared with similar yields in elementary pp, $\overline{p}p$, or even the annihilation of e^+e^- into hadrons.

While both e^+e^- and $pp/\overline{p}p$ collisions must ultimately allow a description based on quantum chromodynamics (QCD), which is the theory of the strong interaction, the evolution of these two systems tends to be understood in different ways. The large momentum transfer to the outgoing produced quark and antiquark in e^+e^- reactions allows the use of perturbative QCD (pQCD) to describe the spectrum of quarks and gluons radiated as the system fragments [3]. Minimum bias collisions of hadrons are not considered to be amenable to such a perturbative description, since the transverse momentum exchanges involved are typically less than 1 GeV/c. Instead, phenomenological approaches (e.g., PYTHIA [4]) are used to describe most of the (predominantly soft) particles produced in high energy pp or $\overline{p}p$ collisions.

In this Rapid Communication, we report results from the PHOBOS experiment on the total multiplicity of primary

 ©2006 The American Physical Society

PHYSICAL REVIEW C **70**, 021902(R) (2004)

Collision geometry scaling of Au+Au pseudorapidity density from $\sqrt{s_{NN}}=19.6$ to 200 GeV

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] M. Ballintijn,[3] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[4] A. A. Bickley,[5] R. Bindel,[5] A. Budzanowski,[6] W. Busza,[3] A. Carroll,[2] M. P. Decowski,[3] E. García,[4] N. George,[1,2] K. Gulbrandsen,[3] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[4] J. Hamblen,[7] G. A. Heintzelman,[2] C. Henderson,[3] D. J. Hofman,[4] R. S. Hollis,[4] R. Hołyński,[6] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[4] E. Johnson,[7] J. L. Kane,[3] J. Katzy,[3,4] N. Khan,[7] W. Kucewicz,[4] P. Kulinich,[3] C. M. Kuo,[8] W. T. Lin,[8] S. Manly,[7] D. McLeod,[4] A. C. Mignerey,[5] R. Nouicer,[4] A. Olszewski,[6] R. Pak,[2] I. C. Park,[7] H. Pernegger,[3] C. Reed,[3] L. P. Remsberg,[2] M. Reuter,[4] C. Roland,[3] G. Roland,[3] L. Rosenberg,[3] J. Sagerer,[4] P. Sarin,[3] P. Sawicki,[6] W. Skulski,[7] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[3] A. Sukhanov,[2] M. B. Tonjes,[5] J.-L. Tang,[8] A. Trzupek,[6] C. Vale,[3] G. J. van Nieuwenhuizen,[3] R. Verdier,[3] F. L. H. Wolfs,[7] B. Wosiek,[6] K. Woźniak,[6] A. H. Wuosmaa,[1] and B. Wysłouch[3]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*

[2]*Chemistry and C-A Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*

[3]*Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*

[4]*Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*

[5]*Department of Chemistry, University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*

[6]*Institute of Nuclear Physics PAN, Kraków, Poland*

[7]*Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

[8]*Department of Physics, National Central University, Chung-Li, Taiwan*

(Received 25 May 2004; published 24 August 2004)

The centrality dependence of the midrapidity charged particle multiplicity in Au+Au heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=19.6$ and 200 GeV is presented. Within a simple model, the fraction of hard (scaling with number of binary collisions) to soft (scaling with number of participant pairs) interactions is consistent with a value of $x=0.13\pm0.01(\text{stat})\pm0.05(\text{syst})$ at both energies. The experimental results at both energies, scaled by inelastic $p(\bar{p})+p$ collision data, agree within systematic errors. The ratio of the data was found not to depend on centrality over the studied range and yields a simple linear scale factor of $R_{200/19.6}=2.03\pm0.02(\text{stat})\pm0.05(\text{syst})$.

DOI: 10.1103/PhysRevC.70.021902 PACS number(s): 25.75.Nq, 25.75.Dw

We have studied the centrality dependence of the charged particle multiplicity at midrapidity for Au+Au collisions at nucleon-nucleon center of mass energies $\sqrt{s_{NN}}=19.6$ and 200 GeV, using the PHOBOS detector at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven National Laboratory. Data at both energies have allowed the extraction of results with the same detector, which covers a factor of 10 in collision energy, from slightly above the highest energy of the CERN SPS fixed target program to the highest RHIC energy.

Recent results from RHIC have suggested the effect of "jet quenching" in central Au+Au collisions that acts to reduce both the overall yield of high p_T particles [1–3] and back-to-back jet correlations [4]. The presence of these dramatic effects for the most central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ and 200 GeV, as well as their absence in the cases of peripheral Au+Au [1–3], central d+Au [5,6] and inclusive d+Au [7,8] have been generally well reproduced by calculations that utilize a pQCD framework to calculate the initial high p_T production rates, coupled with a large energy loss in the dense medium [9]. In this picture, the produced "dense medium" is responsible for the experimental effect, which presumably occurs only in the large overlap volume of central Au+Au collisions.

One of the intriguing overall features of the RHIC data, however, is that models solely based on parton saturation in the colliding nuclei describe the detailed centrality and rapidity dependence of the measured charged particle multiplicities at 130 and 200 GeV [10,11]. If parton saturation is playing a significant role in these relativistic heavy ion collisions, it could also reduce the initial production rate of high p_T particles to the extent that a large energy loss in the dense medium is no longer necessary to describe the data for central Au+Au collisions [2,11]. Since the measured total charged particle multiplicities are completely dominated by the emission of low p_T ($\leqslant 1.5$ GeV/c) particles, one might speculate that the production dynamics of low p_T particles is quite different from those at high p_T. A study of the detailed centrality dependence of the bulk charged particle production over a large energy range may, therefore, provide additional constraints on models attempting to describe both the low and high p_T behavior of particle production.

The PHOBOS detector configuration was the same for measurements at $\sqrt{s_{NN}}=19.6$ and 200 GeV. Specifically, the detectors used in this analysis were the centrally located Octagon barrel, Vertex detector and the multiplane Spectrometer. These detectors are all constructed from silicon wafers, more details can be found in Refs. [12,13]. The primary trigger for the data reported here is based on $n>2$ hits in two segmented, large-area scintillator counter arrays (Paddles) covering $3.2<|\eta|<4.5$ relative to the nominal vertex position. Pseudorapidity is defined as $\eta=-\ln\tan(\theta/2)$ where θ is the polar angle to the beam axis. This trigger was sensitive to 88% of the total inelastic cross section in the 200 GeV data

 ©2004 The American Physical Society

Light particle emission in ^{35}Cl + ^{24}Mg fusion reactions at high excitation energy and angular momentum

D. Mahboub,* C. Beck, B. Djerroud, R. M. Freeman, F. Haas, R. Nouicer,† M. Rousseau, P. Papka, and A. Sànchez i Zafra
Institut de Recherches Subatomiques, UMR7500, CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur, Boîte Postale 28, F-67037 Strasbourg CEDEX 2, France

Sl. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzanò, A. Pagano, and M. Sperduto
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and Dipartimento di Fisica, I-95129 Catania, Italy

E. Berthoumieux, R. Dayras, R. Legrain,‡ and E. Pollacco
DAPNIA/SPhN CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

A. Hachem
Faculté des Sciences, Université de Nice-Sophia-Antipolis, F-06034 Nice, France
(Received 28 August 2003; published 29 March 2004)

In-plane and out-of-plane correlations of light charged particles and neutrons emitted in the ^{35}Cl (260 MeV) + ^{24}Mg complete fusion reaction have been measured to investigate deformation and angular momentum effects upon the decay of ^{59}Cu compound nucleus. An array of 21 BaF_2 crystals has been used to identify the light charged particles ($Z \leqslant 4$) and neutrons emitted in coincidence with heavy fragments ($Z \geqslant 5$) detected in six ionization chamber telescopes. Coincident energy spectra and angular distributions of neutrons, protons, and α-particles have been described by the statistical-model calculations with nuclear level densities tuned to take account of deformation effects in the emitters. This spin-dependent approach suggests the onset of large nuclear deformation in ^{59}Cu at high spin. This conclusion is consistent with the recent observation of a superdeformed band in the ^{59}Cu nucleus.

DOI: 10.1103/PhysRevC.69.034616 PACS number(s): 25.70.Gh, 25.70.Jj, 24.60.Dr, 27.50.+e

I. INTRODUCTION

Over the past few years, deep-inelastic (DI) orbiting collision, fusion-fission (FF), and fusion-evaporation (FE) processes between light heavy ions have been extensively studied [1–3] in order to investigate the macroscopic properties of highly excited and deformed dinuclei. Some of the characteristic properties of hot nuclei at high spin have been well explained in the framework of existing FF models [1,4] indicating that DI process is not the dominant mechanism in the $45 \leqslant A_{CN} \leqslant 60$ light-mass region. In this context the ^{35}Cl (280 MeV) + ^{24}Mg reaction has been studied in great detail [5–11]. It has been shown that after complete fusion (CF) asymmetrical fission [6,8] occurs at a significant level for the ^{59}Cu compound nucleus (CN) according to what has been observed previously for neighboring nuclei [1,4]. However, the possible contribution of a long-lived DI process could not be ruled out [6]. At high excitation energy and angular momentum a rich variety of nuclear shapes can be encountered. For example, variations in the nuclear deformation should be reflected in particle emission through modification of the emission barriers and nuclear level densities. A number of studies have used the light charged particle (LCP) emission to probe the individual reaction mechanisms in the light-mass region under consideration [12–37]. In particular, a statistical-model analysis of α-particle spectra shapes in coincidence with the evaporation residues (ER) from ^{59}Cu produced in the ^{32}S + ^{27}Al reaction suggests strong angular momentum induced deformations, larger than those predicted by rotating liquid-drop model (RLDM) calculations [12–15]. Furthermore, superdeformed (SD) rotational bands have been found in various mass regions ($A = 40$, 60, 80, 130, 150, and 190) and, very recently, one SD band has also been discovered in the ^{59}Cu nucleus [38–41] in agreement with the predictions of either Skyrme-Hartree-Fock and Strutinsky-Woods-Saxon calculations [42] or relativistic mean-field theories [43].

As an attempt to understand why these systems undergo a FF process, we propose to investigate their shapes at high excitation energy and angular momentum. In this paper, experimental results are presented on light particle (LP) emission (both LCP and neutron emission are considered) following the FE of the ^{59}Cu CN formed in the ^{35}Cl (260 MeV) + ^{24}Mg reaction. The analysis is intended to provide insight into the deformation of this CN. Inclusive experiments have already been dedicated to the α-particle evaporation from the ^{59}Cu CN formed by the ^{32}S + ^{27}Al entrance channel [12–15] but they were largely limited to inclusive α-particle energy spectra. We shall focus here on exclusive LP angular correlations for the FE process. The ^{35}Cl + ^{24}Mg reaction has been studied extensively using inclusive data [5,6] and fragment-fragment angular correlations data [7,8] measured at some-

*Present address: University of Surrey, Guildford GU2 7XH, United Kingdom.
†Present address: Brookhaven National Laboratory, Upton.
‡Deceased.

 ©2004 The American Physical Society

Available online at www.sciencedirect.com
SCIENCE DIRECT®
ELSEVIER
Nuclear Physics A 757 (2005) 28–101
NUCLEAR PHYSICS A

The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC

PHOBOS Collaboration

B.B. Back [a], M.D. Baker [b], M. Ballintijn [d], D.S. Barton [b], B. Becker [b], R.R. Betts [f], A.A. Bickley [g], R. Bindel [g], A. Budzanowski [c], W. Busza [d,*], A. Carroll [b], Z. Chai [b], M.P. Decowski [d], E. García [f], T. Gburek [c], N.K. George [a,b], K. Gulbrandsen [d], S. Gushue [b], C. Halliwell [f], J. Hamblen [h], A.S. Harrington [h], M. Hauer [b], G.A. Heintzelman [b], C. Henderson [d], D.J. Hofman [f], R.S. Hollis [f], R. Hołyński [c], B. Holzman [b,f], A. Iordanova [f], E. Johnson [h], J.L. Kane [d], J. Katzy [d,f], N. Khan [h], W. Kucewicz [f], P. Kulinich [d], C.M. Kuo [e], J.W. Lee [d], W.T. Lin [e], S. Manly [h], D. McLeod [f], A.C. Mignerey [g], R. Nouicer [b,f], A. Olszewski [c], R. Pak [b], I.C. Park [h], H. Pernegger [d], C. Reed [d], L.P. Remsberg [b], M. Reuter [f], C. Roland [d], G. Roland [d], L. Rosenberg [d], J. Sagerer [f], P. Sarin [d], P. Sawicki [c], H. Seals [b], I. Sedykh [b], W. Skulski [h], C.E. Smith [f], M.A. Stankiewicz [b], P. Steinberg [b], G.S.F. Stephans [d], A. Sukhanov [b], J.-L. Tang [e], M.B. Tonjes [g], A. Trzupek [c], C.M. Vale [d], G.J. van Nieuwenhuizen [d], S.S. Vaurynovich [d], R. Verdier [d], G.I. Veres [d], E. Wenger [d], F.L.H. Wolfs [h], B. Wosiek [c], K. Woźniak [c], A.H. Wuosmaa [a], B. Wysłouch [d], J. Zhang [d]

[a] *Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439-4843, USA*
[b] *Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA*
[c] *Institute of Nuclear Physics PAN, Kraków, Poland*
[d] *Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139-4307, USA*
[e] *National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[f] *University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60607-7059, USA*
[g] *University of Maryland, College Park, MD 20742, USA*
[h] *University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA*

Received 15 October 2004; received in revised form 29 March 2005; accepted 30 March 2005

Available online 13 April 2005

0375-9474/$ – see front matter © 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.
doi:10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084

Significance of the Fragmentation Region in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[6] M. Ballintijn,[4] A. A. Bickley,[7] R. Bindel,[7] A. Budzanowski,[3] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] M. P. Decowski,[4] E. García,[6] N. George,[1,2] K. Gulbrandsen,[4] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] G. A. Heintzelman,[2] C. Henderson,[4] D. J. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. L. Kane,[4] J. Katzy,[4,6] N. Khan,[8] W. Kucewicz,[6] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] W. T. Lin,[5] S. Manly,[8] D. McLeod,[6] J. Michałowski,[3] A. C. Mignerey,[7] R. Nouicer,[6] A. Olszewski,[2,3] R. Pak,[2] I. C. Park,[8] H. Pernegger,[4] C. Reed,[4] L. P. Remsberg,[2] M. Reuter,[6] C. Roland,[4] G. Roland,[4] L. Rosenberg,[4] J. Sagerer,[6] P. Sarin,[4] P. Sawicki,[3] W. Skulski,[8] S. G. Steadman,[4] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] M. Stodulski,[3] A. Sukhanov,[2] J.-L. Tang,[5] R. Teng,[8] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] R. Verdier,[4] B. Wadsworth,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[3] A. H. Wuosmaa,[1] and B. Wysłouch[4]

[1]*Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843, USA*
[2]*Chemistry and C-A Departments, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*
[3]*Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland*
[4]*Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307, USA*
[5]*Department of Physics, National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[6]*Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059, USA*
[7]*Department of Chemistry, University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[8]*Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

(Received 5 October 2002; published 1 August 2003)

We present measurements of the pseudorapidity distribution of primary charged particles produced in Au + Au collisions at three energies, $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$, 130, and 200 GeV, for a range of collision centralities. The distribution narrows for more central collisions and excess particles are produced at high pseudorapidity in peripheral collisions. For a given centrality, however, the distributions are found to scale with energy according to the "limiting fragmentation" hypothesis. The universal fragmentation region described by this scaling grows in pseudorapidity with increasing collision energy, extending well away from the beam rapidity and covering more than half of the pseudorapidity range over which particles are produced. This approach to a universal limiting curve appears to be a dominant feature of the pseudorapidity distribution and therefore of the total particle production in these collisions.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.052303 PACS numbers: 25.75.Dw

The strong interaction, described by quantum chromodynamics (QCD), may be studied under conditions of high parton density and high energy density, using ultrarelativistic heavy ion collisions. The high density regime of QCD is sensitive to nonlinear dynamics and nonperturbative effects, including parton saturation, the onset of color deconfinement, and chiral symmetry restoration. More specifically, the pseudorapidity density of charged particles $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$, where $\eta \equiv -\ln\tan(\theta/2)$, is related to the entropy density at freeze-out. It has been demonstrated that the growth with energy of $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ at midrapidity is modest compared to the original expectations [1,2] and provides a strong constraint on the initial state parton density and further particle production during the subsequent evolution of the system. This Letter focuses on particle production away from midrapidity, which constrains the collision dynamics more completely.

We have measured the pseudorapidity distribution of charged particles, $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$, over a broad range of η for Au + Au collisions at a variety of collision centralities (impact parameters). These measurements were made for three energies, $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$, 130, and 200 GeV, covering a span of an order of magnitude in the same detector, allowing for a reliable systematic study of particle production with energy in these collisions. The data were taken using the PHOBOS apparatus [3] during the year 2000 and year 2001 runs of the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory. The apparatus used in this analysis comprises a set of silicon detectors covering $|\eta| < 5.4$, which are used for detecting the charged particles, and plastic scintillator counters, covering $3 < |\eta| < 4.5$, used for triggering.

The pseudorapidity densities $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ were corrected for particles which were absorbed or produced in dead material and for feed-down products from weak decays of neutral strange particles. More details of the analysis procedures leading to the charged particle pseudorapidity density can be found in Ref. [4]. Two improvements in the handling of common-mode noise in the silicon detectors have been implemented for this analysis, leading to small changes in the results and to improved systematic errors. First, the event-by-event common-mode noise in the ring detectors ($3.0 < |\eta| < 5.4$) was found to grow with pad size, and the correction scheme was modified to include this effect. This refinement was already in place in Ref. [2]. Second, for very high occupancies, the common-mode noise correction in the octagon detector ($|\eta| < 3.2$) becomes slightly inaccurate. The more highly segmented

 © 2003 The American Physical Society

Deformation effects in ^{56}Ni nuclei produced in ^{28}Si+^{28}Si at 112 MeV

C. Bhattacharya,* M. Rousseau, C. Beck,† V. Rauch, R. M. Freeman, D. Mahboub,‡ R. Nouicer,§ P. Papka, and O. Stezowski‖
Institut de Recherches Subatomiques, UMR7500, Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules - Centre National de la Recherche Scientifique/Université Louis Pasteur, 23 rue du Loess, B.P. 28, F-67037 Strasbourg Cedex 2, France

A. Hachem and E. Martin
Université de Nice-Sophia Antipolis, F-06108 Nice, France

A. K. Dummer¶ and S. J. Sanders
Department of Physics and Astronomy, University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045

A. Szanto De Toledo
Departamento de Física Nuclear, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, C.P. 66318-05315-970 - São Paulo, Brazil
(Received 21 May 2001; published 20 December 2001)

Velocity and energy spectra of the light charged particles emitted in the ^{28}Si($E_{lab}=112$ MeV)+^{28}Si reaction have been measured at the Strasbourg VIVITRON Tandem facility. The ICARE charged particle multidetector array was used to obtain exclusive spectra of the protons and α particles in the angular range 15°–150° and to determine the angular correlations of these particles with respect to the emission angles of the evaporation residues. The experimental data are analyzed in the framework of the statistical model. The exclusive energy spectra of α particles emitted from the ^{28}Si+^{28}Si compound system are generally well reproduced by Monte Carlo calculations using spin-dependent level densities. This spin dependence approach suggests the onset of large nuclear deformation at high spin. A reanalysis of previous α-particle data from the ^{30}Si+^{30}Si compound system, using the same spin-dependent parametrization, is also presented in the framework of a general discussion of deformation effects in the $A_{CN}\approx 60$ mass region.

DOI: 10.1103/PhysRevC.65.014611 PACS number(s): 25.70.Gh, 25.70.Jj, 24.60.Dr

I. INTRODUCTION

In recent years, there have been a number of experimental and theoretical studies [1] aimed at understanding the decay of light compound nuclei (CN) and dinuclear systems ($A_{CN} \leqslant 60$) formed through low energy heavy-ion reactions ($E_{lab} \leqslant 10$ MeV/nucleon). In most of the reactions studied, the properties of the observed, fully energy damped yields have been successfully explained in terms of either a fusion-fission (FF) mechanism or a heavy-ion resonance behavior [1–3]. The strong resonancelike structures observed in elastic and inelastic excitation functions of ^{24}Mg+^{24}Mg [2] and ^{28}Si+^{28}Si scatterings [3] have been suggestive of the presence of shell stabilized, highly deformed configurations in the ^{48}Cr and ^{56}Ni $N=Z$ dinuclear systems, respectively [1]. The investigation of the structure of the doubly magic ^{56}Ni nucleus is particularly interesting, with the recent observation [4] in this system of deformed bands that may be the precursors of large deformation or superdeformation behavior in the $A_{CN}\approx 60$ mass region [5,6].

In a recent experiment using the EUROGAM phase II γ-ray spectrometer, we have investigated [7,8] the possibility of preferential population of highly deformed bands in the symmetric fission channel of the ^{56}Ni* CN, produced through the ^{28}Si+^{28}Si reaction at $E_{lab}=112$ MeV, which corresponds to the energy of the conjectured $J^{\pi}=38^{+}$ quasimolecular resonance [3]. Some evidence for this behavior was observed [7,8], but should be confirmed to be more conclusive.

The present work involves the search for the possible occurrence of highly deformed configurations of the ^{56}Ni* CN produced in the ^{28}Si+^{28}Si reaction. Light charged particles (LCP) emitted at the resonance energy [7,8] of $E_{lab}=112$ MeV, and in-plane coincidences of the LCP's with both evaporation residues (ER) and FF fragments have been measured. The LCP's emitted during the CN decay processes carry information on the underlying nuclear shapes and level densities. In particular, new information on nuclear structure far above the yrast line can be obtained from their study by a comparison with statistical model calculations [9]. The LCP's emitted from FF fragments may provide the deformation properties of these fragments. Studies of nuclear shapes based on evaporated LCP spectra have evoked considerable interest and controversy [9–18]. For example, an extremely large nuclear deformation suggested in the decay of the ^{60}Ni* CN [11], formed in the reaction ^{30}Si+^{30}Si at E_{lab}

*Permanent address: VECC, 1/AF Bidhan Nagar, Kolkata 64, India.
†Corresponding author. Email address: christian.beck@ires.in2p3.fr
‡Present address: University of Surrey, Guildford GU2 7XH, U.K.
§Present address: Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60607-7059.
‖Permanent address: IPN Lyon, F-69622 Villeurbanne, France.
¶Present address: Triangle Universities Nuclear Laboratory, University of North Carolina, Durham, NC 27708-0308.

 ©2001 The American Physical Society

Highly deformed ^{40}Ca configurations in ^{28}Si+^{12}C

M. Rousseau,* C. Beck, C. Bhattacharya,† V. Rauch, O. Dorvaux, K. Eddahbi, C. Enaux, R. M. Freeman, F. Haas, D. Mahboub,‡ R. Nouicer,§ P. Papka, O. Stezowski,‖ and S. Szilner
Institut de Recherches Subatomiques, UMR7500, Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules - Centre National de la Recherche Scientifique/Université Louis Pasteur, 23 rue du Loess, B.P. 28, F-67037 Strasbourg Cedex 2, France

A. Hachem and E. Martin
Université de Nice-Sophia Antipolis, F-06108 Nice, France

S. J. Sanders and A. K. Dummer¶
Department of Physics and Astronomy, University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045

A. Szanto de Toledo
Departamento de Física Nuclear, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, Caixo Postale 66318-05315-970 - São Paulo, Brazil
(Received 30 January 2002; published 24 September 2002)

The possible occurrence of highly deformed configurations in the ^{40}Ca dinuclear system formed in the ^{28}Si+ ^{12}C reaction is investigated by analyzing the spectra of emitted light charged particles. Both inclusive and exclusive measurements of the heavy fragments ($A \geqslant 10$) and their associated light charged particles (protons and α particles) have been made at the IReS Strasbourg VIVITRON Tandem facility at bombarding energies of $E_{\mathrm{lab}}(^{28}\mathrm{Si}) = 112$ MeV and 180 MeV by using the ICARE charged particle multidetector array. The energy spectra, velocity distributions, and both in-plane and out-of-plane angular correlations of light charged particles are compared to statistical-model calculations using a consistent set of parameters with spin-dependent level densities. The analysis suggests the onset of large nuclear deformation in ^{40}Ca at high spin.

DOI: 10.1103/PhysRevC.66.034612 PACS number(s): 25.70.Gh, 25.70.Jj, 25.70.Mn, 24.60.Dr

I. INTRODUCTION

The formation and binary decay of light nuclear systems in the $A_{\mathrm{CN}} \leqslant 60$ mass region produced by low-energy ($E_{\mathrm{lab}} \leqslant 7$ MeV/nucleon) heavy-ion reactions has been extensively studied both from the experimental and the theoretical points of view [1]. In most of the reactions studied the binary breakup of the compound nucleus (CN) is seen as either a fusion-fission (FF) [1,2] or a deep-inelastic (DI) orbiting [3] process. The large-angle orbiting yields are found to be particularly strong in the ^{28}Si+ ^{12}C reaction [4], as illustrated by Fig. 1 which summarizes some of the experimental results that have been collected for this system, i.e., orbiting cross sections [4,5] and total evaporation residue (ER) cross sections [6–12]. Since many of the conjectured features for orbiting yields are similar to those expected for the FF mechanism, it is difficult to fully discount FF as a possible explanation for the large energy-damped ^{28}Si+ ^{12}C yields [3–5]. However, FF calculations [1] significantly underpredict the cross sections measured in the carbon channel by almost a factor of 3, thus suggesting an alternative mechanism (see Fig. 1). FF, DI orbiting, and even molecular-resonance behavior may all be active [13] in the large-angle yields of the ^{28}Si+ ^{12}C reaction [14,15]. The back-angle elastic scattering of ^{28}Si ions from ^{12}C displays structured excitation functions and oscillatory angular distributions in agreement with the relatively weak absorption of this system [16]. Moreover, the resonant gross structure [14] is fragmented into very striking intermediate width resonant structure [15].

Superdeformed (SD) rotational bands have been found in various mass regions ($A = 60,80,130,150$, and 190) and, very recently, SD bands have also been discovered in the $N = Z$ nuclei ^{36}Ar [17,18] and ^{40}Ca [19]. These new results make the $A_{\mathrm{CN}} \approx 40$ mass region of particular interest since quasimolecular resonances have also been observed in both the ^{36}Ar and ^{40}Ca dinuclear systems [13]. Although there is no experimental evidence to link the SD bands with the higher lying rotational bands formed by known quasimolecular resonances, both phenomena are believed to originate from highly deformed configurations of these systems. Since the detection of light charged particles (LCP's) is relatively simple, the analysis of their spectral shapes is another good tool for exploring nuclear deformation and other properties of hot rotating nuclei at high angular momenta. Experimental evidence for angular-momentum-dependent spectral shapes has already been extensively discussed in the literature [20–34] and, in particular, the ^{24}Mg+ ^{16}O reaction [35], which reaches the ^{40}Ca CN, has been studied in detail. Strong de-

*Corresponding author. Email address: marc.rousseau@ires.in2p3.fr
†Permanent address: VECC, 1/AF Bidhan Nagar, Kolkata 64, India.
‡Present address: University of Surrey, Guildford GU2 7XH, United Kingdom.
§Present address: Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60607-7059.
‖Permanent address: IPN Lyon, F-69622 Villeurbanne, France.
¶Present address: Triangle Universities Nuclear Laboratory, University of North Carolina, Durham, NC 27708-0308.

 ©2002 The American Physical Society

Energy Dependence of Particle Multiplicities in Central Au + Au Collisions

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[6] R. Bindel,[7] A. Budzanowski,[3] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] J. Corbo,[2] M. P. Decowski,[4] E. Garcia,[6] N. George,[1] K. Gulbrandsen,[4] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] C. Henderson,[4] D. Hicks,[2] D. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. Kane,[4] J. Katzy,[4,6] N. Khan,[8] W. Kucewicz,[6] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] W. T. Lin,[5] S. Manly,[8] D. McLeod,[6] J. Michałowski,[3] A. Mignerey,[7] J. Mülmenstädt,[4] R. Nouicer,[6] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] I. C. Park,[8] H. Pernegger,[4] M. Rafelski,[2] M. Rbeiz,[4] C. Reed,[4] L. P. Remsberg,[2] M. Reuter,[6] C. Roland,[4] G. Roland,[4] L. Rosenberg,[4] J. Sagerer,[6] P. Sarin,[4] P. Sawicki,[3] W. Skulski,[8] S. G. Steadman,[4] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] M. Stodulski,[3] A. Sukhanov,[2] J.-L. Tang,[5] R. Teng,[8] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] R. Verdier,[4] B. Wadsworth,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[2,3] A. H. Wuosmaa,[1] and B. Wysłouch[4]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843*
[2]*Chemistry and C-A Departments, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000*
[3]*Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland*
[4]*Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307*
[5]*Department of Physics, National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[6]*Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059*
[7]*Department of Chemistry, University of Maryland, College Park, Maryland 20742*
[8]*Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627*

(Received 8 August 2001; published 27 December 2001)

We present the first measurement of the pseudorapidity density of primary charged particles in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. For the 6% most central collisions, we obtain $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<1} = 650 \pm 35$(syst). Compared to collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, the highest energy studied previously, an increase by a factor of 1.14 ± 0.05 at 90% confidence level, is found. The energy dependence of the pseudorapidity density is discussed in comparison with data from proton-induced collisions and theoretical predictions.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.022302 PACS numbers: 25.75.–q

Collisions of gold nuclei at an energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV have been studied using the PHOBOS detector. PHOBOS is one of the experiments at the Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory aimed at understanding the behavior of strongly interacting matter at high temperature and density. Quantum chromodynamics (QCD), the fundamental theory of strong interactions, predicts that under these conditions, which may be probed in heavy-ion collisions, a new state of matter will be formed, the quark-gluon plasma [1]. In this state, quarks and gluons are no longer confined inside hadrons, as is the case for normal nuclear matter. Information about the particle and energy density achieved in the early stages of the collision process is carried by the pseudorapidity density of particles emitted from the primary collision point [2]. In this analysis, we have determined the pseudorapidity density of charged particles, $dN_{ch}/d\eta$, in the most central Au + Au collisions. We focused in particular on the region near $\eta = 0$, where $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$ and θ is the polar angle from the beam axis.

In combination with results from lower energies, these data permit a systematic analysis of particle production mechanisms in nucleus-nucleus collisions. Extension of the energy range to $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV allows a study of the relative contributions of hard parton-parton scattering processes, which can be calculated using perturbative QCD, and soft processes, which are treated by phenomenological models that describe the nonperturbative sector of QCD. With increasing collision energy, hard processes are expected to contribute an increasingly larger fraction of particle production near midrapidity compared to soft processes.

For Au + Au collisions at RHIC energies, the yield and momentum distribution of particles produced by hard scattering processes may be modified by "jet quenching," i.e., the energy loss of high momentum partons in the nuclear medium [3]. This phenomenon has been proposed as a diagnostic tool for characterizing the initial parton density in Au + Au collisions at these energies. Preliminary results indicate that in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV the particle spectra at large transverse momenta, normalized to pp collisions, indeed change in comparison with lower collision energies [4].

Early predictions for the charged particle pseudorapidity density varied by more than a factor of 2, as shown in [5]. Data on the primary charged particle density $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<1}$ at energies of $\sqrt{s_{NN}} = 56$ and 130 GeV [6] have been analyzed in a wide variety of theoretical models [7–14]. Generally, most models allowed a reasonable description of the energy dependence of $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<1}$

 © 2002 The American Physical Society

PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 65, 061901(R)

Centrality dependence of the charged particle multiplicity near midrapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ and 200 GeV

B. B. Back,[1] M. Ballintijn,[4] M. D. Baker,[2] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[6] A. Bickley,[7] R. Bindel,[7] A. Budzanowski,[3] W. Busza,[4] A. Carroll,[2] J. Corbo,[2] M. P. Decowski,[4] E. Garcia,[6] N. George,[1] K. Gulbrandsen,[4] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[6] J. Hamblen,[8] G. Heintzelman,[2] C. Henderson,[4] D. Hicks,[2] D. Hofman,[6] R. S. Hollis,[6] R. Hołyński,[3] B. Holzman,[2] A. Iordanova,[6] E. Johnson,[8] J. Kane,[4] J. Katzy,[4,6] N. Khan,[8] W. Kucewicz,[6] P. Kulinich,[4] C. M. Kuo,[5] W. T. Lin,[5] S. Manly,[8] D. McLeod,[6] J. Michałowski,[3] A. Mignerey,[7] J. Mülmenstädt,[4] R. Nouicer,[6] A. Olszewski,[3] R. Pak,[2] I. C. Park,[8] H. Pernegger,[4] M. Rafelski,[2] M. Rbeiz,[4] C. Reed,[4] L. P. Remsberg,[2] M. Reuter,[6] C. Roland,[4] G. Roland,[4] L. Rosenberg,[4] J. Sagerer,[6] P. Sarin,[4] P. Sawicki,[3] W. Skulski,[8] S. G. Steadman,[4] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[4] M. Stodulski,[3] A. Sukhanov,[2] J.-L. Tang,[5] R. Teng,[8] A. Trzupek,[3] C. Vale,[4] G. J. van Nieuwenhuizen,[4] R. Verdier,[4] B. Wadsworth,[4] F. L. H. Wolfs,[8] B. Wosiek,[3] K. Woźniak,[2,3] A. H. Wuosmaa,[1] and B. Wysłouch[4]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843*
[2]*Chemistry and C-A Departments, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000*
[3]*Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland*
[4]*Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307*
[5]*Department of Physics, National Central University, Chung-Li, Taiwan*
[6]*Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059*
[7]*Department of Chemistry, University of Maryland, College Park, Maryland 20742*
[8]*Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627*

(Received 10 January 2002; published 11 June 2002)

The PHOBOS experiment has measured the charged particle multiplicity at midrapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV as a function of the collision centrality. Results on $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|<1}$ divided by the number of participating nucleon pairs $\langle N_{part}\rangle/2$ are presented as a function of $\langle N_{part}\rangle$. As was found from similar data at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV, the data can be equally well described by parton saturation models and two-component fits, which include contributions that scale as N_{part} and the number of binary collisions N_{coll}. We compare the data at the two energies by means of the ratio $R_{200/130}$ of the charged particle multiplicity for the two different energies as a function of $\langle N_{part}\rangle$. For events with $\langle N_{part}\rangle>100$, we find that this ratio is consistent with a constant value of $1.14\pm0.01(\text{stat})\pm0.05(\text{syst})$.

DOI: 10.1103/PhysRevC.65.061901 PACS number(s): 25.75.Dw

Collisions of gold nuclei at the relativistic heavy-ion collider (RHIC) at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV offer a means to study strongly interacting matter at high densities and temperatures. The goal is to create a large-volume, long-lived state within which quarks and gluons are no longer confined within hadrons, the quark-gluon plasma. The role of the collision geometry in determining the initial parton configuration is important for understanding any collective effects that may be present in such collisions. We can study this by means of the midrapidity charged particle multiplicity as a function of the number of nucleons that participate in the collision, N_{part}. Measurements of proton-nucleus reactions at lower energies [1] suggested that the charged multiplicity from soft production mechanisms should simply scale with N_{part} [2]. With increasing energy, however, one might expect some component of particle production to depend on the number of binary collisions, due to the increasing role of hard processes (minijet and jet production). In nuclear collisions, $\langle N_{coll}\rangle\propto\langle N_{part}\rangle^{4/3}$, making these systems quite suitable for studying the interplay between the various effects.

Nuclear collisions at RHIC also provide an opportunity to study quantum chromodynamics (QCD) in a novel regime where parton densities are high and the strong coupling constant is small. In such a regime, gluon densities can be large enough that the gluons recombine. This results in a saturation of the gluon structure function at low Bjorken x, characterized by a momentum scale Q_s, below which the color fields appear dense to a high-energy probe. Since the parton densities in the initial stage of the collision can be related to the density of produced hadrons in the final state, definite predictions are possible regarding the multiplicity of charged particles as a function of energy and centrality [3].

A recent extension of the calculations by Kharzeev and Levin [4] has given predictions of the energy, rapidity, and centrality dependence of the charged particle multiplicity. These new calculations use the predicted QCD evolution of measured results, incorporating parameters extracted from inclusive deep-inelastic electron-proton scattering data on the proton structure at very low x. [5]. Of primary importance in this treatment is the exponent λ, which parametrizes the energy dependence of the saturation scale as $Q_s^2\propto(\sqrt{s})^{\lambda}$. Kharzeev and Levin use this to predict that the energy dependence for $dN_{ch}/d\eta$ will also scale as $(\sqrt{s})^{\lambda}$ at high energies. Furthermore, they predict that the higher energy collisions allow events with larger impact parameter to be in the saturation regime. This affects the multiplicity from peripheral events more than for central events, which already have sufficient parton density at lower energies. Thus, they predict

 ©2002 The American Physical Society

Charged-Particle Pseudorapidity Density Distributions from Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV

B. B. Back,[1] M. D. Baker,[2] D. S. Barton,[2] R. R. Betts,[3] R. Bindel,[4] A. Budzanowski,[5] W. Busza,[6] A. Carroll,[2] M. P. Decowski,[6] E. Garcia,[4] N. George,[1] K. Gulbrandsen,[6] S. Gushue,[2] C. Halliwell,[3] G. A. Heintzelman,[2] C. Henderson,[6] D. J. Hofman,[3] R. Hołyński,[5] B. Holzman,[2,3] E. Johnson,[7] J. L. Kane,[6] J. Katzy,[6] N. Khan,[7] W. Kucewicz,[3] P. Kulinich,[6] W. T. Lin,[8] S. Manly,[7] D. McLeod,[3] J. Michałowski,[5] A. C. Mignerey,[4] J. Mülmenstädt,[6] R. Nouicer,[3] A. Olszewski,[2,5] R. Pak,[2] I. C. Park,[7] H. Pernegger,[6] C. Reed,[6] L. P. Remsberg,[2] M. Reuter,[3] C. Roland,[6] G. Roland,[6] L. Rosenberg,[6] P. Sarin,[6] P. Sawicki,[5] W. Skulski,[7] S. G. Steadman,[6] P. Steinberg,[2] G. S. F. Stephans,[6] M. Stodulski,[5] A. Sukhanov,[2] J.-L. Tang,[8] R. Teng,[7] A. Trzupek,[5] C. Vale,[6] G. J. van Nieuwenhuizen,[6] R. Verdier,[6] B. Wadsworth,[6] F. L. H. Wolfs,[7] B. Wosiek,[5] K. Woźniak,[5] A. H. Wuosmaa,[1] and B. Wysłouch[6]

(PHOBOS Collaboration)

[1]*Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439-4843*
[2]*Chemistry and C-A Departments, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000*
[3]*Department of Physics, University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607-7059*
[4]*Department of Chemistry and Biochemistry, University of Maryland, College Park, Maryland 20742*
[5]*Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland*
[6]*Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139-4307*
[7]*Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627*
[8]*Department of Physics, National Central University, Chung-Li, Taiwan*

(Received 6 June 2001; published 21 August 2001)

The charged-particle pseudorapidity density $dN_{ch}/d\eta$ has been measured for Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV at RHIC, using the PHOBOS apparatus. The total number of charged particles produced for the 3% most-central Au + Au collisions for $|\eta| \leq 5.4$ is found to be 4200 ± 470. The evolution of $dN_{ch}/d\eta$ with centrality is discussed, and compared to model calculations and to data from proton-induced collisions. The data show an enhancement in charged-particle production at midrapidity, while in the fragmentation regions, the results are consistent with expectations from pp and pA scattering.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.102303 PACS numbers: 25.75.–q

Nucleus-nucleus collisions at highly relativistic energies from the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) present a new opportunity to study strongly interacting matter under conditions of very high temperature and energy density. Data from central Au + Au collisions at energies of $\sqrt{s_{NN}} = 56$ and 130 GeV [1] have shown an increase in midrapidity particle production over that observed in Pb + Pb collisions at the CERN SPS [2]. In addition, the charged-particle yields, when scaled by the number of participating nucleons (N_{part}), exceed the values observed in proton-proton collisions at similar $\sqrt{s_{NN}}$. These results have been used to infer an energy density at the highest value of $\sqrt{s_{NN}}$ that is considerably larger than was achieved at CERN, and which is well within the region where new physics is to be expected.

The distribution of $dN_{ch}/d\eta$ over the entire range of pseudorapidity η, where $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ and θ is the angle with respect to the beam, represents a time integral of particle production throughout the collision, and reflects all effects that contribute to the production of charged particles. In addition to the influence of both hard and soft production processes, $dN_{ch}/d\eta$ is sensitive to nuclear effects in the initial parton distributions, as well as from hadronic reinteractions in the final state.

The data for $dN_{ch}/d\eta$ at midrapidity ($|\eta| < 1$) for the most central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 56$ and 130 GeV [1] are in reasonable agreement with the predictions of a number of models including HIJING [3], a saturation model (EKRT) [4], and purely hadronic models (e.g., LUCIFER [5,6]). The centrality dependence of $dN_{ch}/d\eta$ at midrapidity has also been measured [7,8]. These latter results suggest some deviation from both the HIJING and EKRT model predictions, although they are in broad agreement with the results of calculations by Kharzeev and Nardi [9].

An extension of the measurements of $dN_{ch}/d\eta$ data beyond midrapidity, for a range of impact parameters, is necessary to further constrain models. It is also of interest to determine whether the observed scaling of the charged-particle yield with N_{part} at midrapidity is modified at large values of η where, in proton-nucleus (pA) collisions [10–12], rescattering, stopping, and target fragmentation influence the shape of the $dN_{ch}/d\eta$ distributions. In order to address these questions, we have used the PHOBOS apparatus to measure the charged-particle pseudorapidity density $dN_{ch}/d\eta$ from Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV over the range $|\eta| < 5.4$.

 © 2001 The American Physical Society

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 447 (2000) 257–263

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

The PHOBOS silicon pad sensors

Birger Back[a], Russell Betts[a,b], Markus Friedl[c], Rudolf Ganz[b], Kristjan H. Gulbrandsen[c], Burt Holzman[b], Wojtek Kucewicz[b], Willis T. Lin[d], Johannes Mülmenstädt[c], Gerrit J. van Nieuwenhuizen[c,*], Rachid Nouicer[b], Heinz Pernegger[c], Michael Reuter[b], Pradeep Sarin[c], Vincent Tsay[e], Carla M. Vale[c], Bernard Wadsworth[c], Alan Wuosmaa[a], Bolek Wyslouch[c]

[a]*Physics Division, Argonne National Laboratory, 9700 South Cass Ave., Argonne, IL 60439-4843, USA*
[b]*Department of Physics, M/C 273, University of Illinois at Chicago, 845 West Taylor St., Chicago, IL 60607-7059, USA*
[c]*MIT, 77 Mass. Avenue, Cambridge, MA 02139, USA*
[d]*High Energy Physics Group, National Central University, Department of Physics, 32054 Chung-Li, Taiwan*
[e]*Miracle Technology Co. Ltd., Hsin-Chu, Taiwan*

Abstract

PHOBOS is one of the four experiments at the Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven National Laboratory. PHOBOS utilizes silicon sensors to measure charged particle multiplicity distributions and to track particles in a 2-arm spectrometer. The detector consists of 450 silicon pad sensors. Nine different pad geometries are used to match the different physics needs of the experiment. A relatively high granularity, of up to 1536 channels per sensor, is used in the spectrometer. The multiplicity detector uses 128 and 64 channel sensors and the charge deposition per pad is measured to determine the multiplicity of single events. All sensors are of the double-metal silicon pad type with pad sizes from 1 up to 4 cm^2. They are produced in Taiwan by the ERSO foundry under supervision of Miracle Co. and National Central University. An extensive testing procedure makes it possible to select sensors suited for use in PHOBOS. Detector modules consisting of up to 5 sensors are read out with integrated chips of either 64 or 128 channels. The test results of the sensors and the performance of the assembled detector modules are discussed. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

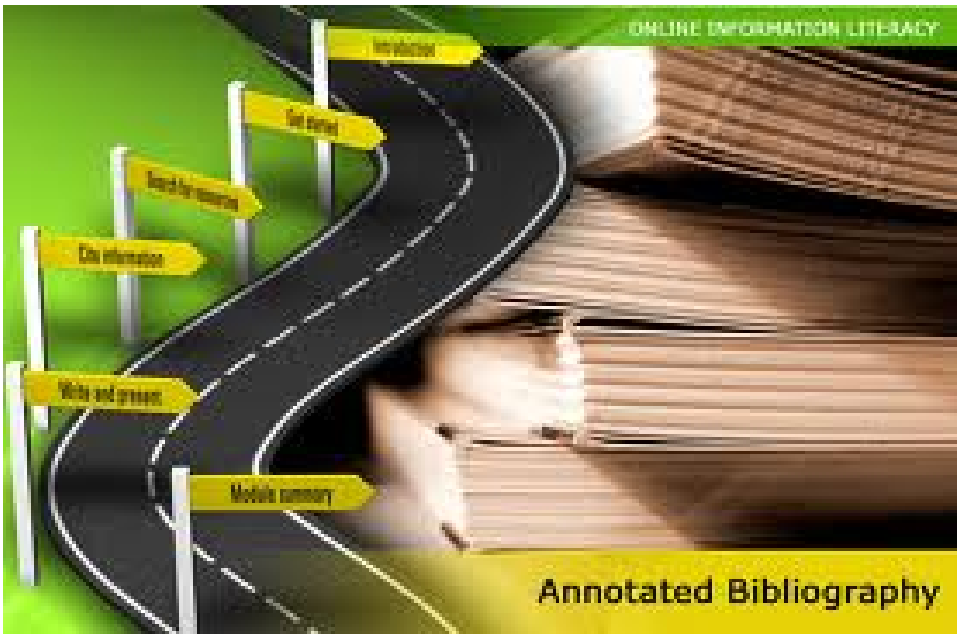
The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory will produce conditions which have not been present since the early stages of the evolution of the universe. Two beams of Au ions, each with an energy of 100 GeV per nucleon, will collide producing energy densities of a few GeV/fm^2, over a large volume. In this regime, Quantum Chromodynamics (QCD) predicts that the nature of the QCD vacuum will change, resulting in a deconfined, chirally symmetric phase where the partons are no longer bound within color-singlet mesons or hadrons [1]. Many

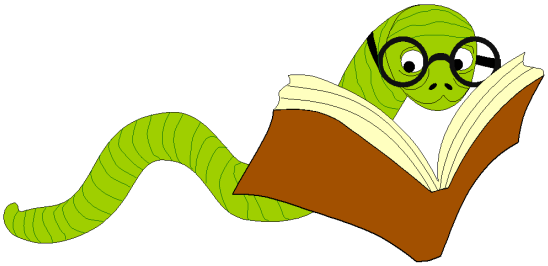
* Corresponding author.
E-mail address: nieuwhzn@mit.edu (G.J. van Nieuwenhuizen).

0168-9002/00/$ - see front matter © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(00)00197-2

Chapitre VIII

Références Bibliographiques





Bibliographie

[1] E. Rutherford , "The Scattering of Îś and Îš Particles by Matter and the Structure of the Atom", Philos. Mag., vol 6 (1911) 21.

[2] M. Gell-Mann, Phys. Rev. Lett. 8 (1964) 214.

[3] J. I. Friedmanan *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22, (1972) 203. See also the published versions of the Nobel lectures: R. E. Taylor, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573; H. W. Kendall, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 597; J. I. Friedman, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 615.

[4] H. A. Grunder et al., Ann. Rev. Nucl. 27 (1977) 353.

[5] "Statistical mechanisms of quarks and hadrons", Proc. Int. Symp., H. Satz, ed., Univ. Bielefeld, Aug. 24-31, 1980 (North-Holland publ., Amesterdam, 1981).

[6] C-. N. Yang et al., Phys. Rev. 96 (1995) 191.

[7] M. E. Peskin et al., "An introduction to Quantum...", Addison-Wesley Publishing Comp., 1995.

[8] Gilles Cohen-Tannoudji, "une brève Introduction au Modèle Standard", Cours 1997

[9] D. E. Kharzeev et al., *"High energy interaction and qcd"*, 2002. Published in reference BNL-6 9310.

[10] H. Georgi, *"Lie Algebra in Particle Physics"*. The Benjamin/Cummings Publishing Comp., INC, 1982.

[11] W. J. Marciano et al., Phys. Rep. C 36, (1978) 137.:

[12] W. Greiner et al., *"Quantum Chromodynamics"*, Springer, 1995.

[13] D. E. Kharzeev et al., nucl-th/0206073.

[14] D. E. Kharzeev et al., Nucl. Phys. A 699, (2002) 95.

[15] S. Bethke, J. Phys. G26 (2000) R27. arXiv: hep-ex/0004021v1.

[16] Ulrich Heinz, AIP Conf. Proc. 602 (2001) 281.

[17] Z. Fodor et al., "Lattice determination of the critical point of QCD", JHEP 0203-014 (2002)

[18] Z, Fodora et al., Nucl. Phys. A715 (2003) 319, arXiv: hep-lat/0209101.

[19] H. Satz, Colour deconfinement in nuclear collisions, Rep. Prog. Phys., 63-1511 (2000).

[20] H. Satz, Rept. Prog. Phys. 63 (2000) 1511; hep-ph/0007069.

[21] D. E. Kharzeev al. nucl-th/0206073.

[22] M. A. Shifman al. Nucl. Phys. B 147 (1979) 385.

[23] p. Jacobs al. hep-th/0405125.

[24] J.B.Kogut, Rev. Mod. Phys. 55 (1983) 775.

[25] F. Karsch et al., Phys. Lett. B 478 (2000) 447.

[26] F. Karsch, Nucl. Phys. A 698 (2002) 199c.

[27] I. G.Bearden et al., Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 102301.

[28] P. Braun-Munzinger et al., Phys. Lett. B 465 (1999) 15.

[29] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140.

[30] M. Cacciari et al. (2005), hep-ph/0502203.

[31] H. Satz, Rep. Prog. Phys. 63 (2000) 1511; hep-ph/0007069.

[32] M. A. Shifman et al. Nucl. Phys. B 147 (1979) 385

[33] M. Gyulassy et al. Nucl. Phys. A 750 (2005) 30.

[34] L. McLerran (2003), hep-ph/0311028.

[35] T. Celik et al., Phys. Lett. B 97 (1980) 128.

[36] P. Kolb et al., arXiv: nucl-th/0305084v2

[37] A. M. Poskanzer et al., Phys. Rev. C 58 (1998) 1671; nuclex/9805001.

[38] N. Herrmann et al., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 49 (1999) 581.

[39] H. Stoecker, Nucl. Phys. A 750 (2005) 121; arXiv: nucl-th/0406018v1.

[40] H. Appelshauser et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 4136.

[41] I. Arsene et al. Nucl. Phys. A 757 (2005) 1; B.B.Back et al. Nucl. Phys. A 757 (2005) 28; J. Adams et al. Nucl. Phys. A 757 (2005) 102; K. Adcox et al. Nulc. Phys. A 757 (2005) 184.

[42] M. B. Tsang et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 559.

[43] D. Cussol et al., [INDRA Collaboration], nucl-ex/0111007.

[44] P. Crochet et al., Phys. Lett. B 486 (2000) 2; A. Andronic et al., Phys. Rev. C 64 (2001) 041604.

[45] J. Barrette et al., Phys. Rev. C 56 (1997) 3254; J. Barrette et al., Phys. Rev. C 55 (1997) 1420; H. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5488.

[46] A.M. Poskanzer : arXiv: nucl-ex/0110013

[47] H.A. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1590; P. Danielewics t al., Phys. Lett. B 157 (1985) 146.

[48] S. A. Bass et al., Phys. Lett. B 302 (1993) 2803; S.A. Bass et al., Phys. Rev. C 51 (1995) 3343

[49] J. Gosset et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1251 ; J. Poitou et al., Nucl. Phys. A 536 (1992) 767.

[50] M. M. Aggarwal et al., Phys. Lett. B 469 (1999) 30 ; T. Peitzmann et al., Nucl. Phys. A 661 (1999) 191c ; H. Schlagheck et al., Nucl. Phys A 661 (1999) 337c.

[51] H. H. Gutbrod et al., Phys. Lett. B 216 (1989) 267.

[52] A. Andronic et al., Nucl. Phys. A 679 (2001) 765.

[53] R. J. Snellings et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2803; arXiv: nucl-ex/9908001,

[54] J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. D 46 (1992(229.

[55] R. Nouicer et al., arXiv: 0707.4424v1 [nucl-ex].

[56] H. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5488 ; P. Chung et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 940 ; P. chung et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2533.

[57] P. F. Kolb et al., Phys. Lett. B 500 (2001) 232.

[58] *http* : *//www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/*

[59] H. Heiselberg et al., Phys. Rev. C 59 (1999) 2716.

[60] L. Van Hove, Phys. Lett. B 118 (1982) 138.

[61] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2048.

[62] M. Harrison et al., Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003).

[63] M C. Adler et al., Nucl. Instrum. Meth. A 470 488 (2001) 488; C. Adler et al., Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 433.

[64] K. Adcox Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A 499 (2003) 469.

[65] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 624.

[66] M. Adamczyk et al., Nucl. Inst. Meth. A 499 (2003) 437.

[67] B. B. Back et al. (PHOBOS), Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 603.

[68] R. Nouicer, European Physical Journal C 49 (2007) 281.

[69] R. J. Glauber, Lectures on theoretical physics, ed. by W. E. Brittin & L. C. Dunham (interscience, N.Y., 1959) vol. 1, p. 315

[70] A. Bialas et al., Nucl. Phys. B 111 (1976) 461.

[71] A. Adare et al., Phys. Rev. C 84 (2011) 044905 ; Adams et al. Nucl. Phys. A 757 (2005) 102 and references therein.

[72] K. Geiger et al., Comput.Phys.Commun. 104 (1997) 70.

[73] J. Adams et al., Nucl. Phys. A 757 (2005) 102 and references therein.

[74] J. P. Blaizot, "signals of the quark gluon plasma in nucleus nucleus", Nucl. Phys. A 661 (1999) 3.

[75] B. Muller, Physics and signatures of the quark gluon plasma, Rep. Prog. Phys. 58 (1995) 611.

[76] J. Barrette et al., pour la Collaboration NA49, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2996.

[77] T. Alber et al., pour la Collaboration NA49, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3814.

[78] K. Adcox et al., pour la Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 052301.

[79] K. J. Eskola et al., Nucl. Phys. B535, 351 (1998); hep-ph/9802350.

[80] K. J. Eskola et al., Nucl. Phys. A696, 729 (2001); hep-ph/0104124.

[81] *http* : *//en.wikipedia.org/wiki/Strangeness*$_p$*roduction*

[82] J. Rafelski et al., Phy. Rev. Lett. 48 (1982) 1066

[83] E. Andersen et al., Nucl. Phys. A 610 (1996) 165c-174c

[84] E. L. Feinberg, Nuovo Cimento 34 A 1976 391-412.

[85] R. Albrecht et al., WA80 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 76 1996 3506-3509.

[86] T. Peitzmann for the WA98 Collaboration, Nucl. Phys. A 685 2000 399c.

[87] B. Lenkeit et al., Nucl. Phys. A661 (1999) 23. B. Lenkeit, Doctoral Thesis, Heidelberg (1998).

[88] D.K. Srivatava et al., Nucl. Phys. A 610 (1996) 350c

[89] R. Vogt et al., Nucl. Phys. B 492 (1997) 301.

[90] http: //en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Modelof_Elementary_Particles.svg.

[91] T. Matsui et al., Phys. Lett B 178 (1986) 416.

[92] S. Digal et al. Phys. Rev. D 64 (2001) 094015, hep-ph/0106017.

[93] Y. Wong, Phys. Rev. C 65 (2002) 034902, nucl-th/0110004.

[94] Particle Data Group, S. Eidelman et al., Phys. Lett. B 592 (2004) 1.

[95] R. Vogt, Phys. Rept. 310, 197 (1999).

[96] H. Satz, "Colour deconfinement and J/ψ suppression in high energy nucler collisions", 1997.

[97] H. Satz, "Color deconfinement in nucler collisions", Rept. Prog. Phys., 63 (2000) 1511.

[98] W. Lucha et al., "bound States of qurks", Phys. Rept., 200, (1991) 127.

[99] G. T. Bodwin et al., "Rigorous qcd analysis of inclusive annihilation...", Phys. Rev. D 51 (1995) 1125.

[100] A. Shor, Phys. Lett. B 233 (1989) 231.

[101] A. Shor, Phys. Lett, B 215 (1988) 375.

[102] F. Prino et al., NA50 Collaboration, arXiv: hep-ex/0101052

[103] M.C. Abreu et al., NA50 Collaboration, Phys. Lett. B 477 (2000) 28.

[104] A. Sirbitsev et al., "Novel features on J/Psi dissociation in matter", Phys. Lett. B 484 (2000) 23.

[105] I. Vitev et al., phys. Rev. Lett. 89 (2002) 252301.

[106] http://www.montefiore.ulg.ac.be/~vdh/supports-elen0075-1/chap2-jonction-pn-2pp.pdf

[107] R. Nouicer et al., Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 461 (2001) 143.

[108] Integrated Detector and Electronics, Veritasvein 9, N-1322 Hovik, Norway.

[109] M. Plesko et al., Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE, vol.1 (2001) 76.

[110] B. B. Back et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3100.

[111] R. Nouicer, "Formation of Dense Partonic Matter in High Energy Heavy-Ion Collisions: Highlights of RHIC Results", arXiv: 0901.0910 [nucl-ex].

[112] P. Sarin, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2003

[113] P. Shulek et al., Yad. Fiz. 4, 564 (1966) [Sov. J. Nucl. Phys. 4, 400 (1967)].

[114] R. Brun et al., Technical report, 1994. CERN Program Library, W5013. The GEANT manual : http://geant.web.cern.ch

[115] D. Kharzeev, private communication (2006).

[116] G. Rolanda (for the PHOBOS Collaboration), Nuclear Physics A 774 (2006) 113âĂŞ128

[117] B. Alver et al. (PHOBOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 142301.

[118] B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 082301.

[119] D. Kharzeev et al., Nucl. Phys. A730, 448 (2004),

[120] M. Gyulassy et al., Comput. Phys. Commun. 83, 307 (1994). Used HIJING v1.381 with standard parameter settings.

[121] H. Sorge, Phys. Rev. C 52, 3291 (1995).

[122] Zi-wei Lin et al., Phys. Rev. C 68, 054904 (2003).

[123] G. J. Alner et al., Z. Phys. C 33, 1 (1986).

[124] B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), Phys. Rev. C 72 (2005) 031901(R).

[125] L. Ahle et al., Phys. Lett., B476 1 (2000); L. Ahle et al., Phys. Lett., B490 53 (2000).

[126] J. Bachler et al., Nucl. Phys., A661 45 (1999).

[127] C. Blume et al., Proceeding of QM , (2001).

[128] J. Benecke et al., Phys. Rev. 188 (1969) 2159.

[129] R. Nouicer et al., The GIOI publishers: 2002 QCD and Hadronic Interactions, by Tran Thanh Van, page 381 (2002). e-Print arXiv: nucl-ex/0208003.

[130] S. Fredriksson et al., Phys. Rep. 144, 187 (1987).

[131] A. Bialas et al., Nucl. Phys. B111, 461 (1976).

[132] A. Abduzhamilov et al., Phys. Rev. D 35, 3537(R) (1987).

[133] R. Nouicer et al., Journal of Physics G: : Nucl. Part. Phys., 30, S1133 (2004)

[134] J.E. Elias et al., Phys. Rev. D 22, 13 (1980).

[135] G.J. Alner et al., Phys. Rep. 154, 247 (1987); H. Heiselberg, Phys. Rep. 351, 161 (2001); G. J. Alner et al., Z. Phys. C 33, 1 (1986).

[136] V. Gupta et al. Z. Phys. C - Particles and Fields 41,413M19 (1988); R. Szwed et al. Z. Phys. C Particles and Fields 29, 255 (1985) 255.

[137] A. Heister et al., Eur. Phys. J. C 35, 457 (2004).

[138] R. Nouicer, European Physical Journal, C49 (2007) 281.

[139] K. Aamodt et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 032301

[140] Z. Li, Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 738.

[141] R. Nouicer et al. Nucl. Instr. and Meth. B 261 (2007) 1067; R. Nouicer et al. Journal of Instrumentation, JINST 4 (2009) P04011.

[142] M. Gyulassy et al., Nucl. Phys. A750 (2005) 30.

[143] G. Watt, "Overview: Diffraction in ep and pp collisions." Talk from Workshop on Future Prospects in QCD at High Energy, BNL 2006.

[144] M. Good and W. Walker, Phys. Rev. 120 (1960) 1857.

[145] J. F. Grosse-Oetringhaus, Measurement of the charged particle multiplicity in Proton-Proton collisions measured with the ALICE detector. PhD thesis, University of Munster, 2009.

[146] B. Alver et al. (PHOBOS Collaboration), Physical Review C83 (2011) 024913

[147] Collaboration CDF. Pseudorapidity distributions of charged particles produced in p anti-p interactions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 630 and 1800 GeV. Physical Review D, vol. 41, page 2330, 1990.

[148] S.S. Adler, et al (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 71, 034908 (2005) ,

[149] P D. Kharzeev and M. Nardi, Phys. Lett. B 507 (2001) 121 [arXiv : nucl-th/0012025].

[150] P D. Kharzeev et al., Nucl. Phys. A 730 (2004) 448 [Erratum-ibid. A 743 (2004) 329] [arXiv : hep-ph/0212316].

[151] P D. Kharzeev et al., Nucl. Phys. A 747 (2005) 609 [arXiv : hep-ph/0408050].

[152] Shi-yuan Li, Xin-Nian Wang, Phys.Lett. B527 (2002) 85-91

[153] T. K. Gaisser and F. Halzen, Phys. Rev. Lett. 54, 1754 (1985).

[154] G. Pancheri and Y. N. Srivastava, Phys. Lett. B 182, 199 (1986).

[155] W. R. Chen and R. C. Hwa, Phys. Rev. D 39, 179 (1989).

[156] X.-N. Wang, Phys. Rev. D 43, 104 (1991).

[157] M. Gyulassy and Larry McLerran, Nucl. Phys. A750: 30-63,2005

[158] I. Arsene et al., Phys. Rev. Lett. 93, 242303 (2004)

[159] R. Hagedorm Supl. A. Nuuvo Cimento Vol III No.2 (1965) 150.

[160] P. Braun-Munzinger et al. Phys. Lett. B 518 (2001) 41; e-Print arXiv-nucl-th/0304013

[161] A. Andronic et al., Nucl.Phys.A772: 167-199,2006. nucl-th/0511071,

[162] A. Andronic et al., hep-ph/0402291.

[163] F. Karsch. Lattice QCD at High Temperature and Density. Lecture Notes of Physics, vol. 583, 2002. arXiv.org/hep-lat/0106019.

[164] Zoltan Fodor, Nucl. Phys. A, vol. 715, page 319, 2003. www.arXiv.org/hep-lat/0209101.

[165] J. Y. Ollitrault, Eur. J. Phys. 29 (2008) 275 [arXiv : 0708.2433 [nucl-th]].

[166] B. B. Back et al (PHOBOS Collaboration), Phys. Rev., C72, p. 051901 (2005).

[167] L. Adammczyk et al., Phys. Rev. C 86, 054908 (2012); Hiroshi Masui et al., Talk at Moriond QCD and High Energy Interactions, Mar10-17, 2012. http://drupal.star.bnl.gov/STAR/presentations/moriond-qcd-2012/hiroshi-masui

[168] J. Adams et al (STAR Collaboration), Phys.Rev.C72: 014904,2005.

[169] R. Nouicer et al., Nuclear Physics A 862-863 (2011) 62.

[170] H. Petersen et al., Phys. Rev. C (Nuclear Physics) 74(6), 064908 (2006).

[171] D. Molnar et al., Nucl. Phys. A697 (2002) 495, nucl-th/0104073.

[172] U. Heinz et al., Nucl. Phys. A702 269 (2002) 269, hep-ph/0111075.

[173] P. Huovinen et al., Phys. Lett. B503 (2001) 58, hep-ph/0101136.

[174] M. Csanad et al., Universal scaling of the elliptic flow and the perfect hydro picture at RHIC, (2005), nucl-th/0512078.

[175] R. S. Bhalerao et al., Phys. Lett. B627 (2005) 49, nucl-th/0508009.

[176] T. Hirano et al., Nucl. Phys. A769, (2006) 71, nucl-th/0506049.

[177] J. Rafelski et al., Phys. Lett. B 111, 101 (1982); P. Koch et al., Phys. Rep. 142, 167 (1985).

[178] A. Shor, Phys. Rev. Lett. 54, 1122 (1985).

[179] J. Adams et al., Phys. Lett. B 612, 181 (2005).

[180] S. S. Adler et al., Phys. Rev. C 72, 014903(2005).

[181] C. Nonaka et al., Phys. Lett. B 583, 73 (2004).

[182] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. 91, 182301 (2003).

[183] L. A. Linden Levy et al., Quasi-Particle Degrees of Freedom versus the Perfect Fluid as Descriptors of the Quark-Gluon Plasma, (2007) 0709.3105.

[184] F. Karsch et al., Nucl. Phys. A774 (2006) 619, hep-ph/0510126.

[185] P. Romatschke et al., Phys. Rev. Lett. 99, (2007) 172301.

[186] P. Romatschke et al., 2007 Phys. Rev. Lett. 99 172301

[187] H. Song et al., 2008a Phys. Lett. B 658 279

[188] K. Dusling et al., D 2008 Phys. Rev. C 77 034905

[189] H. Song et al., 2008b Phys. Rev. C 77 064901

[190] A. K. Chaudhuri, 2008 arXiv: 0801.3180

[191] H. Song et al., 2008c Phys. Rev. C 78 024902

[192] M. Luzum et al., 2008 Phys. Rev. C 78 034915

[193] D. Molnar et al., 2008 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 104125

[194] U. Heinz et al., 2008 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 104126

[195] H. Song et al., 2009 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 36 064033

[196] F. Cooper et al., Phys. Rev. D 10, 186 (1974).

[197] J. Sollfrank et al., Phys. Lett. B **252** (1990) 256.

[198] J. Sollfrank et al.,, Z. Phys. C 52 (1991) 593.

[199] P. Romatschke, arXiv: nucl-th/0701032.

[200] D. Teaney, Phys. Rev. C 68 (2003) 034913.

[201] S. Gavin et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 162302.

[202] R. A. Lacey et al., Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 092301.

[203] H. J. Drescher, A. Dumitru, C. Gombeaud and J. Y. Ollitrault, arXiv: 0704.3553 [nucl-th].

[204] H. B. Meyer, arXiv: 0704.1801 [hep-lat].

[205] J. Adams et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 062301.

[206] G.-Y. Qin, Phys.Rev., vol. C82, p. 064903 (2010).

[207] J. Jia, "Atlas vn results." Quark Matter 2011 plenary talk.

[208] R. A. Lacey et al., arXiv: 1105.3782 [nucl-ex]

[209] R. A. Lacey et al., arXiv: 1207.1886 [nucl-ex] and references therein.

[210] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140; X.N. Wang et al. Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 1480; and M. Gyulassy et al. Phys. Lett. B 243 (1990) 432.

[211] J.J. Gaardh et al. Nucl. Phys. A 734 (2004) 13.

[212] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. Lett. 85, 3595 (2000). [arXiv: nucl-ex/0006008].

[213] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report (Vol. 2), CERN/LHCC 2005-030 (2005)

[214] J. Frantz, [PHENIX Collaboration], J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 30 (2004) S1003.

[215] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. 104, 132301 (2010).

[216] A. Adare et al., Phys. Rev. C 81, 034911 (2010).

[217] S. Esumi et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 38 (2011) 124010 , arXiv: 1110.3223 [nucl-ex].

[218] A. Adare et al. Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. arXiv: 0804.4168[nucl-ex], 2008.

[219] S. Turbide et al., Hadronic production of thermal photons. Phys. Rev., C69, 014903, 2004.

[220] D. G. d'Enterria et al., Eur. Phys. J., C46: 451464, (2006).

[221] J. Putschke et al., arXiv: 0809.1419[nucl-ex], 2008.

[222] Collaboration STAR., Phys. Rev. Lett., 90, 082302 (2002).

[223] Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett., vol. 93, page 252301, 2004. www.arXiv.org/nucl-ex/0407007.

[224] J. Adams et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304; J. Adams et al. Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 152301.

[225] B.I. Abelev et al. Phys. Lett. B 655 (2007) 104; S.S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 172302; S.S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 202301; S.S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072303.

[226] I. Vitev, Phys. Lett. B639 (2006) 3845.

[227] I. Vitev et al. Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 252301 and I. Vitev, J. Phys. G 30 (2004) S791.

[228] Dmitri Kharzeev et al., Physics Letters B, vol. 561, page 93, 2003.

[229] J. Adams et al., Nuclear Physics A Volume 757, Issues 12, 8 August 2005, Pages 102âĂŞ183.

[230] J. Adams et al. Phys. Lett. B 612, 181 (2005) 181; S. Blyth et al. proceedings of International Conference on Strangeness in Quark Matter, Los Angeles, California, 26 - 31 March 2006; e-Print arXiv-nucl-ex/060801.

[231] A. Adare et al. e-Print arXiv-nucl-ex/1004.3532.

[232] R. Nouicer et al., Nuclear Physics A 862−863 (2011) 62

[233] Barbara Betz, Eur. Phys. J. A 48, 164 (2012), 8,
http://th.physik.uni-frankfurt.de/~betz/publications.html,
CMS Collaboration Eur. Phys. J. C (2012) 72: 1945,
http://arxiv.org/abs/1202.2554.

[234] CMS Collaboration, Phys. Lett. B 710 (2012) 256,
http://arxiv.org/pdf/1201.3093v2.pdf

[235] J. Otwinowski et al., J. Phys. G G 38, 124112 (2011).

[236] S. Chatrchyan et al., Eur. Phys. J. C 72, 1945 (2012).

[237] C. Amsler et al., Review of particle physics. Phys. Lett. B667 (2008) 1

[238] T. Matsui et al. Phys. Lett. B178 (1986) 416

[239] J.C Collins et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.37,383 (1978) "The Theorems of perturbative QCD".

[240] M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B477 (2000) 28.

[241] P. Faccioli et al., JHEP 0810: 004,2008 . arXiv: 0809.2153 [hep-ph]

[242] S. Digal et al., Eur.Phys.J. C32 (2004) 547-553. arXiv: hep-ph/0310354

[243] A. Capella et al., Eur.Phys.J. C42 (2005) 419. arXiv: hep-ph/0505032

[244] A. Adare et al., Phys. rev. Lett. 98 (2007) 232301. arXiv: nucl-ex/0611020.

[245] L. A. Linden et al. eur. Phys. J., C62 (2009) 99.

[246] E. G. Ferreiro et al. arXiv: 0903.4908 [hep-ph]

[247] PHENIX, PRL98 (2007) 232301. présentation de ScomparinâĂŹs talk à QM06

[248] Charles Gale et Lijuan Ruan, QM2012 talk, arXiv: 1211.0905

[249] A. Adare et al., 2006 Phys. Rev. Lett. 97 252002.

[250] A. Adare et al., 2009 Phys. Rev. Lett. 103 082002

[251] A. Adare et al., 2007 Phys. Rev. Lett. 98 232301

[252] B.I. Abelev et al., 2007 Phys. Lett. B 655 104; S.S. Adler et al. 2007 Phys. Rev. Lett. 98 172302; S.S. Adler et al. 2006 Phys. Rev. Lett. 96 202301; S.S. Adler et al. 2003 Phys. Rev. Lett. 91 072303

[253] R.Nouicer et al., 2011 Nuclear Physics A 862 64; R. Nouicer 2009 arXiv: 0901.0910 (nucl-ex)

[254] A. Adare et al., 2012 Phys. Rev. C 86 024909

[255] A. Adare et al., 2008 Phys. Rev. Lett. 101 122301

[256] A. Adare et al., arXiv: 1208.1293 (nucl-ex)

[257] M. Cacciari et al., 2005 Phys. Rev. Lett 95 122001

[258] J.D. Bjorken, 1983 Phys. Rev. D 27 140; X.N. Wang et al., 1992 Phys. Rev. Lett. 68 1480; and M. Gyulassy et al. 1990 Phys. Lett. B 243 432.

[259] J.J. Gaardh et al. 2004 Nucl. Phys. A 734 13

[260] Z. Lin et al., 1995 Phys Rev. C 51 2177.

[261] R. Sharma et al. 2009 Phys.Rev. C 80 054902