



Introduction à l'étude expérimentale de la matière hadronique dans les collisions entre ions lourds. Le Plasma de Quarks et de Gluons.

Gines Martinez

► **To cite this version:**

Gines Martinez. Introduction à l'étude expérimentale de la matière hadronique dans les collisions entre ions lourds. Le Plasma de Quarks et de Gluons.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Nantes, 2006. <tel-00370481>

HAL Id: tel-00370481

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00370481>

Submitted on 24 Mar 2009

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.

Introduction à l'étude
expérimentale de la matière hadronique
dans les collisions entre ions lourds.
Le Plasma de Quarks et de Gluons.

Ginés MARTINEZ¹

Chercheur du Centre National de Recherche Scientifique
Subatech (Ecole des Mines de Nantes -CNRS/IN2P3 - Université de Nantes)
Nantes, France

Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches
Université de Nantes

Membres du Jury :

Professeur	Federico	ANTINORI,	INFN-Université de Padova
Docteur	Philippe	CROCHET,	IN2P3/CNRS, Clermont Ferrand
Professeur	Francisco	FERNANDEZ,	Universitat Autónoma de Barcelona
Professeur	Herbert	LOEHNER,	Rijksuniversiteit Groningen
Professeur	Jacques	MARTINO,	Ecole des Mines de Nantes

le 15 décembre 2006   10h30

Amphith atre Georges BESSE de l'Ecole des Mines de Nantes

¹martinez@in2p3.fr

A mi hijo Alex y a mis hijas Silvia y Carla, sin las cuales y si el cual habría acabado esta tesis de habilitación hace algunos años, pero sabiendo todavía menos de lo que hoy sé sobre la vida. A Inma.

À mon fils Alex et à mes filles Silvia et Carla, sans lesquelles et sans lequel j'aurais fini cette thèse d'habilitation il y a quelques années, mais en connaissant la vie encore moins bien de ce que je le connais aujourd'hui. À Inma.

Avant propos

Tout d'abord, je voudrais exprimer ici, ce que j'ai voulu créer comme *dossier*¹ ou *thèse* pour présenter ma candidature à l'*habilitation à diriger des recherches*. Mon point de vue sur ce sujet devrait vous permettre de comprendre ce document et de juger ce travail par rapport aux motivations et aux objectifs initiaux.

Cette préface m'a semblé nécessaire compte tenu de la définition relativement vague du concept *thèse d'habilitation à diriger des recherches*. En fait, nous savons d'une façon assez précise en quoi un rapport de stage de DEA, une tesina², une diplomarbeit³, ou une thèse de doctorat consiste. Il y a sans doute des conceptions différentes, surtout en fonction de la discipline, mais au sein d'une même communauté, la conception de ces travaux de recherche reste toutefois relativement bien normalisée.

La situation est beaucoup plus confuse pour le concept de *thèse d'habilitation à diriger de recherches* où, dans la même discipline, nous sommes souvent témoins de fluctuations importantes.

Une seule chose me semble évidente : le candidat à l'habilitation à diriger de recherches doit, par essence, montrer qu'il est en mesure de proposer des sujets de recherche bien pointus sur le domaine en question et qu'il est capable d'encadrer de futurs chercheurs pour les acheminer vers l'obtention d'un diplôme de thèse de doctorat. A mon avis, l'étude par une commission du curriculum-vitae du candidat et de sa production scientifique, ainsi que l'évaluation de l'ensemble des thèses que le candidat a co-encadrées auparavant, devraient être largement suffisantes pour décider de l'habilitation ou de la non-habilitation d'un chercheur ou enseignant-chercheur à diriger des recherches.

Cependant, le candidat à l'habilitation est censé faire un *dossier de HDR* et doit réaliser une présentation publique devant un jury qui délivrera cette habilitation. Compte-tenu de la variabilité des HDR, j'aurais tendance à penser qu'une présentation publique d'une thèse, dite *d'habilitation*, n'est pas forcément la meilleure façon de procéder. D'un côté, un candidat à l'habilitation qui aurait une production scientifique respectable, qui aurait co-encadré plusieurs travaux de thèse, qui a des responsabilités, rencontre donc une épreuve supplémentaire : rédiger une thèse. Dans l'autre cas extrême, le candidat qui aurait une production scientifique moins respectable, qui n'aurait jamais encadré un travail de thèse, pourra faire une thèse d'habilitation, et difficilement sa demande sera refusée lors d'une présentation publique devant un jury. Ces exemples sont, peut-être, une caricature de la réalité, mais dans certains domaines de recherche et dans certains cas, un

¹*Dossier* est le terme utilisé par l'administration de l'Université de Nantes.

²Thèse de 3ème cycle dans le système universitaire espagnol.

³Thèse de 3ème cycle dans le système universitaire allemand.

poids trop important de la HDR pourrait nous mener à des situations paradoxales et/ou injustifiées.

Laissant de côté mon avis personnel sur le sujet, aujourd'hui je me retrouve devant l'exercice de réaliser la HDR. *Grosso modo*, plusieurs approches sont possibles avec les cas extrêmes suivants :

- Le curriculum-vitae et la copie des articles publiés dans les revues scientifiques avec comité de lecture ;
- La réalisation d'une encyclopédie sur le sujet de recherche en question ;
- La réalisation d'un pot-pourri d'une décennie d'activités de recherches variées. Décennie, d'ailleurs, qui s'est écoulée à une vitesse vertigineuse !

La première approche, sans doute très séduisante pour aboutir à diriger des thèses de doctorat dans le plus bref délai, me semble légitime mais me semble insuffisante pour une présentation publique devant plusieurs chercheurs confirmés du domaine. La deuxième approche me semble une bonne solution, dans le sens que ce choix justifie parfaitement la présentation publique. La thèse d'habilitation devient, de surcroît, un document très utile pour les futurs chercheurs du domaine de recherche en question. Malheureusement cette approche n'est pas toujours possible, dû à une mobilité thématique, ou bien parce que le candidat préfère s'investir dans ses futurs travaux de recherche. Personnellement, je ne me sens pas capable de réaliser correctement cette tâche de si longue haleine, et je vois difficilement comment trouver la motivation nécessaire pour entreprendre ce chemin. Le dernier choix me semble un gaspillage d'énergie qui vise simplement à fournir au jury un document qui n'aurait aucune utilité *a posteriori*.

Dans ce contexte j'ai essayé d'être pragmatique et de réaliser un document avec un noyau qui devrait respecter les règles suivantes :

1. Ce document ne doit pas essayer de refaire ce qui a été déjà fait auparavant ;
2. Ce document doit être un document qui sert à quelque chose et qui soit utile pour les chercheurs ou les futurs chercheurs du domaine de recherche.

J'ai choisi de créer un document destiné aux étudiants de 2^{me} cycle qui souhaitent avoir une vue large sur l'étude expérimentale de la matière hadronique dans les collisions entre ions lourds. Il s'agit d'une introduction générale qui met l'accent sur les motivations physiques, les méthodes expérimentales et les futures expériences où les futurs étudiants mèneront à bien leur projet de thèse doctorale.

Cette introduction est donc le noyau de ma thèse d'habilitation et elle a été *habillée*, dans la version longue de ma thèse d'habilitation, par une série de documents qui sont aussi importants que ce noyau : un curriculum-vitæ, ma production scientifique, mes participations aux conférences internationales, tâches d'enseignement et encadrement d'étudiants et une sélection de mes publications.

Avant de finir cette préface, je dois reconnaître explicitement que le document ci-joint, je l'aurais difficilement réalisé si je n'avais pas eu l'obligation de faire une présentation publique pour essayer d'obtenir la HDR. Cela m'a permis de mener à bien un exercice très salutaire de réflexion sur mes recherches avec du recul et une vision plus large. Je peux donc conclure cette préface en réaffirmant que *à toute chose malheur est bon*⁴.

⁴No hay mal que por bien no venga.

Table des matières

Avant propos	i
1 La matière et ses transitions	1
1.1 Rappels sur les interactions élémentaires	2
1.1.1 Interaction Électromagnétique	3
1.1.2 Interaction Faible	3
1.1.3 Interaction Forte	4
1.2 Rappels sur la thermodynamique	7
1.3 La matière et les interactions fondamentales	10
1.4 Le diagramme de phases de la matière	14
2 Transitions de phases de la matière hadronique	17
2.1 La transition liquide-gaz	18
2.1.1 La matière nucléaire à température nulle et basse pression	18
2.1.2 Modèle du gaz de Fermi	19
2.1.3 Interaction type Skyrme entre les nucléons	20
2.1.4 La matière nucléaire à température non nulle	23
2.2 La transition vers le plasma de quarks et de gluons	26
2.2.1 Température limite de la matière	26
2.2.2 Le plasma de quarks et de gluons	27
2.2.3 Brisure spontanée de la symétrie Chirale	28
2.2.4 Les résultats des calculs sur réseau de la QCD	30
2.2.5 Quelques propriétés du QGP dans la limite ultra-relativiste	32
2.2.6 Sondes du QGP	34
3 Etude expérimentale de la matière hadronique	37
3.1 Etude expérimentale de la transition liquide-gaz	38
3.1.1 Dynamiques de collision	39
3.1.2 Accélération d'ions lourds	44
3.1.3 Les sondes de la transition liquide-gaz	45
3.1.4 Expériences pour étudier la transition de phase liquide-gaz	47
3.1.5 La Courbe Calorique	50
3.2 Etude expérimentale du plasma de quarks et de gluons	51
3.2.1 Le scénario de Bjorken	52
3.2.2 Les accélérateurs et collisionneurs	55

3.2.3	Les sondes expérimentales	58
3.2.4	Quelques résultats du programme d'ions lourds au synchrotron SPS du CERN	60
4	Résultats de physique à RHIC	67
4.1	Les collisions hadroniques à RHIC : Runs I-V	68
4.2	Multiplicité et énergie transverse	69
4.3	Production de particules hadroniques	72
4.3.1	L'instant du gel chimique	73
4.3.2	L'instant du gel cinétique	76
4.4	Anisotropie azimutale : l'écoulement elliptique	77
4.5	Production à grande impulsion transverse	82
4.5.1	Le facteur de modification nucléaire	83
4.5.2	Les corrélations de particules de grande impulsion transverse	89
4.6	Conclusions et Perspectives	92
5	ALICE, the Heavy Ion Experiment at LHC	95
5.1	Why a Heavy Ion Experiment at LHC?	95
5.2	The probes	96
5.3	Building ALICE	97
5.4	Acknowledgments	99
6	The Muon Spectrometer	101
6.1	Physics motivations	101
6.2	Muon Spectrometer	102
6.2.1	Absorbers	104
6.2.2	Muon magnet	104
6.2.3	Trigger system	104
6.2.4	Tracking system	105
6.3	Physics studies	107
6.3.1	Quarkonia measurements	107
6.3.2	Open heavy flavor measurements	108
6.4	Conclusions and Perspectives	108
6.5	Acknowledgments	108
7	Physics of the muon spectrometer	111
7.1	Physics motivations	111
7.2	Heavy Quark Production at the LHC	113
7.2.1	Initial hard production	113
7.2.2	Pre-equilibrium production	114
7.2.3	Heavy quarks in hot and dense medium	114
7.2.4	Secondary production	114
7.3	Production of electroweak bosons	115
7.4	Muon Spectrometer	115
7.5	Physics program in the Muon spectrometer of ALICE	116
7.5.1	Quarkonia measurements	117
7.5.2	Open heavy flavor measurements	118

TABLE DES MATIÈRES

7.6	Conclusions and Perspectives	121
7.7	Acknowledgments	122
	Remerciements	139

Chapitre 1

Les particules élémentaires, les interactions, la matière et ses transitions

Ce que j'écris ici ou ailleurs n'intéressera sans doute dans l'avenir que quelques curieux espacés au long des années. Tous les vingt-cinq ou trente ans on exhamera dans des publications confidentielles mon nom et quelques extraits, toujours les mêmes. Les poèmes pour enfants auront survécu un peu plus longtemps que le reste. J'appartiendrai au chapitre de la curiosité limitée. Mais cela durera plus longtemps que beaucoup de paperasses contemporaines.

Robert Desnos (poète français 1900-1945), 8 février 1944

Dans ce chapitre, nous allons rappeler quelques notions de base à propos des particules et leurs interactions élémentaires, ainsi que sur la thermodynamique des transitions de phase. Nous verrons de façon qualitative comment les interactions élémentaires sont intrinsèquement liées aux propriétés de la matière. Intuitivement, nous présenterons un diagramme de phase générique de la matière, en mettant l'accent sur deux des transitions de phase de la matière hadronique¹, la transition liquide-gaz à basse température et la transition gaz-plasma à haute température.

¹La matière hadronique est toute matière qui du point de vue microscopique est liée par l'interaction forte. En fonction des conditions de température, pression, densité baryonique, densité d'étrangeté, isospin et taille, nous parlerons du noyau atomique, de matière nucléonique, de matière de neutrons, de matière résonante, de matière étrange, de gaz de hadrons, de plasma de quarks et de gluons, de matière supra conductrice de couleur, etc.

Famille	Nom	Masse (MeV/c ²)	Charge (e)	Nombre Quantique Intrinsèque
1 ^{ère} leptonique	e	0.511	-1	nombre électronique, $n_e=+1$
	ν_e	~ 0	0	$n_e=+1$
1 ^{ère} de quarks	u	1-5	2/3	isospin $(I, I_z)=(1/2, 1/2)$
	d	3-9	-1/3	isospin $(I, I_z)=(1/2, -1/2)$
2 ^{ème} leptonique	μ	105.7	-1	nombre muonique, $n_m=+1$
	ν_μ	~ 0	0	$n_m=+1$
2 ^{ème} de quarks	s	75-170	-1/3	étrangeté -1
	c	1150-1135	2/3	charme +1
3 ^{ème} leptonique	τ	1777	-1	nombre taunique, $n_\tau=+1$
	ν_τ	~ 0	0	$n_\tau=+1$
3 ^{ème} de quarks	b	4000-4400	-1/3	beauté -1
	t	178000 \pm 4300 [D0 04]	2/3	top +1

TAB. 1.1 – Familles des fermions élémentaires selon le modèle standard [Group 00].

Interaction	Boson	Masse (GeVc ²)	$\alpha(\mu \sim 0)$
Électromagnétique	γ	Nulle	1/137
Faible	Z^0, W^{+-}	91.19, 80.42	$\sim 10^{-5}$
Forte	g	Nulle	$\gg 1$

TAB. 1.2 – Bosons responsables des interactions élémentaires selon le modèle standard [Group 00].

1.1 Quelques notions de base et rappels sur les particules et les interactions élémentaires

La complexité du monde physique qui nous entoure peut être *comprise* comme la conséquence de *quelques* interactions fondamentales entre *quelques* particules élémentaires. Les fermions élémentaires (spin $J=1/2$) sont classés en 3 familles de leptons et de quarks avec des *anti-familles* correspondantes (voir table 1.1).

La théorie quantique des champs représente l'outil mathématique de base qui nous permet de décrire la dynamique de ces particules. L'invariance locale de jauge $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ du lagrangien conduit à l'existence de trois interactions fondamentales entre les fermions élémentaires de la table 1.1 : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte [Griffiths 87, Halzen 84, Perkins 00]. Ceci est la base du *Modèle Standard*. Dans la théorie quantique des champs, chaque interaction possède un médiateur représenté par un champ de bosons (spin $J=1$) (voir table 1.2). Les leptons sont sensibles seulement aux interactions électro-faibles, tandis que les quarks sont sensibles à toutes les interactions.

La théorie quantique des champs est sans aucune doute profonde et compliquée ; Cependant, les règles de Feynman simplifient un peu sa compréhension. Une des prédictions

les plus remarquables de la théorie des champs est la polarisation du vide qui va jouer un rôle majeur pour les propriétés des particules élémentaires et de leurs interactions. *De facto*, cette théorie prédit que les particules vont polariser le vide qui les entoure de telle façon qu'elles apparaissent comme étant habillées avec une masse et une charge qui ne sont ni la vraie masse ni la vraie charge. L'habillage de la particule dépend de la *distance* à laquelle la particule est sondée. De cette manière, l'intensité d'une interaction donnée, α , va changer avec l'échelle d'énergie avec laquelle l'interaction est sondée.

1.1.1 Interaction Électromagnétique

L'interaction électromagnétique est décrite par l'électrodynamique quantique (QED) et elle est sans doute la plus universelle des interactions car elle est mesurable dans le domaine classique, relativiste, quantique et de la théorie des champs. L'intensité de cette interaction ($\alpha_0 = e^2/\hbar c \sim 1/137$) permet le calcul perturbatif *via* les diagrammes de Feynman. En outre, cette interaction est de longue portée à cause de la masse nulle du photon (γ). A une échelle microscopique, elle joue un rôle très important, étant dominante dans beaucoup d'états liés (les atomes), les décroissances de particules (décroissance du méson π^0 par exemple) et de la diffusion entre particules (diffusion de Bhabha). Ces phénomènes ont pu être étudiés avec une grande précision expérimentale et leur accord avec leur prédictions théoriques est remarquable. C'est certainement dans ce domaine que l'accord entre la théorie et l'expérience est le meilleur et le plus impressionnant de la physique.

La polarisation quantique du vide prédite par la QED provoque un écrantage de la vraie charge des particules élémentaires et, en conséquence, l'intensité α de cette interaction augmente à petites distances (donc à hautes énergies) de la façon suivante [Griffiths 87] :

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - (\alpha_0/3\pi) \ln(|q^2|/(m^2c^2))}. \quad (1.1)$$

Cependant, l'effet de la polarisation quantique du vide dans QED n'est pas très important aux énergies accessibles aujourd'hui. Pour des transferts d'énergie de l'ordre de la masse du boson Z^0 , la variation de α est de seulement 2%. Pour atteindre une variation de α de l'ordre de 10%, des énergies très élevées, de l'ordre de 10^{50} MeV ($\sim 10^{36}$ J!) sont nécessaires.

1.1.2 Interaction Faible

L'interaction faible est décrite par la théorie de Glashow-Weinberg-Salam [Halzen 84]. Cette interaction est mesurable à l'échelle subatomique pour décrire, principalement la désintégration de certaines particules, la diffusion de leptons à très haute énergie et bien évidemment la diffusion des neutrinos. Concernant des états liés purement faibles, nous pourrions peut-être imaginer un état lié $\nu - \nu$ qui n'a pas été observé. L'interaction faible a été étudiée très en détail dans les collisionneurs électron-positon comme le LEP et le degré d'accord entre la théorie et l'expérience est impressionnant [Altarelli 04].

Une particularité de cette interaction est que les masses des bosons intermédiaires Z

et W sont non nulles². Le mécanisme de Higgs est censé expliquer comment ces bosons intermédiaires ont acquis de la masse *via* la brisure spontanée d'une symétrie. De surcroît, ce mécanisme permet d'unifier la théorie faible et électromagnétique. Le mécanisme de Higgs suppose l'existence d'un boson, le boson de Higgs, avec une masse supérieure, d'après les expériences du collisionneur e^+e^- LEP au CERN (Genève), à $114.4 \text{ GeV}/c^2$ [OPAL 04, L3 03, ALEPH 03]. Le modèle standard combiné à la mesure expérimentale de la masse du quark top, prédit que la masse du Higgs devrait être inférieure à $251 \text{ GeV}/c^2$ [D0 04]. La construction du futur collisionneur de hadrons LHC (CERN) est motivée par la recherche du boson de Higgs³. Ce dernier ne résout pas tous les problèmes théoriques et des hypothèses plus exotiques, comme la super-symétrie, seront aussi testées au LHC.

En outre, l'interaction faible est la seule à violer deux symétries importantes de la nature : la parité, de manière maximale⁴, et la violation partielle de la conjugaison de charge - parité (CP). Même si la violation de CP a des conséquences notables comme l'asymétrie matière-antimatière, cela ne pose aucun problème fondamental en théorie quantique des champs tant que la symétrie conjugaison de charge - parité - inversion temporelle (CPT) est toujours conservée.

Finalement, une autre particularité de l'interaction faible est que les états de saveur de quarks u , c et t ⁵ ne lui sont pas propres. Le vrais états propres des quarks sont des états de mélange de quarks décrits par la matrice de CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [Griffiths 87, Group 00].

1.1.3 Interaction Forte

L'interaction forte est décrite par la chromo-dynamique quantique (QCD). Elle est mesurable à échelle subatomique et est responsable de certains états liés (les hadrons, les noyaux), de certaines désintégrations et des réactions hadroniques. Elle présente deux propriétés majeures :

- le couplage α est supérieur à l'unité et, en conséquence, nous ne pouvons pas *a priori* utiliser le calcul perturbatif reposant sur les diagrammes de Feynman⁶ ;
- les gluons (g , médiateurs de l'interaction forte) sont eux-mêmes colorés ce qui introduit des effets non-linéaires dans les équations de la QCD⁷.

² *De facto* l'interaction faible est faible parce que ces bosons intermédiaires sont lourds. A des énergies de l'ordre de leur masse, l'interaction faible devient comparable à l'interaction électromagnétique.

³ Evidemment une autre motivation très importante de ces expériences est la recherche d'une nouvelle physique au delà du modèle standard.

⁴ Violation maximale veut dire que l'interaction faible couple seulement avec un des états de parité. Une des conséquences traditionnelles de la violation maximale de la parité est que les neutrinos droits et les anti-neutrinos gauches ne peuvent pas interagir (on entend souvent qu'ils n'existent pas dans la nature). La découverte récente des oscillations de neutrino remet en question cette assertion si jamais un jour l'hélicité des neutrinos avec une énergie cinétique proche de celle de leur masse peut être étudiée.

⁵ Ce choix est en principe arbitraire.

⁶ De façon grossière, nous pouvons estimer la valeur de l'intensité de l'interaction forte α_s à partir des caractéristiques des mésons. La formule du rayon de Bohr pour deux particules de masse m qui interagissent selon un potentiel type $-\alpha/r$ indique que la taille de l'état lié dans son état fondamental est $r_B = 2/(m\alpha)$. Si nous appliquons naïvement cette expression dans le cas d'un méson (état lié $q\bar{q}$), nous obtenons $\alpha_s = 20$ en supposant que $r_B = 1 \text{ fm}$ et $m_q = 10 \text{ MeV}$.

⁷ On parle souvent d'une théorie non-abélienne quand les bosons intermédiaires de l'interaction portent

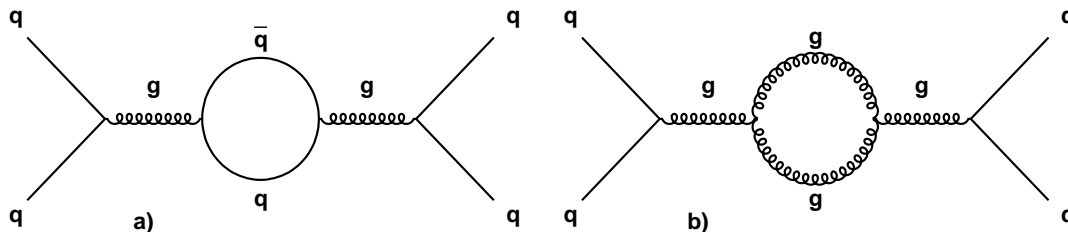


FIG. 1.1 – Diagrammes de Feynman à premier ordre de la polarisation du vide selon la chromo-dynamique quantique : a) écrantage et b) anti-écrantage. Dans le cas de l’interaction électromagnétique le diagramme anti-écrantage n’existe pas car les photons ne sont pas chargés.

Il faut noter que α est pratiquement le seul paramètre de la QCD car les masses des quarks u , d et s sont trop petites⁸ pour jouer un rôle important et les masses des quarks c , b et t sont grandes. Une des conséquences les plus importantes de la QCD est la non-existence des particules colorées dans l’état libre. Il s’agit du *confinement*. Les quarks et gluons sont confinés dans des particules non colorées qui sont les hadrons. Le confinement n’est pas encore bien compris car il ne peut pas être prédit de façon rigoureuse par la théorie. Toutefois, le modèle des quarks permet une bonne description des hadrons (mésons, états liés quark-antiquark et baryons, états liés à trois quarks) et les calculs sur réseaux de la QCD (lQCD) permettent d’avoir une description plus quantitative de leurs propriétés, masse, spin, etc. La masse des quarks légers (u , d , s) étant petite, c’est l’interaction forte qui est responsable de la masse élevée des baryons et des mésons. En conséquence, l’interaction forte est à l’origine de pratiquement 90% de la masse des particules stables.

Liberté asymptotique

La polarisation du vide prédite par la chromo-dynamique quantique [Politzer 73, Gross 73] provoque un effet très particulier dans le cas de l’interaction forte avec l’existence d’un anti-écrantage des paires de gluons (porteurs de charge de couleur) qui compense l’écrantage des paires de quarks (voir figure 1.1). Le nombre de saveurs de quarks et le nombre de couleurs que l’on trouve dans la nature font que, curieusement, l’anti-écrantage va dominer sur l’écrantage. En conséquence, l’intensité de l’interaction forte, α , diminue à petites distances (donc à hautes énergies) [Griffiths 87] :

$$\alpha(|q^2|) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(11n - 2f) \ln(|q^2|/\mu^2)} \quad (1.2)$$

où n représente le nombre de couleurs et f le nombre de saveurs. Dans le modèle standard $11n > 2f$ et en conséquence l’intensité de l’interaction forte diminue à grand $|q^2|$ c’est-à-dire à petites distances. Ce phénomène est la *liberté asymptotique* de la QCD. Dans cet état, la polarisation du vide de la QCD est importante et mesurable dans les domaines d’énergie atteints par les accélérateurs et collisionneurs. A l’échelle d’énergie de la masse

la charge de l’interaction.

⁸Dans beaucoup de cas, ces masses sont considérées comme étant nulles.

du boson Z , α est de l'ordre de 0.118 ± 0.002 [Group 00], ce qui permet l'utilisation du calcul perturbatif de chromo-dynamique quantique (pQCD) (sans doute un des succès les plus importants de la QCD) pour décrire les processus hadroniques à haute énergie. Dans la formule 1.2, la présence du paramètre μ^2 est nécessaire car nous ne pouvons pas utiliser les méthodes perturbatives dans le domaine où $\alpha_s > 1$ (quand $|q^2| \sim 0$). Nous pouvons réécrire l'expression 1.2 en fonction d'un paramètre Λ :

$$\alpha(|q^2|) = \frac{12\pi}{(11n - 2f) \ln(|q^2|/\Lambda^2)}. \quad (1.3)$$

Le paramètre Λ n'est pas facile à mesurer de façon précise, mais est de l'ordre de 200 MeV [Group 00].

La QCD non perturbative : les calculs QCD sur réseau

Comme nous avons vu précédemment, la liberté asymptotique a été le grand succès de la QCD car elle a permis sa validation expérimentale *via* sa version perturbative dans les collisions leptoniques et hadroniques à haute énergie. Cependant la QCD se manifeste souvent sous sa forme non-perturbative dans la plupart des domaines : constante de couplage, structure du vide de la QCD, propriétés des noyaux atomiques, propriétés des hadrons, interaction hadron-hadron, matière hadronique à température finie, etc. Le test de la théorie dans ces domaines n'a pas été possible. En particulier, dans le domaine de la physique nucléaire ou hadronique, des modèles se sont développés à cause du manque de pouvoir prédictif *ab-initio* de la QCD. Pour certaines questions, comme la détermination de la constante de couplage forte, l'expérience a été la seule façon d'améliorer notre connaissance de la nature *via* la mesure des constantes fondamentales qui, strictement parlant, ne sont pas des paramètres libres de la QCD. Finalement, dans d'autres questions nous sommes restés dans l'ignorance absolue : la détermination des masses des quarks légers, ou bien la compréhension du confinement sont des exemples concrets de notre ignorance actuelle.

L'alternative la plus prometteuse qui s'est développée durant les dernières décennies est le calcul sur réseau des théories de jauge. Le continuum de l'espace-temps est discrétisé en un réseau de points où les équations de la théorie peuvent être résolues indépendamment de la valeur de la constante de couplage. Récemment, le développement des algorithmes de calcul et le développement du *hardware* ont permis à la théorie de jauge sur réseau de devenir un outil très puissant et très compétitif [Wilczek 03]. Désormais, le calcul sur réseau de la QCD devient une composante cruciale, au même niveau que les accélérateurs, les détecteurs, ou les centres de calcul pour le stockage des données, l'analyse et la simulation des expériences.

1.2 Quelques notions et rappels sur la thermodynamique des transitions de phases

L'équation d'état est l'outil qui permet de trouver l'état d'équilibre de la matière à partir des variables thermodynamiques [Peris 84, Greiner 95] :

$$f(P, V, T, \dots) = 0, \quad (1.4)$$

où P est la pression, T la température et V le volume du système. L'équation d'état définit une hyper-surface et toute transformation thermodynamique réversible correspond à une trajectoire continue sur cette surface. Si l'état (P, V, T) du système ne se trouve pas sur cette surface, le système se trouve dans un état méta-stable.

Les domaines où les dérivées partielles, à pression ou à température constante, ne sont pas définies ou ne sont pas continues représentent la transition de phases du système. Dans ces domaines, une instabilité provoque le changement de l'organisation du système et chaque constituant (molécule, atome, spin, nucléon, quark, etc) acquiert de façon coopérative de nouveaux degrés de liberté. Les dérivées partielles sur cette surface,

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V, \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \quad (1.5)$$

sont intrinsèquement liées aux coefficients de dilatation α , de compressibilité K et de capacité calorifique C_P :

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \quad K = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T, \quad C_P = \frac{T}{V} \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P. \quad (1.6)$$

Transition du premier ordre : si les dérivées sont infinies, nous parlerons d'une transition de phases du premier ordre. Ce domaine surfacique doit nécessairement être perpendiculaire au plan pression-température et la projection de cette surface de coexistence sur le plan pression-température donne une courbe qui indique une discontinuité du volume et de l'entropie du système. Cela implique que pour une même valeur de température et de pression, le système peut choisir différentes valeurs du volume et donc différentes valeurs de l'entropie (S). Si la transition a lieu entre deux phases : A et B avec des entropies et des volumes différents (voir Fig. 1.2a) :

$$S_A \neq S_B \text{ et } V_A \neq V_B \quad (1.7)$$

$$\alpha = K = C_P = \infty. \quad (1.8)$$

Comme la transformation réversible du système ne peut pas présenter un changement brusque du volume et de l'entropie, l'évolution entre les deux phases A et B se fait de manière continue en permettant une coexistence entre elles. Ceci est la propriété principale d'une transition de phase du premier ordre : la phase mixte. Pour une température T et une pression P , le volume et l'entropie choisis par le système sont donnés par la fraction relative de chaque phase (voir Fig. 1.2b) :

$$V = x_A \cdot V_A + x_B \cdot V_B = x_A \cdot (V_A - V_B) + V_B \quad (1.9)$$

$$S = x_A \cdot S_A + x_B \cdot S_B = x_A \cdot (S_A - S_B) + S_B \quad (1.10)$$

$$(1.11)$$

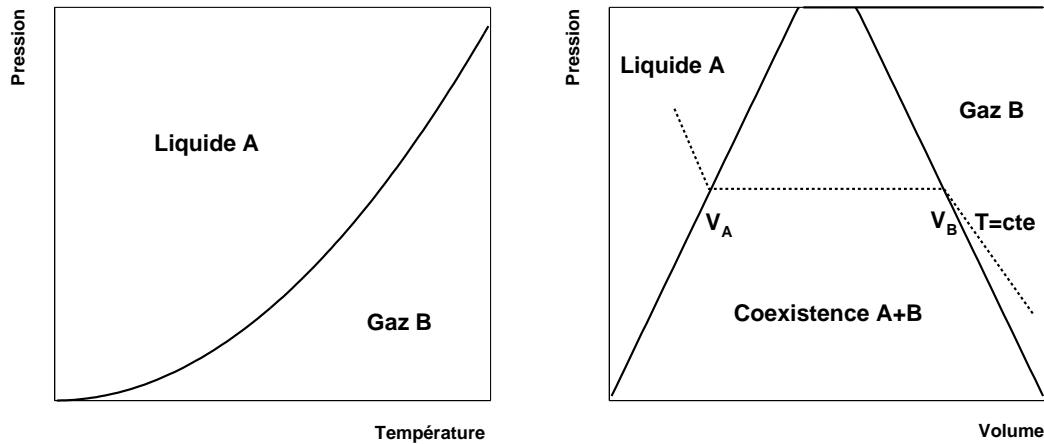


FIG. 1.2 – Représentation schématique d'une transition de phases du premier ordre dans les plans a) pression-température à gauche et b) pression-volume à droite.

où x_A et x_B sont les proportions de chaque phase, avec $x_A + x_B = 1$. La formule de Clausius-Clapeyron nous permet de relier la pente de la courbe de transition dans le plan pression-température avec les discontinuités de volume et d'entropie :

$$\frac{dP}{dT_{Tran}} = \frac{S_B - S_A}{V_B - V_A} = \frac{L}{T\Delta V} \quad (1.12)$$

où L représente la quantité de chaleur nécessaire pour changer l'état du système de A à B . Les transitions de phases de type solide-liquide, solide-gaz ou liquide-gaz sont majoritairement des transitions de phases du premier ordre.

Transition du deuxième ordre : le domaine de la surface de l'équation d'état où les coefficients de dilatation, compressibilité et capacité calorifique sont définis mais sont discontinus représentent aussi une transition de phases, dite de 2ième ordre. Ce domaine ne peut être qu'un point ou une courbe sur la surface, donc les volumes et les entropies sont égaux pour chaque phase :

$$S_A = S_B \text{ et } V_A = V_B \quad (1.13)$$

$$\alpha_A \neq \alpha_B, K_A \neq K_B \text{ et } (C_P)_A \neq (C_P)_B \quad (1.14)$$

Cela veut dire que la transition entre la phase A et la phase B est instantanée, aucune coexistence n'a lieu et l'énergie calorifique nécessaire pour changer de phase est nulle. Dans la plupart des transitions de phase liquide-gaz, la transition de phase disparaît à haute température et/ou pression, à partir d'une température dite critique (voir Fig. 1.3a). Pour cette température, le domaine de coexistence de deux phases disparaît et la transition entre les deux phases se fait brusquement car $V_A = V_B$. Il s'agit d'une transition de phase du deuxième ordre. De manière analogue, la transition de phase conducteur-supraconducteur devient une transition du deuxième ordre quand l'excitation magnétique est nulle (voir Fig. 1.3b).

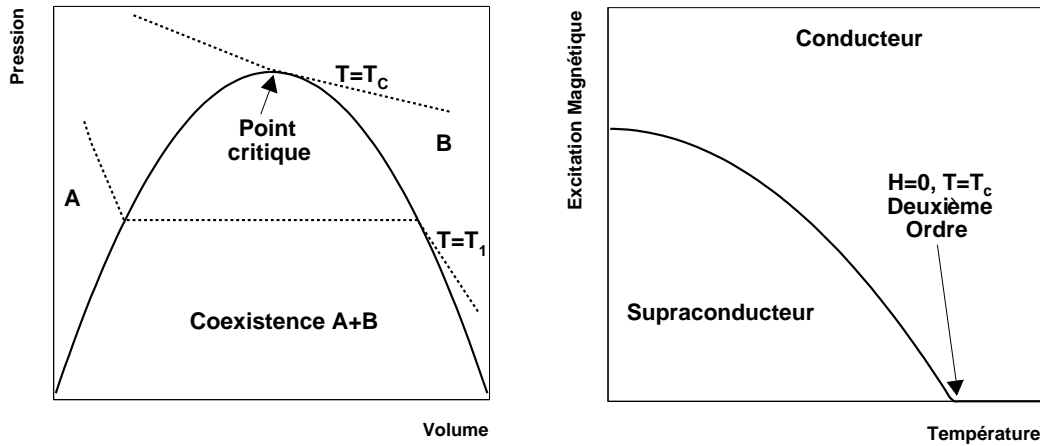


FIG. 1.3 – a) Représentation schématique d’une transition de phases du premier ordre dans les plans pression-volume avec l’existence d’un point critique où la transition devient de deuxième ordre (à gauche). b) Transition de phases entre un conducteur et un supraconducteur en présence d’une excitation magnétique H . Pour une excitation magnétique nulle l’énergie calorifique de la transformation devient nulle, et la transition devient de deuxième ordre (à droite).

Transitions de phase type λ : il y a d’autres types de transition de phases plus exotiques, les transitions λ . Dans ces transitions, les coefficients de dilatation et de compressibilité ne sont pas définis (ou autrement dit, ils deviennent infinis comme dans les transitions de premier ordre) mais il n’y a pas de coexistence entre les deux phases, c’est-à-dire $S_A = S_B$ et $V_A = V_B$. Cela est observé pour la transition ferromagnétique - paramagnétique ou pour la transition entre l’hélium liquide normal et l’hélium liquide superfluide.

Coexistence à plus de deux phases : finalement, il y a dans certains cas la possibilité d’une coexistence de 3 phases. Dans le cas d’un matériau pur et selon la règle des phases de Gibbs [Greiner 95], la coexistence entre trois phases aura lieu en un seul point de la surface de l’équation d’état. En fait, la nécessité d’avoir un équilibre thermique et mécanique entre les trois phases permet de déterminer le point triple (P_t, V_t, T_t) où la coexistence entre les 3 phases a lieu. L’eau pure présente un point triple à environ 0°C et une pression de 6 millièmes d’atmosphère.

Potentiel chimique : dans la thermodynamique classique, le potentiel chimique, μ , associé à chaque ingrédient du système, est défini comme l’apport à l’énergie interne du système par unité de masse [Peris 84, Greiner 95]. Cette définition perd son sens dans la limite relativiste et dans la limite quantique. Dans le premier cas, il faut tenir compte de l’énergie de masse dans le calcul de μ : $\mu_R = \mu + m$. Dans le deuxième cas, il faut redéfinir la notion de potentiel chimique. Le potentiel chimique est alors associé à chaque quantité conservée par le système.

A titre d'exemple, soit un système formé de neutrons (fermions) sans interaction et contenu dans un volume V . Dans l'approche classique, le potentiel chimique de la matière neutronique serait défini comme l'énergie de Fermi $\mu = e_F$ du système, que l'on pourra relier avec la densité (ou avec le volume) du système *via* l'expression (voir chapitre 2 pour plus de détails) :

$$\mu = \frac{1}{2M} \left(\frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{2/3}. \quad (1.15)$$

Cette définition perd son sens dans la limite relativiste et quantique. Tout d'abord, il conviendra de tenir compte de la masse et donc le potentiel chimique sera redéfini comme étant $\mu = m + e_F$. De plus, le système peut générer des neutrons, anti-neutrons, protons et anti-protons, pions, kaons, etc. car l'énergie cinétique peut être convertie en masse. Nous pourrions donc définir un potentiel chimique associé à chaque espèce de hadrons : μ_π , μ_n , μ_p , μ_k , etc, lors de collisions inélastiques. Il conviendra définir des potentiels chimiques associés à des quantités caractéristiques du système qui sont conservées. Pour ce système, les observables conservées sont le nombre baryonique, l'isospin et l'étrangeté. Les trois potentiels chimiques μ_B , μ_{I_3} et μ_s suffiront donc à décrire un tel système. Dans le cas d'un système formé de neutrons à basse température, où d'évidence μ_B et μ_{I_3} sont différents de zéro et $\mu_s = 0$. A basse température, nous pourrions relier ses potentiels chimiques et la densité de neutrons, retrouvant la définition classique du potentiel chimique.

En général, pour un système quantique il y aura autant de potentiels chimiques que de nombres quantiques conservés. De cette façon, dans un plasma d'électrons, positons et photons, le nombre d'électrons ne sera pas conservé, mais l'excès d'électrons, c'est-à-dire la charge totale du système Q , sera la quantité conservée. Pour un système formé de quarks il faudra définir un potentiel chimique pour chaque saveur.

1.3 La matière et les interactions fondamentales

La matière que l'on voit et que l'on touche est, en fin de compte, le résultat de l'interaction entre les particules élémentaires. La richesse et la diversité de la matière à l'échelle macroscopique⁹, voire son existence, sont liées au phénomène de saturation de la densité et de l'énergie de liaison par les constituants élémentaires. Autrement dit, la densité et l'énergie interne du système sont indépendantes du nombre de constituants élémentaires du système. Cela est seulement possible si l'interaction entre les constituants a une portée finie, avec un comportement attractif et fortement répulsif à petites distances, comme par exemple une force du type Van der Waals (voir Fig. 1.4).

La partie répulsive de la force peut avoir une origine réelle ou bien une origine effective comme le principe d'exclusion de Pauli pour un système quantique de fermions. *De facto*, dans une boîte de largeur L , un système formé par N fermions remplira n états disponibles dû au principe d'exclusion de Pauli. Le dernier état rempli aura une énergie¹⁰ E_F . Si nous essayons de rapprocher encore plus les fermions en diminuant la largeur de la boîte L , l'énergie E_F augmentera. Cela peut être interprété *via* l'existence d'une force effective

⁹Nombre des constituants extrêmement élevé, de l'ordre du nombre d'Avogadro.

¹⁰L'énergie maximale du dernier état occupé par un fermion est l'énergie de Fermi.

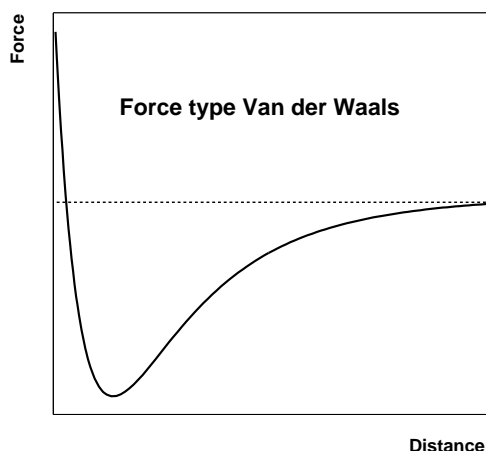


FIG. 1.4 – Force type Van der Waals qui permet la saturation de la densité d'un système macroscopique et la saturation de l'énergie interne par constituant.

répulsive, ce que l'on appelle *la force d'un gaz de fermions dégénérés*. A titre d'exemple, il faut réaliser qu'elle évite l'effondrement des étoiles naines blanches ou des étoiles à neutrons.

La partie attractive du potentiel permettra, au contraire, la formation de la matière. Supposons un ensemble de constituants qui interagissent selon un potentiel d'interaction attractif dans une seule dimension :

$$V(x) = -|f(x)| \quad \text{si } x \geq R, \quad (1.16)$$

$$V(x) = \infty \quad \text{si } x < R, \quad (1.17)$$

$$V(\infty) = 0. \quad (1.18)$$

Supposons maintenant que l'on aligne $2N$ constituants séparés par une distance $d = R$. L'énergie par constituant sera :

$$E = 2 \sum_{i=1}^{i=N} V(iR) \sim 2 \int_R^{NR} V(x) dx. \quad (1.19)$$

Pour un grand nombre de constituants ($N \rightarrow \infty$), l'énergie par constituant sera infinie, pour un potentiel de longue portée du type $V(x) = -1/x$, cependant pour un potentiel type Van der Waals, l'énergie par constituant saturera à la valeur $\int_R^{\infty} V(x) dx$ (il suffit que $n > 1$). Dans le cas de N constituants placés dans l'espace à trois dimensions, la déduction est tout à fait analogue à la précédente et nous obtenons que pour un potentiel du type $V(x) = -1/x^n$, il faudra que n soit supérieur à trois pour atteindre la saturation [Landau 67].

Heureusement, l'interaction électromagnétique et l'interaction forte forment des états liés neutres électriquement et en couleur respectivement. Dans les deux cas, les particules élémentaires chargées ou colorées forment des états liés non-chargés ou non-colorés qui représentent les constituants microscopiques du système. A l'échelle électromagnétique, il s'agit des atomes, molécules, etc et à l'échelle forte, il s'agit des nucléons. Ces constituants

vont interagir selon une interaction résiduelle qui se rapproche de la force type Van der Waals de la Fig. 1.4, comme l'interaction molécule-molécule ou l'interaction nucléon-nucléon.

Dans ces conditions, la densité de la matière à faible pression et basse température est relativement proche (en ordre de magnitude) de la densité moyenne du constituant. De façon très grossière, la molécule d'eau peut être considérée comme une sphère de rayon $r = 1.5 \cdot 10^{-10}$ m, la densité de la molécule d'eau est de l'ordre de 3 g/cm^3 ¹¹, très proche de la densité de la glace. De manière analogue, la matière hadronique à pression nulle et à basse température aura une densité proche de la densité d'un proton. Avec un rayon du proton $R = \sqrt{\sigma/\pi} \sim 1$ fm, sa densité sera de 0.240 nucléons/fm³, donc très proche de la densité de saturation nucléaire de 0.170 nucléon/fm³. Cependant, une différence importante apparaît entre les nucléons et les molécules (ou atomes). Les molécules sont neutres (et bien évidemment non-colorées). Mais les états liés entre quarks, étant non-colorés, les nucléons peuvent être électriquement chargés. Cela est le cas du proton. La matière hadronique aurait donc une charge totale proportionnelle au nombre de constituants¹², dû aux protons. L'interaction électromagnétique entre les protons étant de longue portée, elle ne permettra pas la saturation de la densité ni de l'énergie interne par constituant. A titre d'exemple, nous savons que l'énergie de liaison nucléaire d'un proton dans un noyau (morceau de matière hadronique de petite taille à température nulle) sature à environ 8 MeV/u . Imaginons maintenant une sphère de matière nucléaire de 1 cm de rayon. L'énergie électromagnétique de répulsion d'un proton sera :

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{eZ}{R} \quad (1.20)$$

où Z est la charge de la sphère hadronique et R son rayon. La charge Z sera :

$$Z = \frac{1}{2} \rho \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (1.21)$$

où ρ est la densité de saturation de la matière hadronique, environ 0.170 nucléons/fm⁻³. Nous avons supposé que le rapport entre le nombre de protons et le nombre de nucléons est $1/2$. La charge est donc de l'ordre de 10^{20} C et l'énergie de répulsion électromagnétique sera de l'ordre de 10^{26} MeV!, largement supérieure à l'énergie de liaison nucléaire. Sur la figure 1.5, nous observons que pour des systèmes nucléaires très petits, $A \sim 300$, l'énergie de répulsion électromagnétique devient aussi importante que l'énergie de liaison nucléaire. Nous pouvons conclure qu'à faible pression et basse température, la matière hadronique existe, mais, dû à la répulsion électromagnétique, nous devons nous conformer avec l'existence de petits morceaux de matière hadronique d'un rayon inférieur à 10^{-14} m et avec seulement moins de 300 constituants. Nous sommes sans doute à la limite de l'applicabilité des concepts de la thermodynamique.

¹¹ $\rho = m_{H_2O}/V$.

¹²Nous pourrions imaginer un état lié neutron-neutron, mais cet état n'a pas été observé expérimentalement, ni d'ailleurs l'état lié proton-proton par invariance d'isospin. Cependant, la question reste ouverte en ce qui concerne les états liés à plus de 3 neutrons [Marqués 02, Pieper 03]. L'existence d'un état lié avec n neutrons ($n > N_0$) pourrait nous paraître exotique, mais il faut savoir que pour le ³He (fermion également), l'agrégat moléculaire formé par n atomes de ³He n'est un état lié seulement si le nombre d'atomes de ³He est $n \geq 32$ [Guardiola 04].

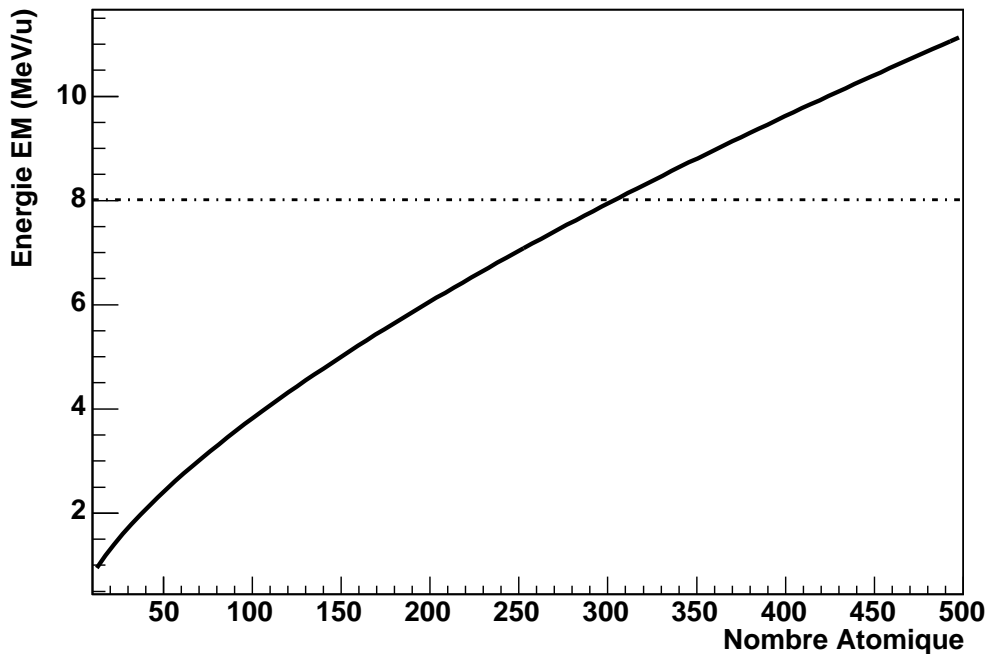


FIG. 1.5 – Énergie électromagnétique par nucléon pour un système formé de A nucléons, dont $0.5A$ protons distribués uniformément dans une sphère de rayon $1.3A^{1/3}$ fm.

Jusqu'à présent, nous avons ignoré l'interaction gravitationnelle. La masse est toujours positive et, en conséquence, l'interaction gravitationnelle sera additive, attractive et de longue portée. Il n'y aura ni saturation de la densité ni saturation de l'énergie de liaison par constituant. D'un point de vue microscopique, l'interaction gravitationnelle s'ajoute aux interactions électromagnétique et forte, en modifiant les conditions d'équilibre mécanique, chimique et thermique pour créer des nouvelles phases de la matière. D'un point de vue thermodynamique, l'interaction gravitationnelle peut être *ignorée* et elle ne servira qu'à créer les conditions de pressions nécessaires pour la formation des nouveaux états de la matière qui n'existent pas à faible pression¹³.

Le rôle de l'interaction faible reste, pour moi, plus confus. Il n'y a pas d'états liés purement faibles¹⁴ et seulement les neutrinos sont uniquement faiblement chargés *via* des courant neutres. De façon indirecte, l'interaction faible peut jouer un rôle non-négligeable car elle permet la décroissance du neutron et des noyaux riches en neutrons ou en protons. Sans l'interaction faible nous pourrions imaginer, peut-être, l'existence des Meganoyaux d'une petite charge électrique et un énorme nombre de neutrons¹⁵.

¹³L'eau liquide n'existe pas sur la surface d'un astéroïde de quelques kilomètres de rayon, mais elle existe sur la surface de la terre. La matière de neutrons n'existe pas sur la terre mais elle existerait dans une étoile à neutrons.

¹⁴Même si d'un point de vue théorique nous pourrions peut-être envisager un état lié neutrino-antineutrino, aucune preuve expérimentale n'a été obtenue.

¹⁵Tout cela reste très fictif bien entendu. Prédire ici de l'existence du carbone 250 ou du titane 670 dans une nature sans interaction faible n'est pas notre objectif.

1.4 Le diagramme de phases de la matière

Dans cette section nous allons décrire de façon qualitative les différents états de la matière. Pour cela nous allons projeter la surface donnée par l'équation d'état sur le plan pression *versus* température. Comme nous avons vu dans la section précédente, seulement les interactions électromagnétique et forte sont capables de créer de la matière. Intuitivement, le diagramme de phase de la matière peut donc être divisé en deux grandes régions (voir Fig. 1.6) :

La matière électromagnétique : une région où l'interaction dominante est l'interaction électromagnétique. Ceci est le cas pour des pressions inférieures à 10^{31} Pa (ce qui équivaut à $0.1 \text{ MeV}/\text{fm}^3$). Dans cette région, nous observons tous les états classiques de la matière¹⁶, solide, liquide et gazeux, avec l'apparition progressive du plasma électromagnétique à hautes températures, au delà de 10^4 K. Nous constatons que la phase solide peut présenter une grande variété d'états possibles, selon la température et la pression. Dans le cas de la glace, plus d'une dizaine d'états solides différents sont connus. Au delà de 10^{11} Pa, le diagramme de phases commence à être méconnu, car les pressions statiques maximales que l'on peut atteindre en laboratoire sont de l'ordre de 500 GPa ($5 \cdot 10^{11}$ Pa) [Demazeau 03]. Des états exotiques de la matière sont imaginés dans les étoiles, comme les naines blanches où une masse du soleil est confinée dans le rayon de la terre permettant d'atteindre des densités de l'ordre de $10^9 \text{ kg}/\text{m}^3$ et des pressions de 10^{20} Pa à environ 100 km de profondeur¹⁷. Nous observons que la phase liquide occupe une petite zone, et que son existence n'est possible qu'à des pressions non nulles. La transition de phase liquide-gaz est caractérisée par l'existence d'une température critique. Finalement nous retrouvons la transition entre gaz et le plasma électronique¹⁸. *De facto*, cette transition a lieu de manière progressive car les ions et les électrons apparaissent au fur et à mesure que la température augmente. En conséquence, nous ne pouvons pas parler d'une véritable transition de phase gaz-plasma [Stocker 99].

La matière hadronique : une région où l'interaction forte domine à très haute pression et/ou température, au delà de 10^{32} Pa ou des températures supérieures à 10^9 K. A très haute pression, au delà de $1 \text{ MeV}/\text{fm}^3$, et à faible température, la matière devient une matière de gaz dégénéré de neutrons¹⁹. Cet état est proche de l'état du noyau atomique, et devrait exister dans les étoiles à neutrons. Dans ces étoiles, une masse légèrement supérieure à celle du soleil est confinée dans un rayon de seulement quelques dizaines de kilomètres en atteignant des densités supérieures à $10^{17} \text{ kg}/\text{m}^3$. A plus haute pression,

¹⁶La figure 1.6 a été inspirée par le diagramme de phases de l'eau pure.

¹⁷Ce calcul est fait de façon sommaire en supposant une densité ρ uniforme $P = \rho g h$, où h la profondeur et $g = GM/R^2$, M étant la masse de l'étoile, R son rayon et G la constante de gravitation universelle.

¹⁸Le plasma électronique est connu comme le quatrième état de la matière. Ce quatrième état de la matière représente l'état le plus courant, avec plus de 99% de la matière de notre univers [Nasa].

¹⁹En réalité il s'agit plutôt d'un gaz dégénéré de baryons et d'électrons (pour assurer la neutralité de la charge électrique). Il est vrai qu'à faible pression les neutrons sont la composante principale, mais à plus haute pression, le gaz dégénéré de protons, d'électrons, voire de baryons (résonances, hadron étranges, etc) devient plus important.

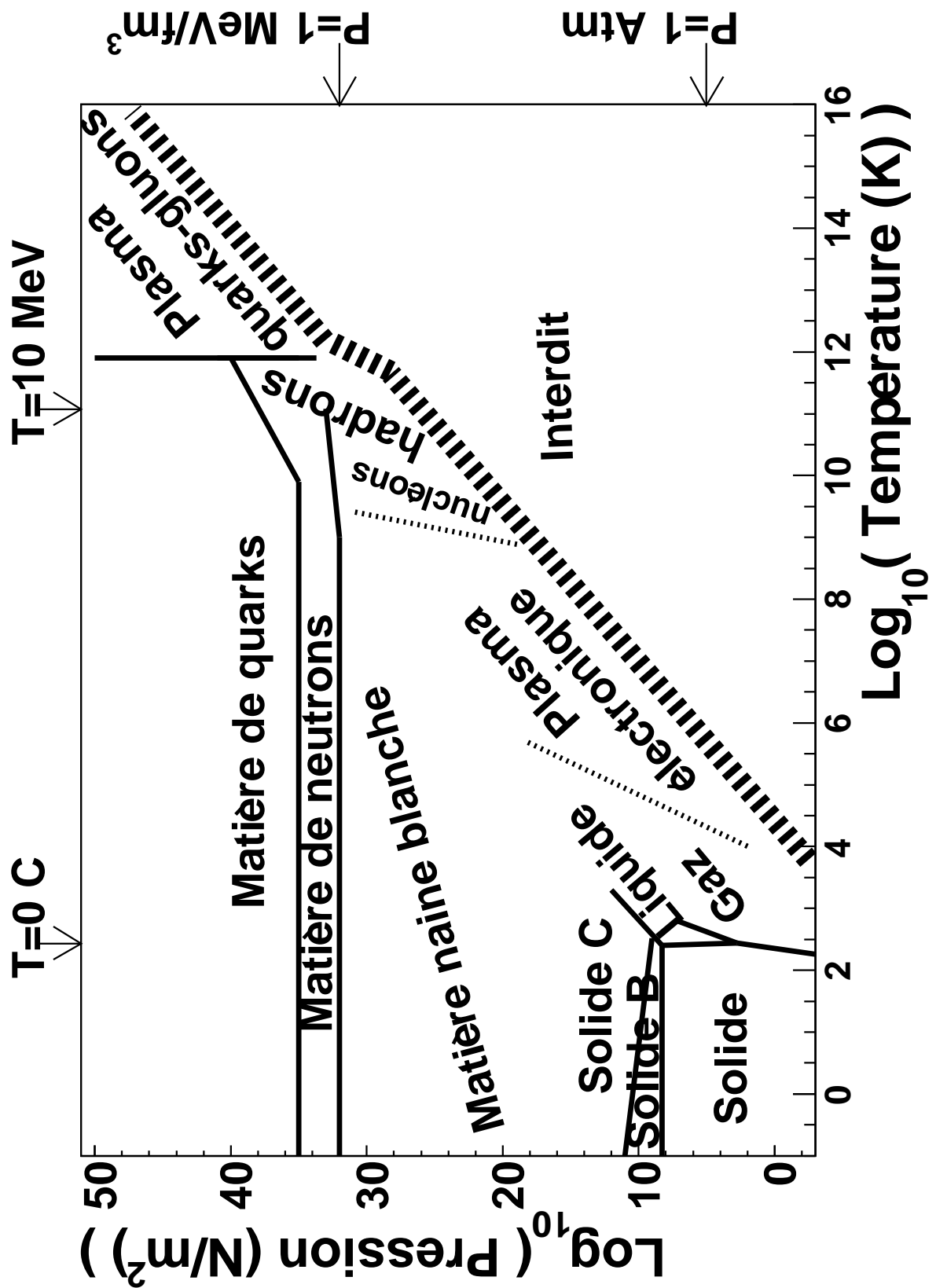


FIG. 1.6 – Diagramme de phases de la matière sur le plan pression versus température pour un potentiel baryonique non nul.

au delà de 10^{35} Pa, la force répulsive d'un gaz dégénéré de neutrons ne peut pas compenser l'attraction gravitationnelle et les neutrons *s'effondrent* pour former une matière de quarks. Dans cette matière, pourraient apparaître des paires de Cooper quark-quark permettant une *supra-conductivité de la couleur* [Rajagopal 00]. A haute température, la matière neutronique pourrait devenir un gaz de nucléons et d'électrons au delà de quelques MeV en raison de l'analogie entre la force nucléaire nucléon-nucléon et la force de Van der Waals entre les molécules. Cette transition de type liquide-gaz présenterait une température critique à environ 10 MeV²⁰. Finalement, et par analogie avec l'interaction électromagnétique, nous pouvons deviner l'existence d'une transition du gaz de hadrons vers un plasma de quarks et de gluons (QGP). Au delà d'une température d'environ 200 MeV ($2 \cdot 10^{12}$ K)²¹, les quarks ne seront plus associés à un hadron et deviendront les degrés de liberté pertinents du système. Il faut souligner que l'analogie entre la transition gaz - plasma électromagnétique et gaz de hadrons - plasma de quarks et de gluons n'est pas tout à fait exacte. Dans le cas de la transition vers le QGP, nous trouvons deux propriétés très particulières :

- Le vide joue un rôle très important car l'intensité de l'interaction forte diminue rapidement avec l'énergie, donc avec la température (voir première section de ce chapitre) ;
- La théorie quantique des champs permet la violation des symétries du lagrangien à basse énergie (donc à basse température). Dans le cas de la QCD, ce phénomène a lieu car la symétrie Chirale ($SU(3)_D \times SU(3)_G$) est violée à basse énergie et doit être restituée à haute énergie. Du point de vue théorique, la brisure spontanée d'une symétrie est une condition suffisante pour l'existence d'une transition de phases [Smilga 03].

Nous pouvons dire que la transition de phase vers le QGP est sans doute la seule transition de phases de la nature prédite par une thermodynamique quantique des champs.

La matière unifiée : au delà d'une température de 10^{16} K et/ou pour des pressions supérieures à 10^{39} Pa, il est difficile de donner un schéma intuitif des états de la matière. Des nouveaux phénomènes comme la formation des trous noirs, la diminution de la constante de couplage forte et donc l'unification entre l'interaction électro-faible et l'interaction forte, voire l'unification avec l'interaction gravitationnelle apparaissent. Des idées très exotiques, comme l'apparition d'un gaz de superstrings pourrait être imaginées pour des températures de 10^{32} K [Bowick 85].

²⁰Cette valeur peut être intuitivement acceptée si nous nous rappelons que l'énergie de liaison des nucléons est de l'ordre de 8 MeV. Dans le chapitre suivant la transition nucléaire liquide-gaz sera étudiée plus en détail.

²¹La masse du pion donne de fait une idée de l'énergie de liaison $q\bar{q}$.

Chapitre 2

Transitions de phases de la matière hadronique

According to quantum chromo-dynamics field theory, it is precisely its color field energy that mostly make us weigh. It thus provides, quite literally, “mass without mass”.

Frank Wilczek (Prix Nobel de Physique 2004, 1951-), Physics Today, Nov 1999.

Dans ce chapitre, nous allons comprendre de façon intuitive l’existence de deux transitions de phases de la matière hadronique qui sont aujourd’hui étudiées en laboratoire :

- la transition liquide-gaz ;
- la transition du gaz de hadrons vers le plasma de quarks et de gluons (QGP).

Officiellement, la chromo-dynamique quantique (QCD) est la théorie fondamentale capable de comprendre le diagramme de phases de cette matière. A basse température ($T \leq 100$ MeV), une telle affirmation semble aujourd’hui encore utopique : le confinement des quarks et des gluons, en effet dans des quasi-particules non-colorées, les hadrons, ne permet pas d’aborder l’étude à partir de la théorie fondamentale. Cependant, l’analogie entre la force nucléaire (nucléon-nucléon) et la force de Van der Waals nous permet de prédire l’existence d’une transition de phase liquide-gaz à des températures de 5-10 MeV et/ou densités 0.3-0.6 la densité de la matière nucléaire. A haute température, une description théorique du diagramme de phases de la matière hadronique semble possible. Les calculs sur réseau de la QCD qui ont fait des progrès remarquables pendant la dernière décennie ont montré l’existence d’une *transition*¹ entre un gaz de hadrons et une soupe de quarks et de gluons. Ces calculs ont été réalisés à une densité baryonique nulle et montrent que la transition a lieu à une température d’environ 170-200 MeV.

¹En réalité il semblerait qu’il ne s’agit pas d’une transition de phases, mais plutôt d’un cross-over, transition rapide mais sans divergences ni discontinuités dues à la masse non nulle des quarks légers : u, d et s .

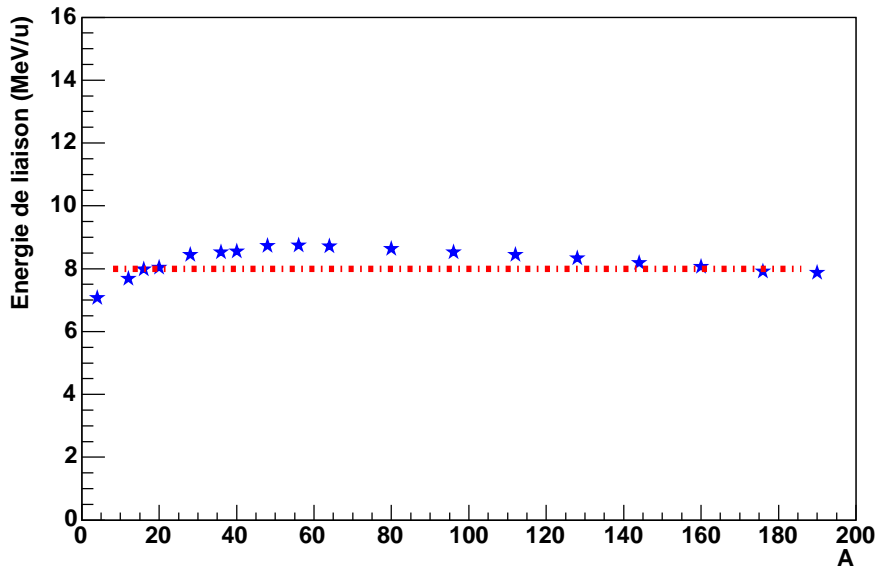


FIG. 2.1 – Évolution de l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre atomique du noyau A pour des noyaux de la vallée de la stabilité. Les valeurs expérimentales ont été obtenues à partir de la référence [Audi 03].

2.1 La transition liquide-gaz

2.1.1 La matière nucléaire à température nulle et basse pression

Les noyaux sont sans doute l'exemple par excellence de l'existence de la matière hadronique. Ils nous ont permis d'étudier les propriétés de la matière hadronique à température nulle² et densité baryonique non nulle³. Dans ces conditions, les quarks sont confinés dans les protons et les neutrons qui vont interagir entre eux selon la force résiduelle nucléon-nucléon. Un des aspects les plus remarquables de la mesure expérimentale des masses des noyaux est la saturation de l'énergie de liaison par nucléon pour les noyaux au-delà de $A \sim 10$ [Audi 03, Preston 75] (voir Fig. 2.1) ainsi que la saturation de la densité nucléaire au centre des noyaux. Ces résultats expérimentaux permettent d'idéaliser les noyaux comme de petits morceaux d'une matière nucléaire.

L'étude théorique de la matière nucléaire à température nulle à partir de l'interaction *élémentaire* nucléon-nucléon est très complexe⁴. Les nucléons vont interagir très fortement et nous ne pouvons pas supposer que l'interaction entre deux nucléons sera la même dans le vide que dans la matière nucléaire : les interactions à trois ou à quatre corps ainsi que les forces à trois corps auront des effets importants. Cependant, nous pouvons modéliser la matière nucléaire comme un gaz de fermions ou un gaz de Fermi avec une interaction

²On peut ignorer la température ambiante car elle est trop faible pour pouvoir exciter les noyaux atomiques. Typiquement les premiers états excités d'un noyau atomique se situent entre 100 keV et 1 MeV, donc des températures de l'ordre de 10^9 - 10^{10} K sont nécessaires pour chauffer le noyau.

³Environ un nucléon par cube de 1.8 fm de côté, ce qui représente la densité de saturation des noyaux.

⁴Formalisme de la Matrice-G et les équations de Bethe-Goldstone [Preston 75]

effective nucléon-nucléon relativement faible qui peut être traitée de façon perturbative. Le succès d'un tel modèle de la matière nucléaire semble résulter de :

- la compensation entre la partie répulsive de la force nucléon-nucléon avec les nucléons voisins et la partie attractive due aux nucléons placés à plus grande distance ;
- ainsi que des nucléons, qui sont des fermions, vont occuper tous les états disponibles jusqu'à l'impulsion de Fermi p_F et les collisions entre les nucléons vont être *interdites* par l'occupation totale (à température nulle) des états finaux après la collision.

Avant d'aborder le modèle du gaz de Fermi pour la matière hadronique, nous pouvons nous demander pour quelle raison cette matière à basse température se comporte comme un gaz ou liquide et non pas comme un solide. La densité de saturation de la matière nucléaire est d'environ $\rho_0 = 0.150 \text{ fm}^{-3}$, ce qui équivaut à un seul nucléon par sphère de rayon

$$r = \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \sim 1 \text{ fm.} \quad (2.1)$$

La distance moyenne entre deux nucléons dans la matière nucléaire sera donc de 2 fm. Pour pouvoir parler de solide, il faudrait que chaque nucléon soit localisé dans une distance d'environ $\Delta x \sim 1 \text{ fm}$ (compte tenu que la distance moyenne entre deux nucléons est de 2 fm) et que son énergie cinétique soit largement inférieure à son énergie potentielle. Selon le principe d'incertitude, l'énergie cinétique du nucléon serait de l'ordre de

$$\frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{\Delta x^2} \sim 21 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

ce qui est supérieur à l'énergie potentielle entre deux nucléons à une distance de 2 fm. En conclusion, même à température nulle, la matière nucléaire ne peut être imaginée autrement que par un gaz ou éventuellement un liquide, du fait des effets quantiques. Nous retrouvons cette particularité dans le cas de l'hélium-3⁵ qui, à faible pression et pour des températures proches du zéro absolu est liquide. *De facto*, la masse des atomes d'hélium-3 ainsi que leurs interactions dans le milieu sont suffisamment faibles pour que les effets liés au principe d'incertitude dominent et que l'hélium-3 ne puisse jamais se comporter comme un solide. Il s'agit d'un liquide quantique comme les noyaux.

2.1.2 Modèle du gaz de Fermi

Dans le modèle du gaz de Fermi de la matière nucléaire à température nulle, les nucléons vont occuper tous les états disponibles jusqu'à l'impulsion de Fermi qui est donnée par :

$$p_F = \left(\frac{3\pi^2\rho}{2} \right)^{1/3}. \quad (2.3)$$

Pour une densité de saturation de la matière nucléaire de $\rho_0 = 0.150 \text{ fm}^{-3}$, on obtiendra $p_{F=1.30} = 1.30 \text{ fm}^{-1} = 257 \text{ MeV}/c$. L'énergie cinétique moyenne par nucléon $\epsilon = \langle T \rangle / A$ est :

$$\epsilon = \frac{\langle T \rangle}{A} = \frac{3}{5} \cdot \frac{p_F^2}{2M} = \frac{3}{5} \epsilon_F = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{2M} \left(\frac{3\pi^2\rho}{2} \right)^{2/3} \quad (2.4)$$

⁵L'atome d'hélium-3 est un fermion de même que le nucléon.

où A est le nombre atomique et M est la masse du nucléon. En prenant comme densité de saturation $\rho_0 = 0.150 \text{ fm}^{-3}$, nous pouvons écrire :

$$\epsilon = 21.0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} [\text{MeV}]. \quad (2.5)$$

La pression de ce gaz de Fermi peut être calculée à partir de sa définition thermodynamique :

$$P = \frac{\partial E}{\partial V_S} = \rho^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \quad (2.6)$$

où E est l'énergie interne, V le volume et S l'entropie. On obtient l'équation d'état du gaz de Fermi, $E = 3/2PV$ (qui est aussi valable à température non nulle) :

$$P = \frac{2}{5} \epsilon_F \rho = \frac{2}{3} \epsilon \rho. \quad (2.7)$$

Nous pouvons réécrire l'expression de la pression comme :

$$P = 2.11 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} [\text{MeV}/\text{fm}^3]. \quad (2.8)$$

Cette pression positive peut être interprétée comme une force de répulsion effective qui a comme origine unique le principe d'exclusion de Pauli⁶.

La compressibilité isotherme est définie comme :

$$K_T = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P}, \quad (2.9)$$

ce qui nous donne la variation relative du volume par unité de variation de pression, donc si K_T est grand, la matière est molle et si K_T est petit la matière est dure. Traditionnellement, l'incompressibilité de la matière nucléaire infinie K_∞ est définie comme étant :

$$K_\infty = p_F^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial p_F^2} = 9\rho^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho^2}. \quad (2.10)$$

Compte tenu que $K_\infty \propto 1/K_T$, le nom d'incompressibilité est totalement justifié, ce qui signifie que si K_∞ est grand, la matière sera dure. Pour un gaz de Fermi nous obtenons que :

$$K_\infty = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{m} p_F^2 = 2\epsilon = 42.0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} [\text{MeV}]. \quad (2.11)$$

2.1.3 Interaction type Skyrme entre les nucléons

Le modèle du gaz de Fermi n'est pas suffisant pour décrire les caractéristiques de la matière nucléaire à température nulle car il ne présente pas une pression nulle à la densité de saturation. Il faut donc tenir compte d'une interaction résiduelle *faible* et attractive

⁶Nous rappelons que grâce à cette force les étoiles à neutrons ne s'effondrent pas.

entre les nucléons dans la matière nucléaire. Comme nous l'avons dit précédemment, obtenir l'expression de cette interaction à partir de l'interaction nucléon-nucléon dans le vide est un travail complexe est de longue haleine. Nous pouvons, au contraire, paramétrer l'énergie potentielle moyenne des nucléons dans la matière de façon à reproduire les caractéristiques mesurées de la matière nucléaire à température nulle que sont l'énergie de liaison, une pression nulle pour la densité de saturation et l'incompressibilité nucléaire. L'expression la plus simple consiste à supposer deux termes : un terme attractif pour les faibles densités (grandes distances) et un terme répulsif pour les grandes densités (petites distances)⁷ [Bertsch 88] :

$$\frac{\langle V \rangle}{A} = \frac{C_1}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{C_2}{1 + \sigma} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma. \quad (2.12)$$

Les valeurs des paramètres C_1 , C_2 et σ sont obtenues à partir des valeurs mesurées pour la densité de saturation, correspondant à une énergie de liaison de 8 MeV par nucléon, une pression nulle et une incompressibilité de l'ordre de 210 MeV [Youngblood 99]. Nous obtenons que :

$$\begin{aligned} C_1 &= -183.1 \text{ MeV}; \\ C_2 &= 140.0 \text{ MeV}; \\ \sigma &= 1.24 \quad . \end{aligned} \quad (2.13)$$

De cette façon nous pouvons maintenant calculer l'évolution de l'énergie de liaison et de la pression de la matière nucléaire en fonction de sa densité à température nulle (voir Fig. 2.2) :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \left\{ 21.0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} - 91.6 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + 62.5 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1.24} \right\} [\text{MeV}]; \\ P &= \left\{ 2.11 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} - 13.7 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + 11.6 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2.24} \right\} [\text{MeV}/\text{fm}^3]; \\ K_\infty &= \left\{ 42. \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + 170. \right\} [\text{MeV}]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Sur la figure 2.2, l'évolution de l'énergie de liaison et de la pression en fonction de la densité pour $T = 0$ MeV est présentée pour des paramètres de Skyrme décrits dans l'expression 2.13. Comme prévu, nous observons que la densité de saturation (quand $P = 0$ MeV/fm³) est bien $\rho = \rho_0$ et que l'énergie de liaison de la matière nucléaire de $\epsilon = -8$ MeV. Il est intéressant de signaler qu'il y a un domaine de densité pour lequel la matière nucléaire devient instable car $dP/d\rho < 0$ entre $0.1 < \rho/\rho_0 < 0.6$. Dans ce domaine de densité, la compressibilité devient négative et une augmentation de densité implique une diminution de la pression.

⁷Il faut noter que l'expression 2.12 de l'énergie potentielle nécessite l'existence de corrélations fortes à trois corps car si nous supposons simplement une interaction à deux corps, on obtient une expression proportionnelle à la densité [Preston 75].

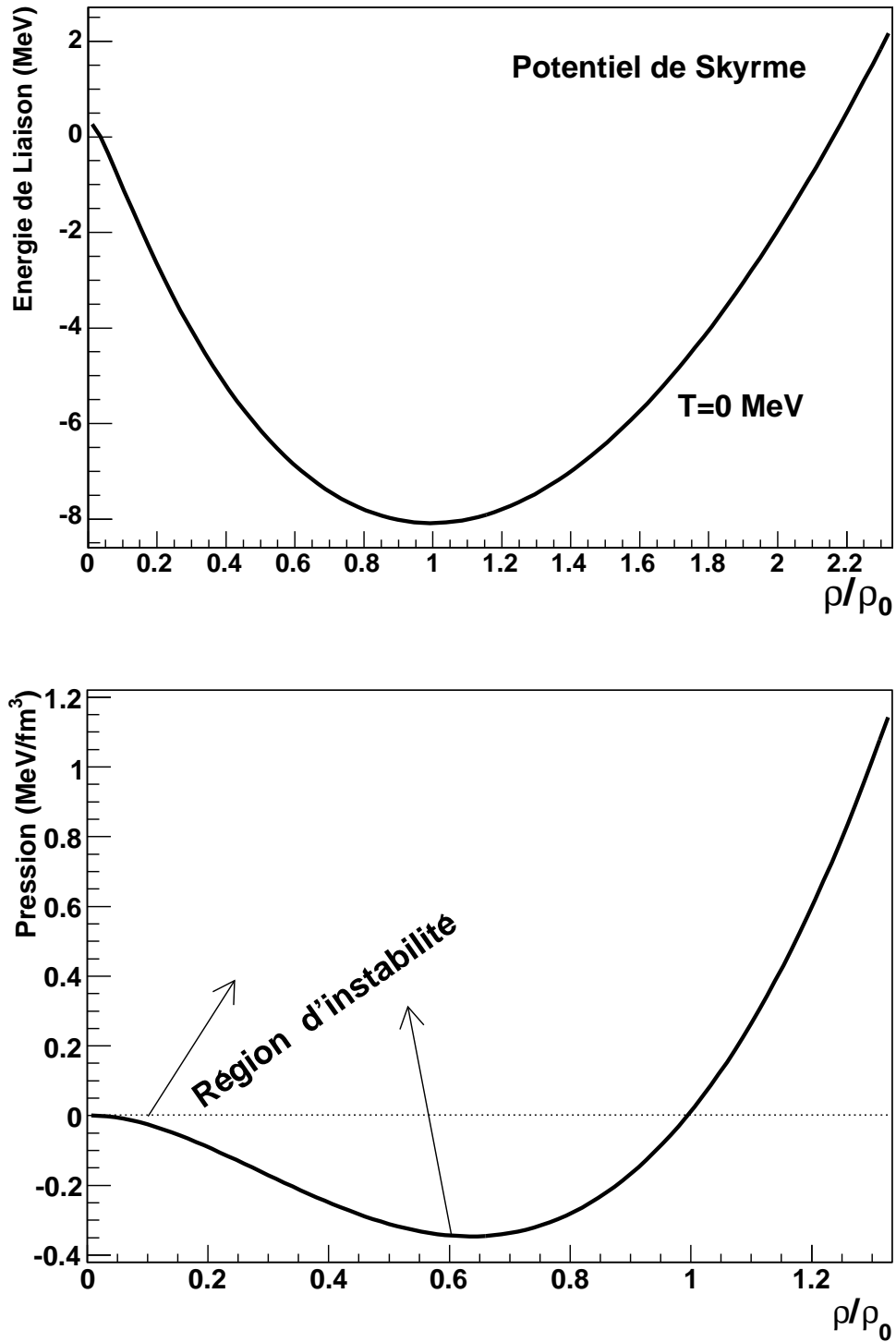


FIG. 2.2 – Évolution de l'énergie de liaison et de la pression de la matière nucléaire à température nulle en fonction de sa densité selon le modèle du gaz de Fermi avec interaction de Skyrme.

ϵ_{01}^T	0.693	ϵ_{02}^T	0.037 MeV ⁻¹
ϵ_{11}^T	-5.420 fm ³	ϵ_{12}^T	0.082 MeV ⁻¹ fm ³
ϵ_{21}^T	11.447 fm ⁶	ϵ_{22}^T	-0.312 MeV ⁻¹ fm ⁶

TAB. 2.1 – Valeurs des paramètres de l'équation 2.17 selon la référence [Lopez 00] pour décrire les propriétés d'un gaz parfait de Fermi dans un domaine de température de 0 à 20 MeV et de densité de 0 à 0.250 nucléons/fm³.

2.1.4 La matière nucléaire à température non nulle

Nous avons modélisé la matière nucléaire à température nulle comme un gaz parfait de Fermi avec une interaction effective nucléon-nucléon. Nous avons pu décrire de façon relativement satisfaisante les propriétés de cette matière : densité de saturation, énergie de liaison, incompressibilité nucléaire. Comme nous l'avons déjà signalé, le succès d'un tel modèle est surprenant compte tenu des propriétés de l'interaction forte et en particulier de l'interaction nucléon-nucléon. Maintenant, nous allons étudier les propriétés de cette matière pour des températures de l'ordre du MeV ($T \leq 20$ MeV) en supposant que l'interaction est suffisamment faible pour considérer que la matière nucléaire a les mêmes propriétés qu'un gaz parfait de Fermi. Dans ces conditions, la distribution en énergie des nucléons est donnée par la distribution de Fermi [Landau 67] :

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp[(\epsilon - \mu)/T]} \quad (2.15)$$

où μ est le potentiel chimique et T la température. Dans la limite $T \ll \epsilon_F$ (où ϵ_F est l'énergie de Fermi, voir équation 2.3), nous obtenons que $\mu \sim \epsilon_F$ et les expressions trouvées dans la section précédente deviennent tout à fait valides. Pour les domaines de température et de densité auxquels nous nous intéressons à présent, cette approximation n'est pas toujours respectée pour des faibles densités car si $\rho \rightarrow 0$, alors $\epsilon_F \rightarrow 0$. Afin de pouvoir étudier l'équation d'état de la matière hadronique dans ce domaine de température et de densité, nous allons modéliser les propriétés d'un gaz de Fermi à température finie suivant [Lopez 00] :

$$\epsilon_T(\rho, T) = \epsilon(\rho, T) - \epsilon(\rho, 0) = \sum_{i=0}^2 \epsilon_{Ti}(T) \rho^i \quad (2.16)$$

où $\epsilon(\rho, 0)$ est déterminé par l'équation 2.4 et $\epsilon_{Ti}(T)$ est paramétré comme :

$$\epsilon_{Ti}(T) = \sum_{j=1}^2 \epsilon_{ij}^T T^j. \quad (2.17)$$

Les paramètres ϵ_{ij}^T sont donnés dans la table 2.1 à partir de la référence [Lopez 00].

L'évolution de la pression en fonction de la température et de la densité à partir de la paramétrisation du gaz de Fermi est représentée sur la figure 2.3.

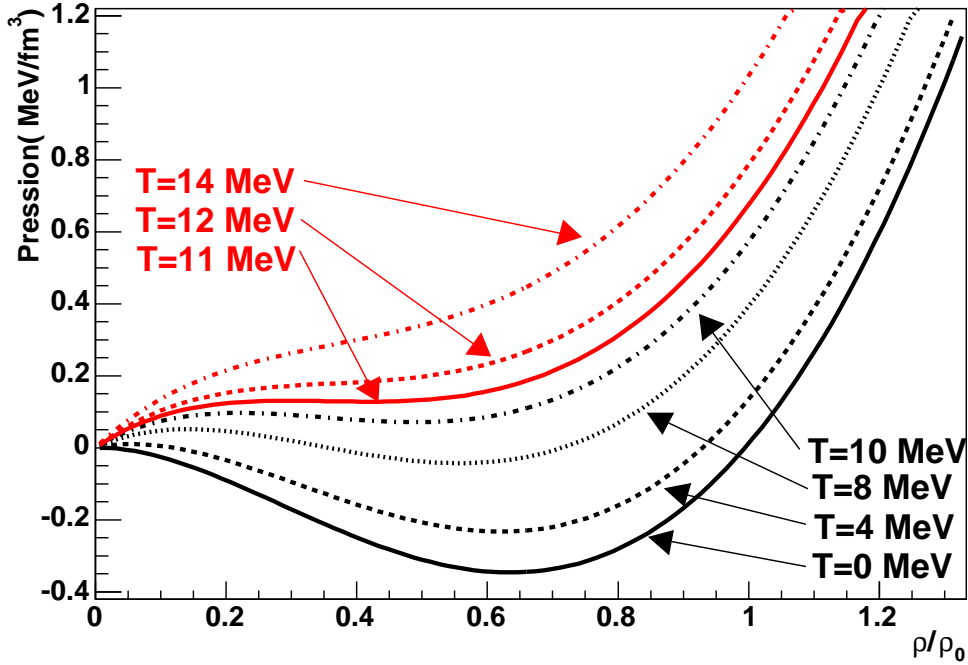


FIG. 2.3 – Évolution de la pression de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité selon le modèle du gaz de Fermi avec interaction de Skyrme.

La zone d'instabilité et la transition de phase liquide-gaz

De la même façon que pour la température nulle, nous observons que pour les basses températures ($T \leq 10$ MeV) nous pouvons toujours définir une zone d'instabilité où $\partial P/\partial \rho$ devient négatif. Cette zone d'instabilité isothermique est donc définie par la condition de contour suivante :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_T = 0. \quad (2.18)$$

Dans cette zone, la matière n'est pas stable car une fluctuation de densité la briserait en entités de haute densité (que l'on peut voir comme des gouttes de liquide) et en morceaux de basse densité (comme du gaz). De façon similaire une zone d'instabilité adiabatique peut être définie comme le contour où

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S = 0. \quad (2.19)$$

La zone d'instabilité ne peut pas correspondre à une situation physique réelle. Ce paradoxe peut être levé en considérant une transition du type liquide-gaz et en supposant l'existence de deux phases bien distinctes, une liquide (à haute densité) et une autre gazeuse (à basse densité) qui coexistent avec une surface frontière compte tenu de la différence de densités (donc une transition de premier ordre). Cette zone de coexistence n'existe que pour les températures inférieures à la température critique T_c qui, dans notre

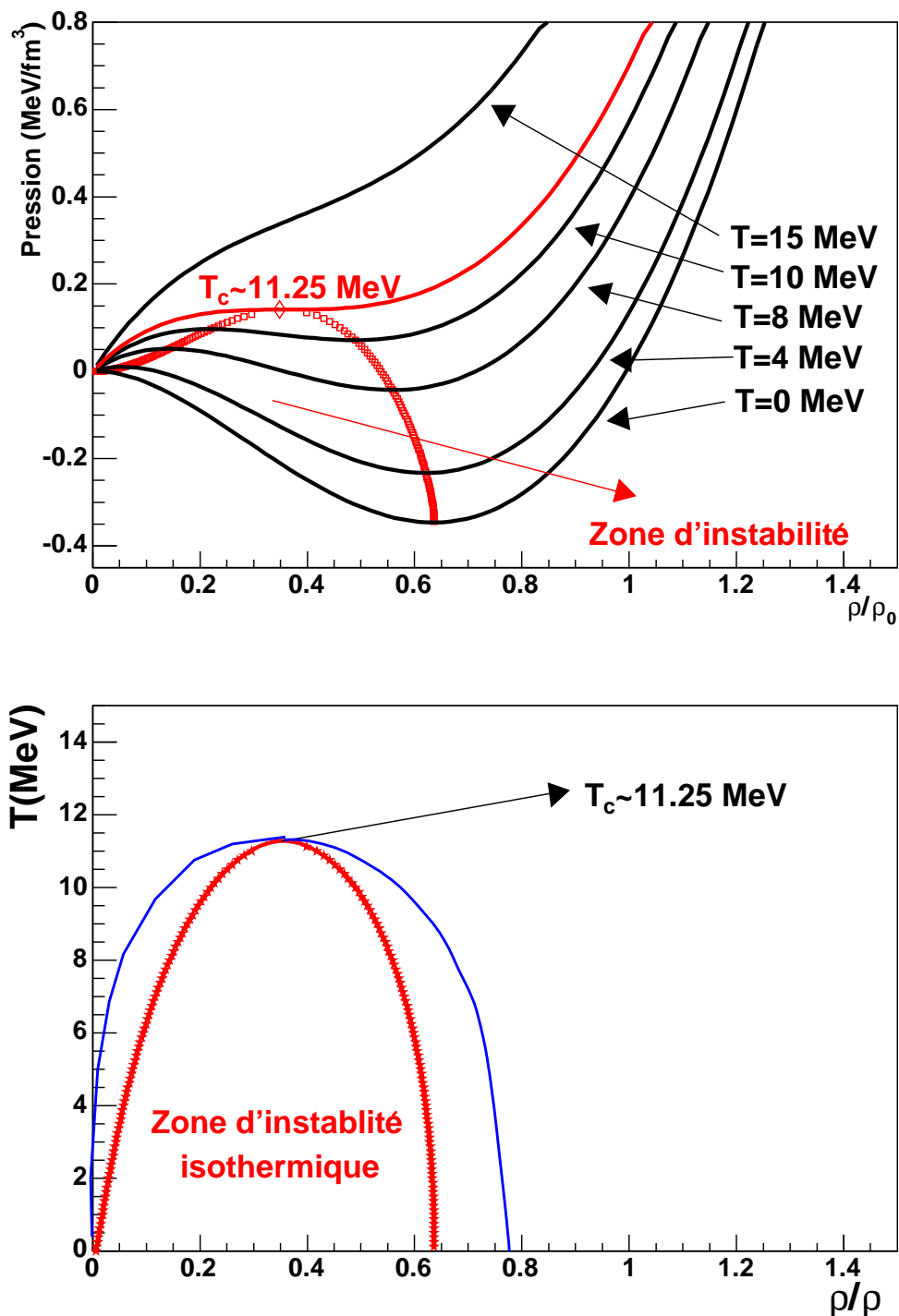


FIG. 2.4 – Zone d'instabilité selon notre modèle simplifié de la matière nucléaire reposant sur un gaz de Fermi avec une interaction du type Skyrme définie par le contour ou $\partial P/\partial \rho = 0$. La température critique pour notre application numérique est 11.25 MeV. La zone d'instabilité est représentée dans les plans pression-densité et température-densité.

exemple numérique, vaut 11.25 MeV pour une densité de 0.053 nucléon/fm³. Au delà de la température critique, le liquide et le gaz ne sont plus discernables et la transition n'a plus lieu. Il faut signaler que la zone de coexistence est *de facto* plus grande que la zone d'instabilité (voir la ligne continue en bleu de la Fig. 2.4). La détermination du contour de la zone de coexistence est plus complexe que celle de la zone d'instabilité. Nous devrions utiliser la technique de *la construction de Maxwell* [Greiner 95, Lopez 00].

2.2 La transition vers le plasma de quarks et de gluons

2.2.1 Température limite de la matière

Curieusement, la prédiction d'un comportement critique de la matière hadronique à haute température a eu lieu avant la formulation de la QCD et la découverte des quarks et des gluons [Hagedorn 65, Hagedorn 84]. Hagedorn s'est intéressé aux propriétés de la matière hadronique et il a prédit de façon phénoménologique l'existence d'un phénomène critique à très haute température [Hagedorn 65], qui a été interprété comme l'existence d'une température maximale, T_H , que la matière ne pourrait jamais dépasser. Afin d'étudier les propriétés de la matière hadronique, il nous faut tenir compte de toute la *zoologie* des particules hadroniques qui ont été découvertes depuis le début des années 60. Aujourd'hui on compte plus de 2000 états hadroniques (voir Fig. 2.5). Compte tenu du grand nombre de hadrons, Hagedorn a eu l'idée de modéliser le nombre d'états hadroniques disponibles en fonction de la masse en utilisant une fonction continue : $\rho(m)$. Il a observé qu'une dépendance exponentielle décrivait assez bien les données existantes :

$$\rho(m) = \frac{A}{m^2 + [500\text{MeV}^2]} \exp(m/T_H) \quad (2.20)$$

où T_H est la température de Hagedorn. A partir des données expérimentales existantes sur les résonances hadroniques, on obtient que le paramètre T_H est proche de la masse du pion, en particulier de l'ordre 180 MeV si l'ensemble de mésons et baryons est considéré [Broniowski 04]. Il s'avère qu'une telle dépendance du nombre d'états disponibles $\rho(m)$ est à l'origine d'infinis dans les formules de la physique statistique quand la matière atteint une telle température, $T = T_H$. En conséquence, T_H a été interprétée comme une température limite que la matière ne pourrait pas dépasser. Aujourd'hui nous savons que les hadrons ont une structure et leur taille est de l'ordre de 1 fm. Au fur et à mesure que l'on se rapproche de la température T_H , la densité de hadrons augmente et des valeurs de la densité supérieures à 1 fm⁻³ sont atteintes. Dans ces conditions, les hadrons vont se recouvrir de façon considérable et l'hypothèse de départ qui suppose les hadrons comme étant des particules élémentaires de la matière hadronique (de taille petite par rapport à leur libre parcours moyen) devient fausse. A ces densités, la structure interne de hadrons devrait fournir les nouveaux degrés de liberté du système ainsi que le nombre d'états disponibles.

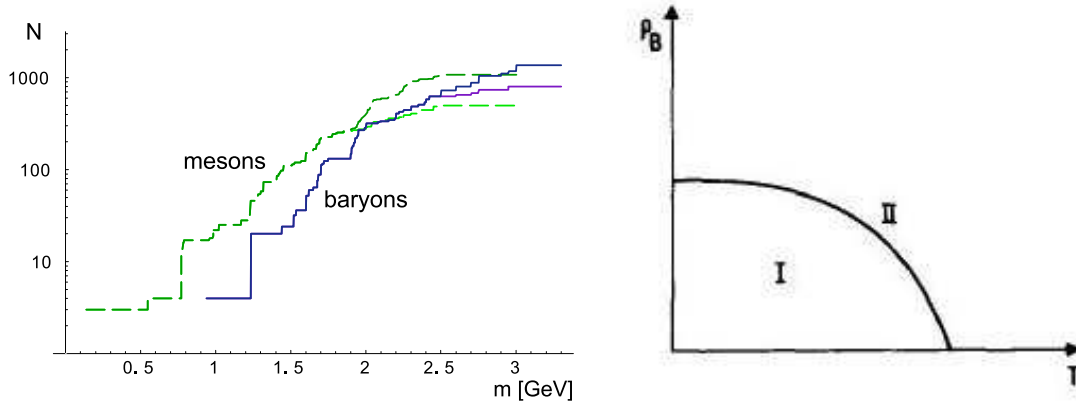


FIG. 2.5 – Gauche : spectre de hadrons en fonction de la masse [Broniowski 04]. Droite : premier diagramme de phase de la matière hadronique [Cabibbo 75]. ρ_B est la densité baryonique, T la température, (I) est la phase confinée et (II) est la phase deconfinée.

2.2.2 Le plasma de quarks et de gluons

Après la découverte de la liberté asymptotique de la QCD [Politzer 73, Gross 73], l'existence d'un plasma de quarks et de gluons à haute température a été prédite [Collins 75, Cabibbo 75] et un premier diagramme de phase de la matière hadronique a été établi (voir Fig. 2.5). A très haute énergie et température, les quarks et les gluons vont interagir faiblement et vont se comporter comme un gaz parfait ultra-relativiste. Les degrés de liberté du gaz sont définis par le nombre de saveurs, d'états de spin et de couleurs, ainsi que le nombre de gluons. Le mot *plasma* étant utilisé pour l'état de la matière où les constituants élémentaires sont électriquement chargés (plasma électronique), il a été utilisé pour nommer ce nouvel état de la matière afin d'indiquer explicitement que les constituants élémentaires ont une charge de couleur non nulle⁸. Nous pouvons nous demander si la *transition* vers le plasma de quarks et de gluons (QGP) a lieu de façon continue ou bien de façon brusque *via* une véritable transition de phase. *De facto* la production d'un plasma électronique a lieu de façon continue entre 10000 et 50000 K [Stocker 99] et aucune transition de phase n'est observée. Les propriétés du lagrangien de la QCD nous fournissent la clé pour prédire que le passage du gaz de hadrons au QGP devrait avoir lieu *via* une transition de phase. A la différence du plasma électronique, la formation du QGP est accompagnée de la restauration d'une symétrie de la QCD, la symétrie chirale. La physique statistique nous dit que la restauration ou la violation d'une symétrie est une condition suffisante pour qu'une transition de phase existe.

⁸Strictement parlant le gaz de hadrons est aussi un plasma dans le sens où ses constituants sont électriquement chargés.

2.2.3 Brisure spontanée de la symétrie Chirale

Pour trois saveurs f (u, d, s) de masses nulles et après certaines simplifications, le lagrangien de QCD s'écrit [Schaefer 05] :

$$\mathcal{L} = \sum_f^{N_f} \bar{\psi}_f (i\not{D} - m_f) \psi_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a, \quad (2.21)$$

où le tenseur de couplage est défini comme :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.22)$$

et la dérivée covariante des champs des quarks est :

$$i\not{D}\psi = \gamma^\mu \left(i\partial_\mu + gA_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} \right) \psi. \quad (2.23)$$

Dans ces conditions, le lagrangien précédent présente une symétrie de saveurs car l'interaction forte entre les quarks ne dépendra pas de la saveur du quark. Une conséquence est la symétrie sous la transformation d'isospin observée dans les hadrons. Il faut noter que cette symétrie est vérifiée quand les masses de quarks u, d et s sont identiques.

Une autre symétrie du lagrangien est la symétrie chirale⁹ qui est strictement vérifiée quand les masses des quarks sont nulles. Les champs de quarks peuvent être décomposés en quarks d'hélicité gauche et d'hélicité droite [Halzen 84] :

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi. \quad (2.24)$$

En absence de masse, il n'y aura pas de couplage entre les quarks gauches et les quarks droits. En conséquence le lagrangien de la QCD sera invariant sous toute transformation de saveur d'une hélicité donnée. Cette symétrie est représentée comme la symétrie $SU(3)_L \times SU(3)_R$ de la QCD. Une des conséquences est que l'interaction entre les quarks gauches et les quarks droits est nulle : le condensat $\langle q\bar{q} \rangle = 0$. Cependant cela s'avère être faux à basse énergie car en étudiant les propriétés des pions, nous observons que $\langle q\bar{q} \rangle \neq 0$. En conséquence la symétrie chirale ou symétrie $SU(3)_L \times SU(3)_R$ est brisée spontanément à basse énergie. Le mot *spontané* nous rappelle que la symétrie est respectée par le lagrangien mais pas par les états de basse énergie¹⁰. La brisure de la symétrie chirale peut être démontrée à partir des premiers principes de la QCD [Knecht 98] et elle permet à la QCD de prédire l'existence des bosons de Goldstone : les pions, les kaons et les mésons eta, ainsi que d'expliquer leur faible section efficace d'interaction.

La brisure spontanée de la symétrie chirale à basse énergie est une condition suffisante pour prédire une transition de phase liée à la restauration de cette symétrie. Nous pouvons établir une analogie avec la transition ferromagnétique. *De facto*, l'existence de

⁹Du mot 'main' en grec.

¹⁰Cela n'est possible que dans une théorie quantique des champs comme la QCD. Cela ne serait pas possible dans la mécanique quantique classique. La différence vient du fait que dans une théorie quantique des champs, le vide joue un rôle important et c'est ce vide qui peut ne pas respecter la symétrie du lagrangien et la briser de façon spontanée.

Transition	Chirale de la QCD	Ferromagnétique
Brisure spontanée	$SU(3)_L \times SU(3)_R$	Isotropie O(4)
Paramètre d'ordre	Condensat $\langle q\bar{q} \rangle$	Magnétisation \vec{M}
Ondes	Bosons de Goldstone π, K, \dots	Ondes de spin
Brisure explicite	Masses des quarks $m_q \neq 0$	Champ magnétique externe

TAB. 2.2 – Analogie entre la transition chirale et la transition ferromagnétique à partir de la référence [Schaefer 05].

cette transition est également justifiée pour la brisure spontanée d'une symétrie à basse température. A haute température, le système est invariant sous les transformations de rotation car il n'y a aucune direction privilégiée de l'espace. Cependant, à basse température, l'agitation thermique n'est pas assez importante pour empêcher que les moments magnétiques des constituants élémentaires interagissent, entraînant une magnétisation globale du système et une brisure de l'invariance sous les transformations de rotation. Le paramètre d'ordre de cette transition est la magnétisation du système \vec{M} . De la même manière le paramètre d'ordre de la transition chirale est le condensat de quarks : $\langle q\bar{q} \rangle$. L'apparition de la magnétisation à basse température permet l'existence d'ondes de spin qui peuvent se propager dans la matière ferromagnétique. Dans le cas de la transition chirale, ces ondes de spin sont représentées par les bosons de Goldstone (pions, kaons et eta). Finalement l'invariance sous les transformations de rotation d'un système ferromagnétique est brisée explicitement *via* un champ magnétique externe, de la même façon que les masses des quarks brisent explicitement la symétrie chirale. Cette analogie présente cependant une limitation au niveau microscopique. Dans le cas de la symétrie chirale, elle est toujours brisée spontanément à basse énergie donnant naissance aux bosons de Goldstone. Cependant les constituants élémentaires d'un matériau ferromagnétique brisent de façon explicite la symétrie de rotation puisque leur moment magnétique microscopique est non nul. En conséquence, faire référence à une restauration de cette symétrie à haute énergie n'a pas de sens.

Nous avons vu comment la brisure spontanée de la symétrie chirale nous permet de prédire l'existence d'une transition de phase de la matière hadronique. Nous pouvons nous demander si cette transition de phase peut aussi être associée à un processus de déconfinement des quarks et des gluons qui mène à la formation d'un plasma. Nous pourrions imaginer deux transitions distinctes, une associée à la restauration chirale et une autre associée au déconfinement. Ces transitions pourraient avoir lieu à des températures différentes. Les calculs sur réseau présentés dans la section suivante nous permettent de répondre à cette question.

Nous avons supposé un lagrangien des quarks u, d , et s qui auraient des masses nulles. Cela est une approximation car elles sont petites mais elles ne sont pas strictement nulles : $m_u=1-5$ MeV, $m_d=3-9$ MeV et $m_s=75-170$ MeV [Group 00]. La symétrie chirale devient alors une symétrie qui est *de facto* brisée explicitement par la QCD. A partir de quelles valeurs des masses la transition de phase chirale disparaîtrait-elle, et deviendrait-elle une transition de type *cross-over* ? Encore une fois, les calculs sur réseau nous permettent de répondre à cette question.

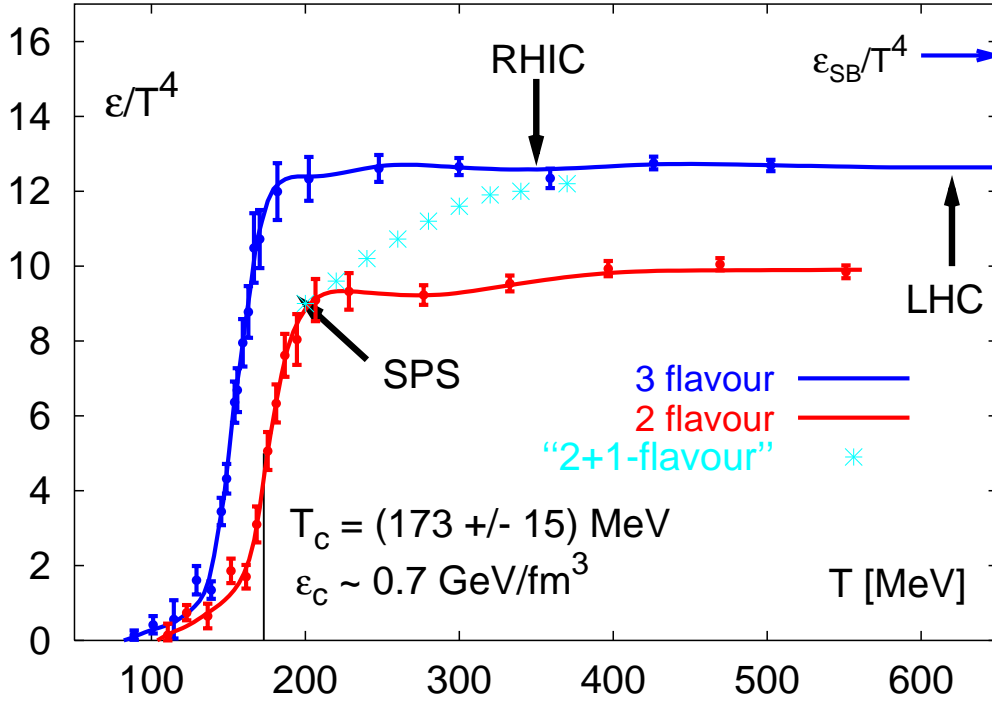


FIG. 2.6 – Dépendance de la densité d'énergie en fonction de la température de la matière hadronique à potentiel baryonique nul d'après des calculs sur réseau. Des calculs avec deux et trois saveurs de masses légères, ainsi qu'avec deux saveurs de masses légères et une saveur de masse plus lourde sont présentés.

Il est intéressant de noter que dans la limite des masses très lourdes $m_q \rightarrow \infty$, une nouvelle symétrie apparaît dans le lagrangien de la QCD. Le paramètre d'ordre de cette symétrie s'appelle la ligne de Polyakov $\langle P \rangle$ qui peut être directement associée au déconfinement si $\langle P \rangle \neq 0$. Il s'agit cette fois-ci d'une symétrie qui serait brisée à haute température [Schaefer 05].

2.2.4 Les résultats des calculs sur réseau de la QCD

Grâce aux calculs sur réseau de la QCD, cette théorie peut être testée dans le domaine non-perturbatif. Les progrès cumulés pendant la dernière décennie concernant les algorithmes de calcul et les performances des calculateurs, nous permettent aujourd'hui de réaliser des calculs non perturbatifs avec une très bonne fiabilité.

Dans le domaine de la QCD à température finie, les calculs sur réseau nous permettent d'étudier la matière hadronique à haute température pour comprendre l'univers lors de ses premiers instants, ou bien établir les propriétés des coeurs des étoiles à neutrons. Ces calculs ont montré l'existence d'une transition de phase pour un potentiel baryonique nul, $\mu_B = 0$, comme il avait été prédit qualitativement par la brisure spontanée de la symétrie chirale. Cette transition aurait lieu à une température de $T = 173 \pm 15$ MeV et une densité d'énergie $\epsilon = 0.7 \pm 0.3$ GeV/fm³ [Karsch 02a] (voir Fig. 2.6). Nous observons également

3-flavour phase diagram

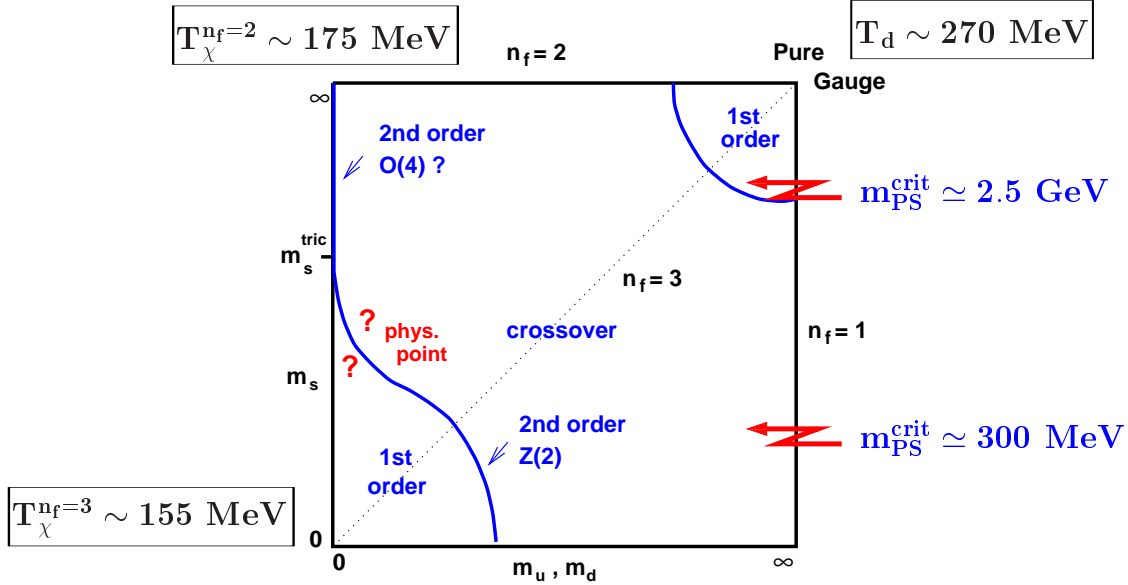


FIG. 2.7 – Calculs sur réseau du diagramme de phases de la matière hadronique pour 3 saveurs de quarks en supposant des masses des quarks u et d identiques et un quark s de masse m_s [Karsch 02b, Karsch 02a].

qu'au delà de la température de transition, la densité d'énergie ϵ est proportionnelle à T^4 de la même façon que dans un gaz parfait ultra-relativiste. Cependant le coefficient de proportionnalité est environ 20% inférieur à celui du gaz parfait (ϵ_{SB}/T^4). Bien que des calculs purement perturbatifs ne peuvent pas décrire correctement l'évolution de cette constante de proportionnalité, d'autres calculs sont capables de décrire cette évolution pour $T \geq 2T_c$ [Blaizot 99]. Les calculs sur réseau montrent également que si nous considérons deux saveurs légères et une saveur massive (le quark étrange), la transition de phase semble devenir une transition plutôt continue appelée *cross-over*. Le diagramme de phases en fonction des masses de quarks est calculé par la QCD sur réseau (voir Fig. 2.7). Ce calcul est réalisé en supposant les masses de quarks u et d identiques. Nous observons que dans le domaine de masse des quarks très légers et/ou très lourds, la transition de phase prédite est de premier ordre. En particulier, pour les valeurs réelles de masse de quarks, il semblerait que la transition est de type *cross-over* [Karsch 02b, Karsch 02a]. Finalement il est intéressant de signaler que l'étude par QCD sur réseau des paramètres d'ordre associés à la transition chirale et à la transition de déconfinement (voir Fig. 2.8) montrent que les deux transitions présentent la même température critique. Il s'agirait donc de la même transition de phase.

Depuis quelques années, des calculs sur réseau avec un potentiel baryonique non nul sont possibles. La présence d'un excès de baryons enrichit le diagramme de phases. Ces calculs montrent que pour un potentiel baryonique de l'ordre de $0.75M_N$ la transition devient de deuxième ordre (existence d'un point critique) et pour des valeurs supérieures, elle est de premier ordre [Fodor 03]. Le point critique se trouverait à $(T, \mu_B) = (160 \pm 4, 725 \pm 30)$ MeV. En tenant compte de ces résultats [Fodor 03], et des calculs

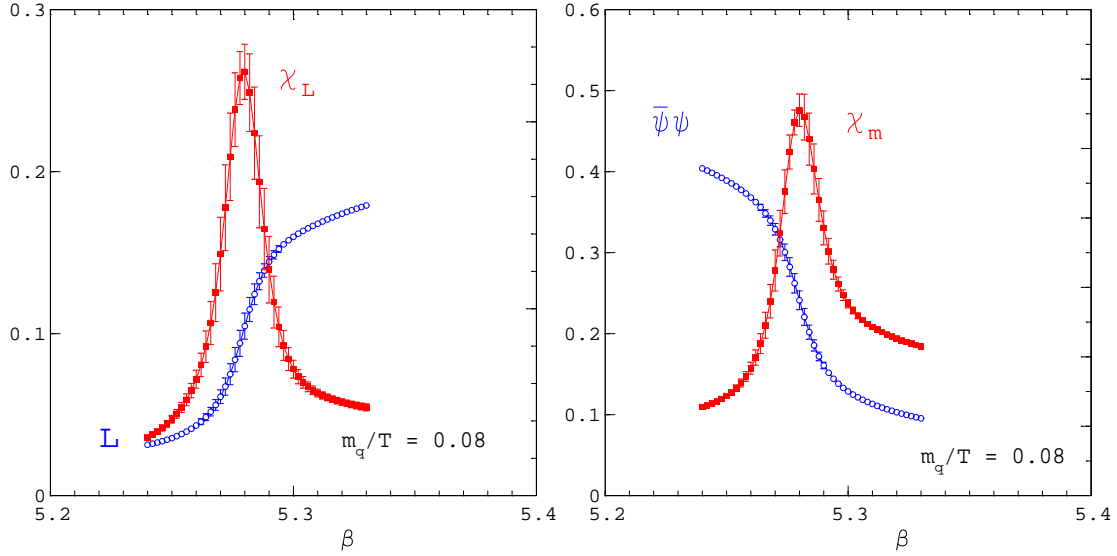


FIG. 2.8 – Comportement critique de la transition de déconfinement (gauche) et de restauration de la symétrie chirale (droite) dans des calculs QCD sur réseau. Pour le déconfinement, le paramètre d'ordre étudié est la susceptibilité de Polyakov χ_L , et pour la restauration de la symétrie chirale, le paramètre d'ordre étudié est la susceptibilité chirale χ_m [Karsch 02a]. Les deux transitions ont lieu à la même température critique et seraient donc intriquées.

théoriques prédisant la formation d'une matière hadronique supra-conductrice de couleur, le diagramme de phases de la matière nucléaire pourrait être schématisé selon la figure 2.9.

2.2.5 Quelques propriétés du QGP dans la limite ultra-relativiste

A très haute température ($T \gg \mu_B$) le QGP sera constitué par la quasi-totalité des particules élémentaires : leptons (électrons et muons), bosons (photons et gluons), et quarks (u, d et s¹¹) avec leur anti-particule correspondante. Nous pouvons considérer ce système en première approximation comme étant un gaz parfait ultra-relativiste et, en conséquence, cette matière aura des propriétés analogues aux propriétés d'un gaz de photons (le corps noir) et aura donc une équation d'état donnée par $\epsilon = 3p$, où ϵ est la densité d'énergie et p la pression. La densité d'énergie dépendra uniquement de la température selon la loi de Stephan-Boltzmann pour les bosons [Landau 67, Greiner 95] :

$$\epsilon_b = 3p = g \frac{\pi^2}{(\hbar c)^3} \frac{(k_B T)^4}{30} \quad (2.25)$$

où g est la dégénérescence due aux degrés de spin, de saveur, de charge, et de couleur de la particule considérée. En conséquence ϵ/T^4 ou p/T^4 seront constants pour une telle

¹¹Nous allons supposer que la contribution des quarks lourds (c et b) est marginale, même si cette hypothèse n'est pas vérifiée pour des températures de l'ordre de la masse de ces quarks, 1.5 GeV et 4.2 GeV respectivement. Notre gaz parfait ultra-relativiste deviendrait alors un gaz parfait pour les quarks lourds avec des termes correctifs dus aux masses.

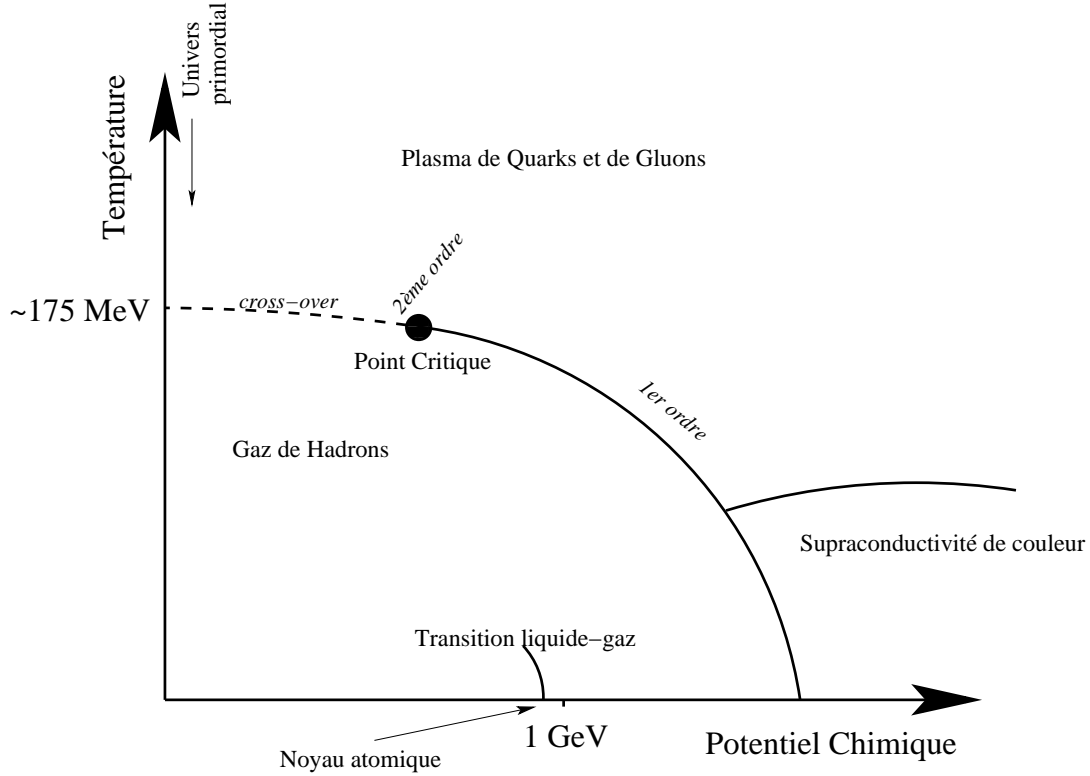


FIG. 2.9 – Schéma du diagramme de phase de la matière hadronique.

matière. Pour un gaz ultra-relativiste de photons (corps noir), nous obtenons la constante de Stephan-Boltzmann en considérant que $g = 2$ (polarisations possibles du photon) :

$$\sigma = \frac{\pi^2 k_B^4}{60 \hbar^3 c^2} = 6.6710^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4. \quad (2.26)$$

En unités naturelles (température exprimée en MeV), l'équation d'un gaz de photons devient :

$$\epsilon_\gamma = A \times T^4 [\text{MeV}^4] \quad (2.27)$$

avec $A = 0.65$. La loi de Stephan-Boltzmann pour les fermions est très proche de celle pour les bosons :

$$\epsilon_f = 3p = g \frac{7\pi^2}{(\hbar c)^3} \frac{(k_B T)^4}{120}. \quad (2.28)$$

La densité d'énergie totale de la matière dans ce domaine de température sera donc : $\epsilon = \epsilon_\gamma + \epsilon_l + \epsilon_g + \epsilon_q$; avec $g = 4$ pour les leptons (2 pour le spin et 2 saveurs considérées), $g = 16$ pour les gluons (2 hélicités et 8 couleurs) et $g = 18$ pour les quarks (2 pour le spin, 3 couleurs et 3 saveurs) :

$$\epsilon = (A_\gamma + A_l + A_g + A_q) \times T^4 [\text{MeV}^4] \quad (2.29)$$

avec $A_\gamma=0.65$, $A_l = 2.30$, $A_g=5.26$ et $A_q=10.36$.

Pour un plasma de petite taille et/ou de temps de vie court, nous pouvons supposer que les particules interagissant seulement par l'interaction électro-faible (donc photons et

leptons) n'auront pas le temps ni le volume nécessaire pour participer à l'état d'équilibre du système. Dans ces conditions, il faudra seulement considérer les quarks et les gluons. On obtient que $\epsilon = 15.62 \times T^4$ [MeV⁴] (pour 3 saveurs de quarks de masse nulle et 8 gluons, voir valeur ϵ_{SB}/T^4 dans la figure 2.6).

2.2.6 Sondes du QGP

Rayonnement thermique du QGP

Supposons la situation idéale suivante : un plasma dans un état stationnaire, qui se trouve confiné dans un grand volume V et qui se trouve à une température uniforme T . Dans la surface de confinement, il y a un orifice qui permet le passage de particules électromagnétiques comme les photons (et leptons). Ces particules pourront s'échapper du QGP : c'est le rayonnement thermique. Ce rayonnement thermique pourrait nous permettre d'étudier et sonder le QGP et constitue en particulier une observable privilégiée pour mesurer sa température.

Comme nous l'avons estimé, la pression partielle de ces photons à la surface du plasma sera donnée par $p = \epsilon/3 = 0.22T^4$. La distribution d'énergie des photons sera donnée par la loi de Planck et la pression partielle différentielle par unité d'énergie des photons dp/dE_γ en unités naturelles sera :

$$\frac{dp(E_\gamma, T)}{dE_\gamma} = 0.034 \frac{E_\gamma^3}{\exp(E_\gamma/T) - 1} [\text{MeV}^3] \quad (2.30)$$

où E_γ est l'énergie du photon en [MeV]. Compte-tenu que les photons sont des particules relativistes et l'impulsion en unités naturelles est égale à l'énergie, à partir de l'expression précédente nous obtenons le nombre de photons par unité de surface, d'énergie et de temps qui sont émis par le QGP :

$$\frac{dN_\gamma(E_\gamma, T)}{dE_\gamma} = 2.72 \cdot 10^5 \frac{E_\gamma^2}{\exp(E_\gamma/T) - 1} [\gamma s / \text{MeV} / \text{fm}^2 / (\text{fm}/c)]. \quad (2.31)$$

En supposant un QGP avec un rayon de l'ordre de 7 fm et une durée de vie de 10 fm/c, le spectre du rayonnement thermique est représenté sur la figure 2.10 pour 3 températures, 200 MeV, 500 MeV et 700 MeV. Le nombre total de photons avec une énergie supérieure à 1 GeV sera 52, 4600 et 16000 respectivement.

L'exemple numérique que nous venons de réaliser est complètement irréaliste car un QGP de seulement 7 fm de rayon serait complètement transparent aux photons. Dans ces conditions, le rayonnement thermique par un QGP en équilibre n'est pas en équilibre avec le milieu qui l'a produit. Les photons (et les paires de leptons) seront produits et s'échapperont du plasma. En fait, le rayonnement thermique d'un QGP de petite taille est beaucoup plus complexe à calculer [Gelis 03, Arleo 03]. Au premier ordre, nous pouvons estimer que le nombre total de photons sera réduit par le facteur $\alpha_{QED}/\alpha_{QCD}$. Ce rapport dans la région du GeV est de l'ordre de 0.02. L'estimation du rayonnement thermique fondée sur le modèle du corps noir serait justifiée seulement pour des QGP d'un rayon supérieur à 0.1 Å.

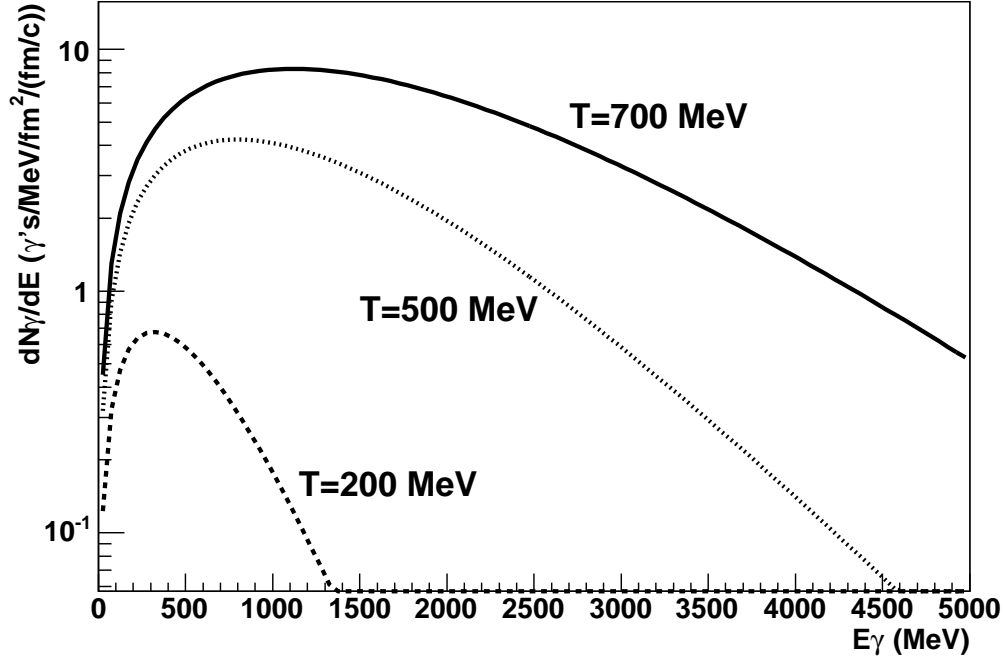


FIG. 2.10 – Production de photons thermiques par un QGP de 7 fm de rayon pendant 10 fm/c selon l'hypothèse du rayonnement du corps noir.

Ecrantage du potentiel entre quarks lourds dans le plasma de quarks et de gluons

Comme nous l'avons vu précédemment, la transition vers le QGP ne concerne que les quarks légers car, *primo*, la production des quarks lourds reste négligeable à ces températures. *Secundo* les quarks lourds ne sont pas concernés par la restauration de la symétrie chirale compte tenu que leur masse brise de façon explicite la symétrie chirale. Autrement dit, les états liés de quarks lourds (les quarkonia) ne sont pas dissous par la formation du QGP et *de facto* peuvent *a priori* exister dans le QGP. Cette propriété des quarkonia devient très intéressante car ils devraient nous permettre de sonder le QGP. Nous allons voir de façon qualitative comment les quarkonia vont se comporter dans le QGP.

Dans le vide, le spectre de quarkonia¹² peut être décrit *via* des modèles non-relativistes [Perkins 00] en supposant un potentiel d'interaction du type :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (2.32)$$

où σ représente la tension de la corde $Q\bar{Q}$ et α le terme Coulombien [Matsui 86a]. Par la suite, nous supposons que le potentiel est purement Coulombien, donc $\sigma = 0$. Si nous

¹²État lié entre deux quarks lourds : $c\bar{c}$ pour la famille η_c , J/ψ , $\psi(2S)$, χ_c ... et les états $b\bar{b}$ pour la famille Υ 's et χ_b . L'état lié $t\bar{t}$ n'a pas été observé expérimentalement et il se pourrait qu'il ne le soit jamais, compte tenu du temps de vie si court du quark top. Finalement il faut signaler que les états liés $c\bar{b}$ ($\bar{c}b$) se comporteront de façon similaire aux quarkonia.

introduisons un quarkonia dans le QGP, le potentiel d'interaction entre nos quarks lourds sera modifié par la présence de charges de couleur libres : il s'agit de l'écrantage. Ce phénomène est bien connu dans le plasma électromagnétique. Le potentiel Coulombien doit être remplacé par un potentiel qui tient compte de cet écrantage :

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} \times e^{(-r/\lambda_D)} \quad (2.33)$$

où λ_D est la longueur de Debye. On suppose maintenant que la distance moyenne entre les quarks lourds au sein des quarkonia 1S (J/ψ et $\Upsilon(1S)$) peut être estimée à partir du rayon de Bohr :

$$r_B = \frac{1}{\alpha m_Q}. \quad (2.34)$$

Pour le J/ψ , nous prenons $m_c=1250$ GeV et $\alpha(m_c) = 0.36$ [Group 00] et donc $r_B = 0.44$ fm. Pour le $\Upsilon(1S)$, $m_b=4200$ GeV et $\alpha(m_b) = 0.22$ [Group 00], donc $r_B = 0.22$ fm.

Normalement si $r_B \ll \lambda_D$, à l'échelle du quarkonia le potentiel $V(r)$ devient purement Coulombien et l'état lié n'est pas affecté. Cependant si $r_B \geq \lambda_D$, les propriétés du quarkonium seront modifiées, voire son existence pourrait être mise en cause. Pour les plasmas électroniques la longueur de Debye dépend de la température du plasma et de la densité de charges [Stocker 99] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T}{8\pi\alpha\rho}} \quad (2.35)$$

où ρ représente la densité de charges. En supposant que l'expression précédente est valable pour le QGP¹³ et en sachant que pour un gaz parfait ultra-relativiste $\rho \propto T^3$, nous obtenons :

$$\lambda_D \sim \frac{1}{\sqrt{8\pi\alpha T}}. \quad (2.36)$$

Nous trouvons que la température du QGP à partir de laquelle les états fondamentaux de quarkonia seraient dissociés est :

$$T_d \sim \frac{1}{\sqrt{8\pi\alpha(T)r_B}}. \quad (2.37)$$

En supposant que $\alpha(T) \sim 0.2$ [Matsui 86a] nous obtenons que $T_d \sim 200$ MeV pour le J/ψ et $T_d \sim 400$ MeV pour le $\Upsilon(1S)$. Les calculs précédents sont très qualitatifs et permettent seulement de visualiser le rôle de certains paramètres comme la masse des quarks lourds, l'intensité de l'interaction, etc. Des calculs sur réseau récents montrent que le J/ψ serait dissocié pour des températures supérieures à 260 MeV [Karsch 04].

¹³Il ne s'agit que d'une supposition qui est justifiée parce que les estimations qui en découlent sont raisonnables.

Chapitre 3

Étude expérimentale de la matière hadronique

*Caminante, son tus huellas el camino, y nada más
caminante no hay camino, se hace camino al andar.*

Antonio Machado (Poète espagnol 1875 -1939).

Extrait de la présentation de H. Satz à Quark Matter 2002 à Nantes [Satz 03] : *Marcheur, les empreintes de tes pas sont le sentier, marcheur, le sentier n'existe pas, le sentier se construit quand tu marches.*

L'étude de la matière hadronique en laboratoire est un des défis expérimentaux de la physique nucléaire depuis les années 80. Aujourd'hui, une méthode expérimentale pour mener à bien cette étude en laboratoire, est de faire collisionner des ions lourds accélérés aux énergies de quelques dizaines de MeV à quelques centaines de GeV par nucléon¹. Les laboratoires GANIL (Caen, France), GSI (Darmstadt, Allemagne), CERN (Genève, Suisse), BNL (New York, USA), MSU (Lansing, USA) et KVI (Groningen, Hollande), représentent quelques exemples où ce type de collisions est étudié. En fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse du système, nous allons pouvoir explorer les différentes régions du diagramme de phase de la matière hadronique.

Le système ion-ion est un système hors équilibre avant la collision. Lors de la collision, l'interaction forte entre les constituants (noyaux, nucléons ou partons) devrait permettre de dissiper une partie de l'énergie initiale disponible dans les degrés de liberté internes du système, en créant de la matière hadronique chaude qui évoluerait selon une succession d'états thermodynamiques éphémères. La description de ce processus de création de matière hadronique excitée est au moins aussi complexe que son évolution dans le diagramme de phases. Cela représente aujourd'hui une *limitation* et également une *richesse*,

¹Quatre domaines d'énergie sont distingués : les basses énergies pour les collisions sur cible fixe à moins de 10 MeV/nucléon, les énergies intermédiaires pour les énergies entre 10 et 100 MeV/nucléon, les énergies relativistes pour les énergies supérieures à ~ 100 MeV/nucléon et les énergies ultra-relativistes pour les énergies supérieures à ~ 10 GeV/nucléon.

de cette méthode expérimentale. *De facto*, les sondes expérimentales étudiées, qui sont censées nous apporter des résultats quantitatifs sur le diagramme de phase de la matière hadronique, doivent de surcroît nous démontrer que le système a atteint un équilibre, nous renseigner sur l'évolution thermodynamique du système et mettre en évidence la présence des transitions de phases.

L'étude de la matière hadronique est donc une physique complexe et afin d'atteindre ses objectifs scientifiques, cette recherche doit se développer en parallèle sur plusieurs axes :

- **Dynamique de la collision.** Il s'agit d'étudier la dynamique de formation de la matière hadronique chaude pour différentes combinaisons de faisceaux, en fonction de l'énergie, du paramètre d'impact, etc. Toutes les dynamiques possibles doivent être étudiées expérimentalement ;
- **Les sondes expérimentales.** Il faudra étudier la totalité des sondes expérimentales disponibles, et cela, pour chaque dynamique de collision. En général, le but principal dans toute expérience d'ions lourds sera la détection, l'identification et la mesure des variables cinématiques de toutes les particules émises lors de la collision. Cela n'a pas toujours été possible à cause de la complexité de ces expériences. Cependant, après 20 ans de recherches, le besoin de détecteurs qui présentent une grande acceptation géométrique et une grande capacité d'identification et de mesure des variables cinématiques s'est avéré incontestable. *De facto*, nous en avons besoin pour pouvoir effectuer une interprétation correcte des données expérimentales ;
- **Les sondes expérimentales dans la matière froide.** Il s'agit d'étudier le mécanisme de production des sondes expérimentales quand la matière hadronique excitée n'est pas produite ; La façon la plus directe d'étudier l'interaction des sondes expérimentales avec la matière nucléaire froide et via les collisions proton-proton et proton-noyau.
- **Interprétation globale.** Il faudra développer un cadre théorique ou phénoménologique capable d'expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux : toutes les sondes confondues, en fonction de toutes les dynamiques possibles et en tenant compte des mécanismes de production sous-jacents dans la matière froide ;
- **Modélisation de la dynamique de la collision.** Les théoriciens doivent modéliser correctement la collision pour mieux comprendre le processus d'équilibration et déterminer les caractéristiques thermodynamiques initiales du système. En particulier, il est important de maîtriser les effets liés à la petite taille du système, comparés à un système thermodynamique qui aurait un nombre infini de constituants.

Dans la suite, nous allons nous focaliser sur l'étude de deux zones du diagramme de phase de la matière hadronique : la transition liquide-gaz et la transition vers le QGP.

3.1 Etude expérimentale de la transition liquide-gaz

La transition liquide-gaz de la matière hadronique est étudiée expérimentalement depuis environ deux décennies [Pochodzalla 97, Lopez 00, Borderie 02, Trautmann 05]. Ces études expérimentales sont possibles grâce à l'accélération d'ions lourds jusqu'aux énergies intermédiaires et relativistes.

3.1.1 Dynamiques de collision

Pour étudier la transition liquide-gaz, il faut pouvoir exciter la matière à des énergies d'excitation entre 2-15 MeV/nucléon. Pour atteindre cet objectif, nous avons la possibilité expérimentale de combiner différents types de faisceaux et de domaines d'énergies.

Les collisions centrales noyau-noyau

Dans ce type de collisions, nous pouvons supposer le schéma suivant (voir Fig. 3.1). Après une phase de pré-équilibre de quelques dizaines de fm/c, le système va quasi-fusionner et former de la matière nucléaire chaude. En supposant que toute l'énergie initiale est dissipée dans les degrés internes du système, des énergies de faisceau entre 10 et 100 MeV/nucléon seront nécessaires. Pour une collision symétrique sur cible fixe, l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision nucléon-nucléon est $\sim E_f/2$, où E_f est l'énergie du faisceau par nucléon. De façon simplifiée, nous pouvons alors supposer que l'énergie d'excitation atteinte pour les collisions centrales sera de l'ordre de :

$$\epsilon \sim \frac{A \times E_f/2}{2 \times A} = \frac{E_f}{4}. \quad (3.1)$$

Les propriétés de la transition liquide-gaz pourraient être étudiées en fonction de l'isospin de la matière hadronique en faisant varier le nombre relatif de protons et de neutrons du projectile et de la cible [Trautmann 05, Ducoin 05]. Cela est particulièrement intéressant aujourd'hui car des faisceaux de haute intensité avec des noyaux exotiques sont disponibles dans certains accélérateurs. Il faut noter que l'hypothèse de quasi-fusion n'est pas complètement vérifiée expérimentalement. *De facto*, la dynamique de la collision à ces énergies est assez complexe en raison de la compétition entre une dynamique gouvernée par le champ moyen des noyaux et une dynamique gouvernée par les collisions individuelles nucléon-nucléon [Bertsch 88]. En fonction de la taille du système ou de l'énergie du faisceau, le mécanisme des collisions centrales peut devenir quasi-binaire².

Les collisions semi-périphériques aux énergies relativistes

Il s'agit des collisions semi-périphériques aux énergies laboratoires entre 300 et 1000 MeV/nucléon. Dans ces collisions semi-périphériques, de la matière hadronique à des températures de 2-10 MeV est créée dans la zone spectatrice (voir Fig. 3.2). Pendant la phase de pré-équilibre, les particules issues des collisions primaires entre les nucléons de la zone de collision entre les deux noyaux, vont chauffer les zones spectatrices : la quasi-cible et le quasi-projectile. En fonction du paramètre d'impact, les zones spectatrices seront plus ou moins excitées. La taille de la zone spectatrice varie également en fonction du paramètre d'impact (donc en fonction de son énergie d'excitation).

Si nous supposons que la totalité de l'énergie disponible dans la zone de collision est utilisée pour chauffer les zones spectatrices, nous pouvons calculer l'énergie d'excitation³

²Deux noyaux chauds dans l'état final.

³Cette hypothèse est très simpliste. Elle nous permet de calculer l'énergie maximale d'excitation qui pourrait être atteinte dans la zone spectatrice. Dans la réalité, une partie considérable de l'énergie initiale sera perdue par émission de particules lors de la phase de pré-équilibre.

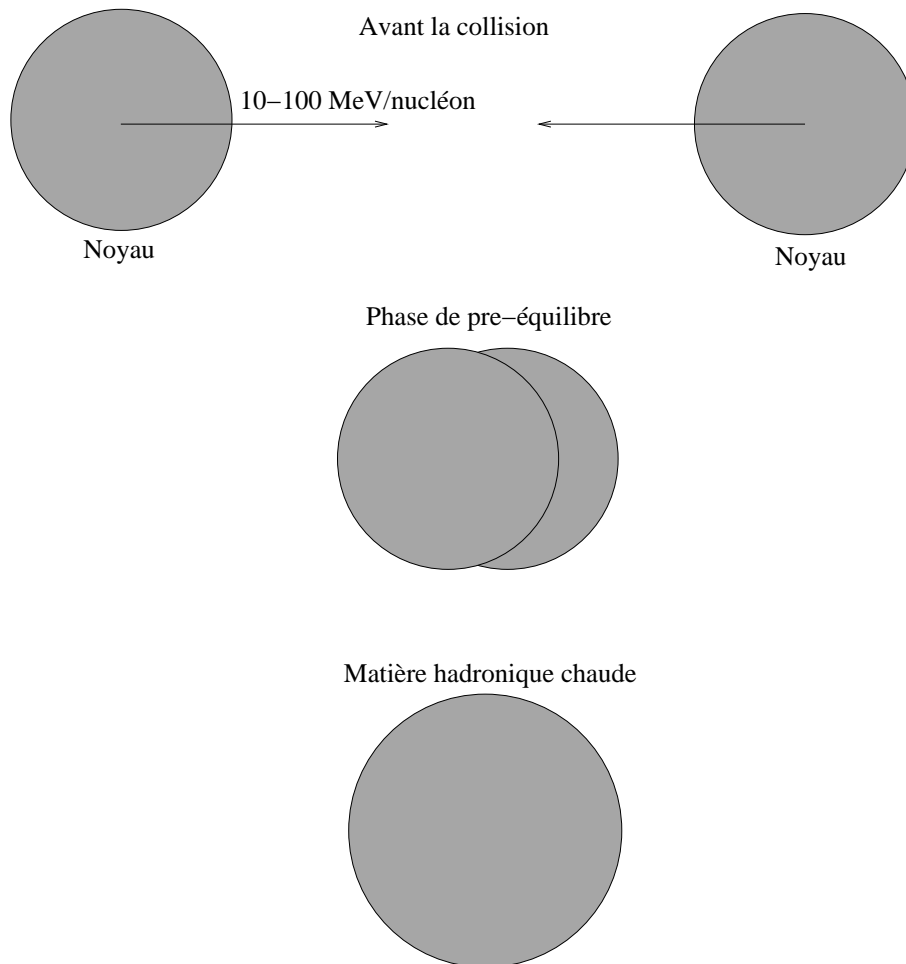


FIG. 3.1 – Mécanisme simplifié de formation de la matière hadronique chaude et dense dans les collisions centrales aux énergies intermédiaires (10-100 MeV/nucléon). Après une phase d'équilibration, le système quasi-fusionne en formant de la matière nucléaire chaude qui subit une expansion dynamique (puisque le système est comprimé lors de la phase d'équilibration) et thermique due au réchauffement après dissipation de l'énergie initiale. A noter que la quasi-fusion n'a pas toujours lieu; selon la combinaison des faisceaux et de l'énergie disponible dans le centre de masse le processus quasi-binaire peut devenir dominant.

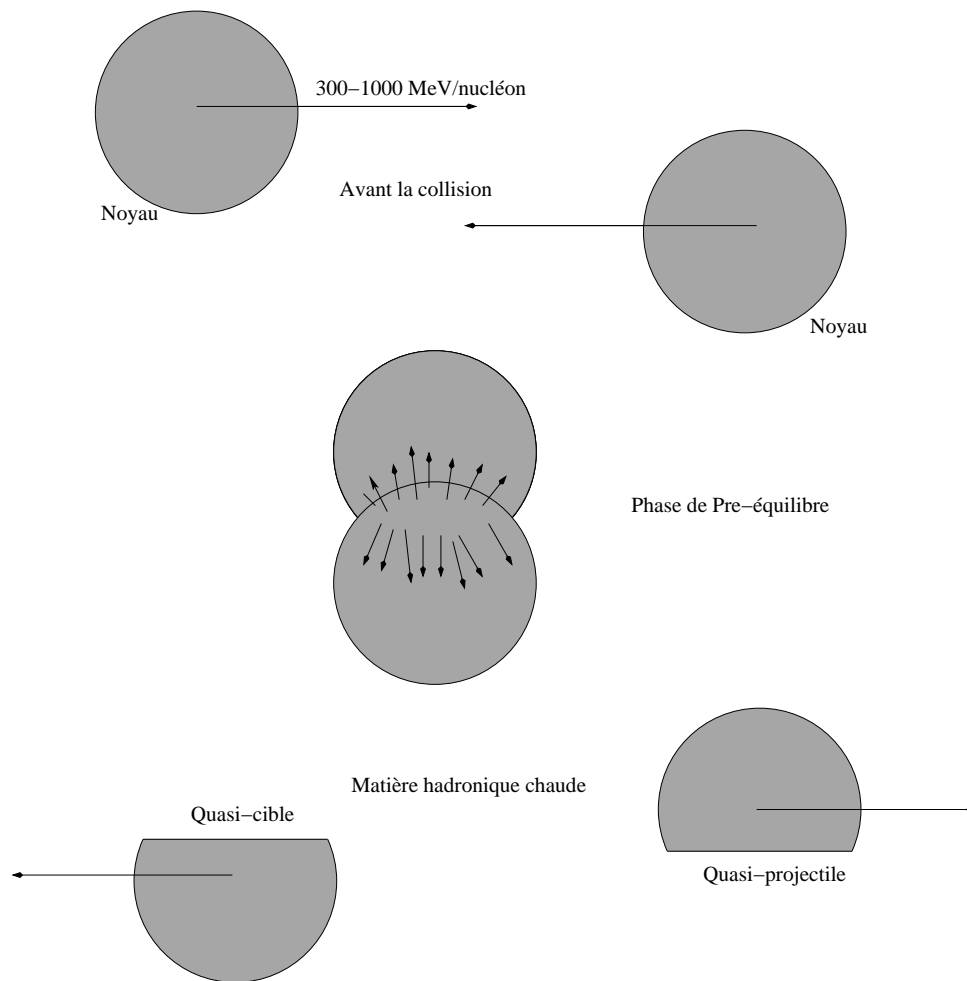


FIG. 3.2 – Mécanisme simplifié de formation de la matière hadronique chaude dans les collisions semi-périphériques aux énergies relativistes $300-1000 \text{ MeV/nucleon}$. Dans la zone de collision entre le noyau projectile et le noyau cible aura lieu un grand nombre de collisions nucléon-nucléon, générant un flux important d'énergie transverse. Via des collisions secondaires, ce flux d'énergie transverse va chauffer les zones spectatrices de la réaction : le quasi-projectile et la quasi-cible.

en fonction du paramètre d'impact b :

$$\epsilon(b) = \frac{E_{dis}(b)}{N_{spec}(b)} \quad (3.2)$$

où E_{dis} est l'énergie disponible dans la zone de recouvrement et N_{spec} est la taille de la zone spectatrice :

$$N_{spec}(b) = 2A - N_{part}(b) \quad (3.3)$$

où N_{part} est le nombre de participants dans la zone de collision qui peut être calculé de façon géométrique selon [Nifenecker 85] :

$$N_{part}(b) = A \times \left(2 - \frac{3b}{2R} + \frac{b^3}{8R^3} \right) \quad (3.4)$$

où R est le rayon du noyau⁴. L'énergie disponible dans la zone de recouvrement est calculée comme :

$$E_{dis} = \sqrt{2m^2 + 2(E_f + m)m} \times \frac{N_{part}}{2} \quad (3.5)$$

où m est la masse du nucléon et E_f l'énergie cinétique du faisceau par nucléon. Pour une collision Au+Au à 500 MeV/nucléon avec un paramètre d'impact $b = 1.5 \times R$ ($b \sim 10$ fm), nous créerions deux zones spectatrices d'une taille de 180 nucléons chacune et avec une énergie d'excitation de 11 MeV/nucléon. Pour $b = R$, les deux zones spectatrices se rapprochent de la taille du noyau de xénon ($A \sim 135$) et l'énergie d'excitation devient supérieure à plus de 50 MeV/nucléon. Ces calculs sont évidemment très simplistes et l'énergie d'excitation des zones spectatrices doit être mesurée lors de l'expérience. En particulier pour les collisions Au+Au à 600 MeV/nucléon, les énergies d'excitation du quasi-projectile sont comprises entre 3 et 15 MeV/nucléon [Pochodzalla 95].

Les collisions d'ions légers, de protons, de pions et d'antiprotons sur un noyau lourd

Une dernière méthode expérimentale de créer de la matière nucléaire chaude consiste à collisionner des ions légers, des protons, des antiprotons ou des pions, avec une énergie de l'ordre de quelques gigaélectronvolts sur des noyaux lourds. En particulier, les collisions d'antiprotons sur noyaux lourds représentent une méthode assez efficace car lors de l'annihilation nucléon-antinuécléon, un grand nombre de pions sont produits et émis vers l'avant, en dissipant une grande partie de leur énergie dans le noyau lourd. Ce type de collisions a l'intérêt que le noyau chaud ne subit pas d'expansion dynamique car il n'y a pas de compression dans la phase initiale. Pour une collision antiproton sur un noyau d'or à 1 GeV, si toute l'énergie initiale est dissipée dans le noyau d'or, l'énergie d'excitation serait de 15 MeV/nucléon. Cependant, une partie de l'énergie sera toujours perdue lors de la phase de pré-équilibre. Les expériences montrent que dans les collisions antiproton sur or, des énergies d'excitation de l'ordre de 5 MeV/nucléon sont atteintes [Lott 99, Jahnke 99].

⁴Le rayon peut être paramétré en fonction du nombre atomique A , $R = 1.124 \times A^{1/3}$ fm.

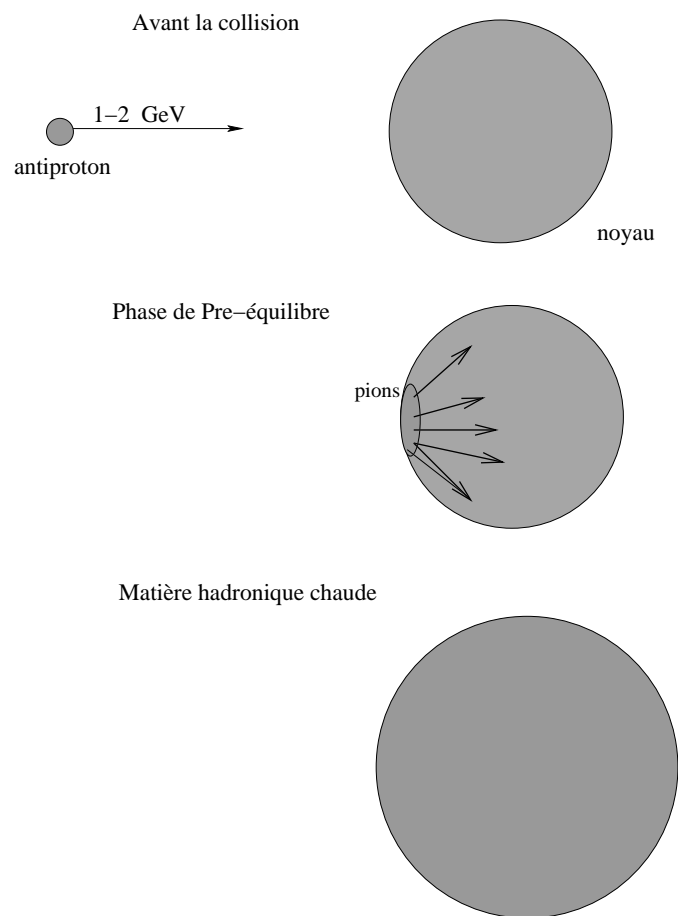


FIG. 3.3 – Dans les collisions antiproton sur noyau nous pouvons exciter le noyau cible via le processus d’annihilation qui a lieu à la surface du noyau. Lors de cette annihilation, des pions sont produits vers l’avant et ils vont dissiper une grande partie de leur énergie dans le noyau de la cible.

3.1.2 Accélération d'ions lourds

L'accélération d'ions lourds aux énergies intermédiaires a été possible dans des installations de taille moyenne grâce au développement de sources ECR⁵. Ce type de source d'ions permet de générer avec une grande efficacité des états multi-chargés d'ions, ce qui améliore *a posteriori* les performances d'accélération de ces ions. Tout d'abord un plasma électromagnétique est généré à l'intérieur de la source ECR : des électrons et des ions mono-chargés co-existent. La présence d'un champ magnétique fait orbiter les électrons dans la cavité de la source. Des micro-ondes de fréquence identique à la fréquence orbitale des électrons dans le champ magnétique sont appliquées et provoquent l'accélération de ces électrons (le rayon de l'orbite s'accroît en conséquence), c'est le principe de la résonance cyclotron électronique. Ces électrons énergétiques, lors des collisions avec les ions du plasma, vont arracher plusieurs électrons aux ions, en créant des états ioniques multi-charge, qui seront ensuite, injectés dans des accélérateurs. Dans ce type de sources, tous les ions peuvent être produits, jusqu'à l'uranium, bien qu'avec les gaz rares : Ar, Kr, Xe, les performances sont les meilleures.

Les sources ECR ont été largement utilisées dans le GANIL⁶. Pour un ion de xénon, par exemple, des états de multi-charge +19 sont créés et injectés dans un cyclotron compact (C0) qui accélère les ions de xénon jusqu'à des énergies de l'ordre de 0.5 MeV/nucléon. Ce faisceau est alors injecté dans un premier cyclotron à secteurs séparés (CSS1). Le CSS1 a deux cavités accélératrices de 200000 V avec une fréquence 10 MHz. Le champ magnétique dans chaque secteur est de 2 T et le rayon maximal du cyclotron est de 3 m. Le facteur K du cyclotron CSS1 est 380 MeV⁷. Dans le cyclotron CSS1, le Xe¹⁹⁺ est accéléré à 7.5 MeV/nucléon. A ces énergies, les ions peuvent perdre des électrons quand ils traversent une feuille mince de matière, c'est le *stripping*. Dans notre exemple, le Xe¹⁹⁺ devient principalement du Xe⁴⁶⁺ après la traversée d'une feuille mince de carbone. Le faisceau de Xe⁴⁶⁺ est, ensuite, injecté dans un deuxième cyclotron (CSS2), identique au précédent et qui permet l'accélération du Xe jusqu'à 50 MeV/nucléon. Les ions de xénon sont alors prêts pour générer de la matière hadronique chaude et dense.

D'autres grands complexes d'accélération comme le GSI⁸, utilisent également les sources ECR pour accélérer les ions. Des noyaux aussi lourds que l'uranium y sont accélérés. A la sortie de la source ECR, les ions lourds sont injectés dans un accélérateur linéaire (UNILAC) pour atteindre des énergies entre 2 et 13 MeV/nucléon et ensuite, sont injectés dans le synchrotron pour les ions lourds, SIS, qui permet leur accélération jusqu'aux énergies relativistes de 2 GeV/nucléon.

Dans le laboratoire KVI⁹ les ions lourds de la source ECR¹⁰ sont injectés dans un cyclotron compact supra-conducteur, AGOR avec $K = 600$ MeV. AGOR, avec seulement 2 m

⁵Electron Cyclotron Resonance. Ces sources ont commencé à être développées dans les années 70 par R. Geller à l'Institut de Sciences Nucléaire de Grenoble.

⁶Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen, France : <http://www.ganil.fr>.

⁷Le facteur K caractérise un cyclotron. Il permet de calculer l'énergie maximale des ions lors de l'extraction du faisceau du cyclotron : $E[\text{MeV}/\text{nucléon}] = K[\text{MeV}] \times (Q/A)^2$, où Q est la charge de l'ion et A le nombre atomique.

⁸Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, Allemagne : <http://www.gsi.de>.

⁹Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, Pays-Bas : <http://www.kvi.nl>.

¹⁰ECRIS3.

de rayon et des champs magnétiques allant jusqu'à 4 T, permet d'accélérer, par exemple, un faisceau d'argon jusqu'à 60 MeV/nucléon et du Plomb jusqu'à 27 MeV/nucléon. Le laboratoire KVI a optimisé le rapport entre l'énergie du faisceau d'ions lourds et la taille de l'installation grâce à la technologie supra-conductrice et aux sources ECR. En particulier, même si la technique d'accélération en deux phases avec stripping du GANIL, permet d'accélérer les ions légers comme l'argon à des énergies plus élevées (jusqu'à 95 MeV/nucléon), pour les ions les plus lourds, le KVI et le GANIL fournissent la même énergie maximale, 30 MeV/nucléon pour le Pb, en dépit de la plus petite taille du KVI.

Il faut noter que certains accélérateurs d'ions lourds comme le LNS de Catane¹¹ n'utilisent pas de sources ECR. Dans cette installation, les ions sont chargés négativement et puis injectés dans le Tandem EXCYT¹² pour accélération primaire et stripping. Finalement ils atteignent l'énergie nominale dans le cyclotron supra-conducteur du LNS ($K = 800$ MeV). Les atomes avec une bonne affinité électronique pourront être ainsi accélérés, comme l'oxygène, le nickel, le niobium ou l'or¹³. Dans le cas des ions d'or, l'énergie maximale est de 23 MeV/nucléon avec des intensités plus faibles que celles du KVI ou du GANIL. Pour les ions de nickel, l'énergie maximale est de 45 MeV/nucléon.

3.1.3 Les sondes de la transition liquide-gaz

Pour mettre en évidence et étudier la transition liquide-gaz en laboratoire, différentes analyses ont été proposées : la courbe calorique [Pochodzalla 95], la multifragmentation [INDRA 01], la bimodalité [Lopez 05], les photons thermiques [d'Enterria 01], etc. Toutes ces analyses nécessitent d'un système de détection de grande acceptance géométrique qui soit capable de détecter et d'identifier les particules émises par la matière hadronique chaude.

Les particules légères

Ce sont les particules les plus abondamment produites. Il s'agit du proton, du deuton, du triton, du He³ et de la particule alpha. Ces particules sont émises avec des énergies comprises entre le MeV et les quelques dizaines de MeV. En général, l'énergie cinétique de ces particules est mesurée par calorimétrie dans des scintillateurs (organiques ou inorganiques) segmentés. Une mince couche de scintillateur devant le scintillateur principal¹⁴ permet la mesure de la perte d'énergie ΔE de ces particules, et donc, de leur identification en charge et en masse. Ces dispositifs expérimentaux doivent être installés à l'intérieur de la chambre de réaction, afin de pouvoir détecter les particules légères dans les meilleures conditions possibles.

¹¹Laboratori Nazionale del Sud, Catania, Italy : <http://www.lns.infn.it>.

¹²Le Tandem est une installation de grande taille, plus de 4 fois la taille d'un cyclotron supra-conducteur compact et beaucoup plus grand qu'une source à ions ECR.

¹³Le plus lourd, même si l'accélération de l'uranium est en phase de recherche et développement.

¹⁴Détecteur phoswich.

Les particules de masse intermédiaire

Il s'agit des fragments avec une charge comprise entre $Z=3$ et $Z\sim 20-40$. Normalement une identification en Z est possible avec des télescopes de détecteurs à Silicium, *via* l'étude des corrélations ΔE *versus* E . D'autres méthodes reposant sur les détecteurs phoswich permettent aussi l'identification des fragments de masses intermédiaires jusqu'à des valeurs de Z plus modestes $Z\leq 10-15$. L'identification en masse de ces fragments ouvrirait la possibilité expérimentale d'étudier la transition liquide-gaz en fonction de l'isospin de la voie d'entrée¹⁵. L'énergie totale cinétique de ces fragments varie entre quelques MeV et la centaine de MeV, et en conséquence les détecteurs sont installés à l'intérieur de la chambre de réaction.

Le quasi-projectile

Il s'agit de la détection et de l'identification du fragment avec une charge proche de celle du projectile. Cela est possible grâce à des chambres à ionisations près de la zone d'interaction et toujours à l'intérieur de la chambre de réaction. Des spectromètres comme les spectromètres à perte d'énergie¹⁶ permettent de mesurer le quasi-projectile ayant une charge et une vitesse très proche de celle du projectile.

Les neutrons

Les neutrons sont de sondes assez sensibles au degré d'excitation des fragments et qui ne sont pas sensibles à l'interaction de Coulomb. Cependant leur détection est fort compliquée. La mesure de la multiplicité est possible grâce à des détecteurs segmentés de grand volume (scintillateurs organiques, scintillateurs liquides) situés à l'extérieur de la chambre de réaction, car les neutrons vont interagir faiblement dans la matière. La mesure de leur spectre d'énergie est plus compliquée et elle est effectuée *via* la mesure de leur temps de vol.

Les photons

Les photons sont créés lors des interactions fortes, soit par des processus collectifs (résonances géantes) ou *via* des processus de rayonnement de freinage entre nucléons. La détection des photons a lieu à l'extérieur de la chambre de réaction avec des calorimètres électromagnétiques segmentés. La détection de photons est cependant complexe à cause de la faible section efficace de production et du grand nombre de particules chargées produites. Pour cette raison les calorimètres doivent présenter également de très bonnes performances d'identification de photons. Des scintillateurs inorganiques comme le fluorure de baryum (BaF_2)¹⁷ sont spécialement adaptés pour la mesure de photons dans les collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires.

¹⁵ Aujourd'hui, les nouveaux projets d'expériences dans ce domaine de recherche ont comme objectif l'identification isotopique de fragments de masses intermédiaires.

¹⁶ Un exemple de ce spectromètre est le spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL (SPEG).

¹⁷ Le BaF_2 présente deux composantes de lumière scintillatrice avec une contribution relative qui dépend du mécanisme d'ionisation primaire. En outre, une des composantes est très rapide et permet d'atteindre une résolution en temps inférieure à la nanoseconde.



FIG. 3.4 – Photographie du détecteur 4π de particules chargées INDRA [INDRA 95].

3.1.4 Expériences pour étudier la transition de phase liquide-gaz

Un grand nombre de programmes expérimentaux pour étudier la transition liquide-gaz, ont eu lieu pendant les deux dernières décennies. Parmi tous ces programmes je voudrais citer dans ce rapport les plus ambitieux soit par la qualité de leur système de détection, soit pour leur programme scientifique et pour les analyses menées à bien.

Quelques expériences comme l'expérience INDRA [INDRA 95], ISiS [Kwiatkowski 95] et ALADIN [Pochodzalla 95] constituent des exemples de systèmes de détection très performants pour les particules chargées. En particulier, INDRA est un multi-détecteur de particules légères, particules de masse intermédiaire et de quasi-projectile (voir Fig. 3.4). INDRA couvre 90% de 4π avec des seuils de détection très bas. INDRA est segmenté en 336 modules formés par une chambre d'ionisation, un détecteur de silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et un scintillateur inorganique, l'iodure de césium, de 5 à 14 cm d'épaisseur. Le détecteur est placé dans le vide à l'intérieur de la chambre de réaction. Les petits angles par rapport à la direction du faisceau sont couverts par des détecteurs phoswich rapides avec des scintillateurs plastiques. INDRA peut faire une identification totale en charge jusqu'à $Z=50$, et une identification en masse jusqu'à $Z=3$. Le détecteur INDRA a mené à bien un programme expérimental très complet *via* l'analyse des collisions $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 25, 32, 39, 45, 50 AMeV effectuées à GANIL et à 65, 80, 100, 150 AMeV réalisées à GSI.

Le détecteur ORION [Périer 98] ou le détecteur BNB [Jahnke 03] (détecteur à neutrons de Berlin) constituent des exemples de détecteurs de neutrons pour étudier la matière hadronique chaude. Il s'agit de détecteurs à scintillateur liquide dopé au Gadolinium. Sous l'impact de n'importe quel type de particule (neutrons, particules chargées, photons) le scintillateur délivre un signal lumineux prompt. Environ 10^{-6} s après le signal initial, des

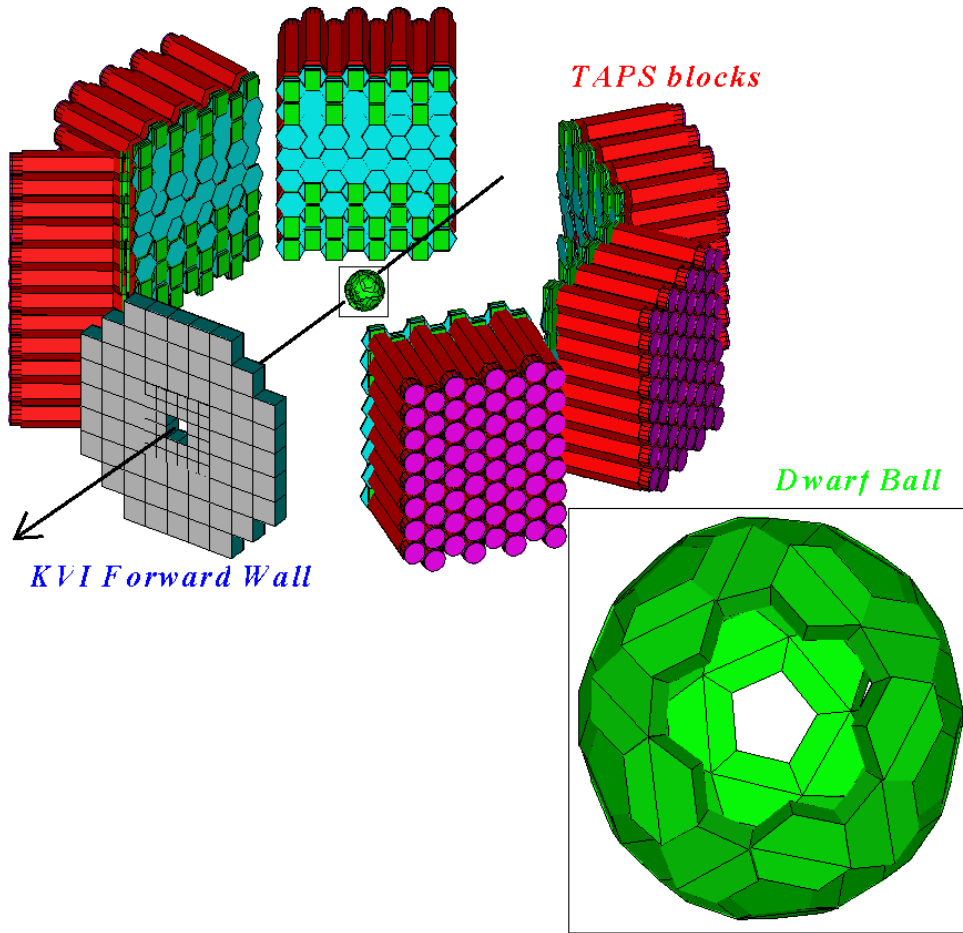


FIG. 3.5 – Expérience de la collaboration TAPS réalisée au KVI [d’Enterrria 01]. Le spectromètre de photons TAPS a été combiné avec d’autres multi-détecteurs de particules chargées : la Forward-Wall du KVI [Leegte 92] et le multi-détecteur DwarfBall de St Louis [Stracener 90].

flashes lumineux sont émis chaque fois qu’un neutron qui a interagit, a pu être thermalisé et capturé par un noyau de Gadolinium. Ces signaux séparés en temps permettent de l’identifier et de compter le nombre de neutrons émis lors d’une réaction d’où l’utilisation de cette multiplicité comme thermomètre de la matière hadronique chaude. ORION et BNB ont été utilisés comme thermomètres de la matière hadronique formée dans les collisions centrales entre ions lourds aux énergies intermédiaires au GANIL, et également comme thermomètre de la matière hadronique formée dans les collisions antiproton sur noyau dans l’anneau d’antiproton LEAR du CERN [Jahnke 99].

Les spectromètres électromagnétiques segmentés comme TAPS¹⁸ [Marques 95] ou MEDEA [Bellia 93], constitués par des modules de fluorure de baryum (BaF_2), représentent des multi-détecteurs de photons très performants pour la mesure de photons entre 5 et 300 MeV émis lors des collisions centrales entre ions lourds. Le détecteur TAPS est constitué de 400 modules hexagonaux de BaF_2 , d’un rayon interne de 2.95 cm et une

¹⁸Two Arms Photon Spectrometer.

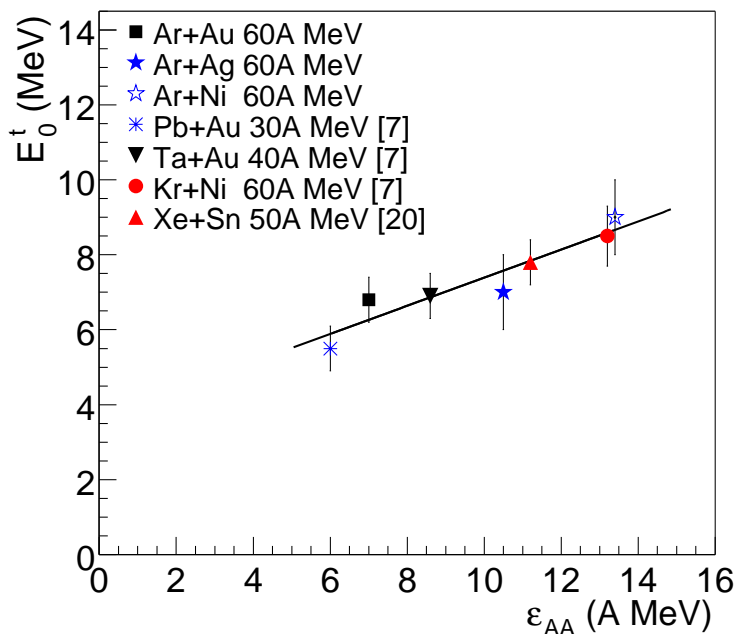


FIG. 3.6 – Inverse de la pente de la composante thermique du spectre de photons en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse noyau-noyau [d'Enterria 02].

longueur de 25 cm (12 longueurs de radiation). Pour des photons de 30 MeV d'énergie, une résolution de 6% est atteinte. Le BaF₂ présente deux composantes de lumière de scintillation avec des temps de relaxation très différents : de l'ordre de la nanoseconde et de la microseconde. Le rapport relatif de chaque composante de scintillation permet de discriminer les particules neutres des particules chargées. De surcroît, la composante rapide permet de mesurer le temps de vol des particules avec une résolution de l'ordre de 300 ps permettant la discrimination entre les particules relativistes et les particules massives comme les protons et les neutrons. Chaque module BaF₂ est associé à un détecteur veto de particules chargées constitué d'un scintillateur plastique de 5 mm d'épaisseur, de forme hexagonale et un rayon intérieur de 3.25 cm. Le détecteur TAPS a mené à bien tout un programme de mesures de photons dans les collisions entre ions lourds auprès des laboratoires du GANIL [Martínez 94, Martínez 95, Ortega 06], du GSI [Martínez 99] et du KVI [d'Enterria 01, d'Enterria 02]¹⁹. En particulier, la production de photons a été étudiée en coïncidence avec la production de particules légères et avec la production de particules de masses intermédiaires, en combinant le spectromètre TAPS avec

¹⁹L'auteur de ce rapport a mené à bien une grande partie de ses travaux de recherche avec le spectromètre de photons TAPS. Ces travaux sont détaillés dans le Curriculum Vitae, la liste de publications et la sélection d'articles du présent dossier d'habilitation. Il a été porte-parole des expériences au GANIL, KVI et GSI et il a encadré plusieurs travaux de thèse. A signaler sa contribution pour la mise en évidence des photons thermiques. Ces photons montrent l'équilibration du système et permettent de mesurer la température de matière hadronique formée ainsi que estimer sa durée de vie. De cette manière, les photons thermiques ont pu être utilisés pour construire la courbe calorique de la matière nucléaire.

d'autres détecteurs de particules chargées comme la Forward-Wall du KVI [Leegte 92] et le multi-détecteur DwarfBall de St Louis [Stracener 90] (voir Fig. 3.5). Ces études ont permis de mesurer la contribution de photons thermiques au spectre inclusif de photons. La présence des photons thermiques constitue une preuve expérimentale de l'équilibration dans les collisions centrales entre ions lourds. Sur la figure 3.6 il a été observé que cette composante thermique ne dépend que de l'énergie totale disponible dans le système du centre de masse noyau-noyau, en mettant en évidence la phase d'équilibration de la collision [d'Enterria 01]. De surcroît, ces photons peuvent être utilisés comme thermomètre de la matière nucléaire chaude [d'Enterria 02] afin de construire la courbe calorique de la matière nucléaire.

3.1.5 La Courbe Calorique

Parmi le grand nombre de résultats obtenus et d'analyses réalisées, je voudrais mettre en avant une des analyses, qui me semble avoir apporté des informations quantitatives sur la matière hadronique chaude et sur la transition de phase liquide-gaz. Il s'agit de la mesure de la courbe calorique de la matière hadronique [Pochodzalla 95, Natowitz 02b]. Il s'agit d'étudier la corrélation entre l'énergie d'excitation et la température de la matière hadronique formée dans le laboratoire. Depuis une dizaine d'années, des mesures des courbes caloriques ont été réalisées dans de nombreux types de collisions : dans les collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires pour différentes tailles de systèmes, dans les collisions d'ions légers sur noyaux lourds aux énergies relativistes et dans les collisions semi-périphériques entre ions lourds aux énergies relativistes. En outre, différentes méthodes de mesure de la température ont été combinées :

- Mesure du rapport relatif de production de différents isotopes, T_{HeLi} ;
- Mesure de la température à partir du spectre des particules légères ;
- Mesure de la température à partir du spectre des photons thermiques.

Sur la figure 3.7 une compilation des données existantes a été réalisée par [Natowitz 02b]. Chaque méthode de mesure de température présente des avantages et des inconvénients. Cependant, dans tous les cas, les données montrent une tendance similaire : à basse énergie d'excitation, la courbe calorique de la matière hadronique se comporte comme celle d'un gaz de Fermi :

$$\epsilon = \frac{T^2}{K} \quad (3.6)$$

où K est l'inverse de la densité de niveaux et sa valeur est comprise entre 8 et 13 MeV. Pour des valeurs d'énergie d'excitation supérieures à 4-5 MeV/nucléon, la courbe calorique dévie du comportement du gaz de Fermi et la température semble saturer autour d'une valeur comprise entre 4 et 6 MeV. Malgré la dispersion entre les points expérimentaux, ce résultat est assez remarquable car des mesures complètement indépendantes et complémentaires (pour différentes types de collisions et différents régimes d'énergies) fournissent des courbes caloriques avec un comportement qui semble universel. Une analyse plus détaillée de l'ensemble des données existantes permet d'expliquer la dispersion des points expérimentaux comme une conséquence de la dépendance en masse de la température de saturation de la courbe calorique [Natowitz 02b]. A signaler le bon accord entre le thermomètre photonique mesuré par la collaboration TAPS

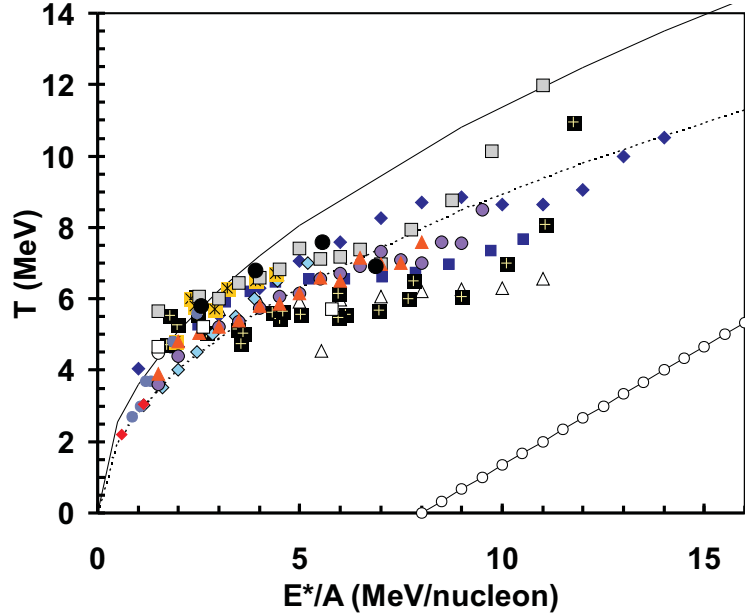


FIG. 3.7 – Courbe calorique de la matière hadronique dans la région de la transition liquide-gaz obtenue à partir des expériences dans le laboratoire [Natowitz 02b].

[d'Enterria 01, d'Enterria 02, Ortega 06] et les températures de saturation qui ont été extraites du thermomètre isotopique [Natowitz 02a]. La température de saturation est interprétée comme la température maximale que peut atteindre la matière hadronique en phase de mélange entre le liquide et le gaz. En l'absence de l'interaction Coulombienne, cette température de saturation coïncide avec la température critique de la transition liquide-gaz de la matière hadronique. Cependant l'interaction de Coulomb introduit des instabilités, et la température de saturation devient plus petite que la température critique. L'analyse de Natowitz [Natowitz 02a] portant sur l'ensemble des données permet d'estimer la température critique de la matière nucléaire à $T_c = (16.6 \pm 0.86)$ MeV.

3.2 Etude expérimentale du plasma de quarks et de gluons

Pour étudier la transition vers le plasma de quarks et de gluons dans le laboratoire, les collisions centrales entre ions lourds aux énergies relativistes seront la seule façon d'atteindre des densités d'énergie supérieures à $1.0 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

Dans le cas, peu probable, où toute l'énergie disponible dans le centre de masse est utilisée pour former de la matière hadronique chaude, nous pourrions estimer la densité

d'énergie de la façon suivante :

$$\epsilon \sim \frac{\sqrt{2(E_f + m)m} \times A}{V} \quad (3.7)$$

où m est la masse du nucléon, E_f l'énergie du faisceau dans le repère où un des ions est au repos, A le nombre atomique et V le volume initial. En supposant que

$$V \approx 4/3\pi \times (1.124)^3 \times A \text{ [fm}^3\text{]}, \quad (3.8)$$

nous obtenons qu'il faudrait alors que l'énergie faisceau E_f soit supérieure à 20 GeV par nucléon (soit une énergie dans le centre de masse de 6 GeV par paire de nucléons) pour pouvoir former de la matière hadronique avec une densité d'énergie supérieure à la densité critique de 1 GeV/fm³. Cependant le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire ne semblerait pas suffisant pour que les deux noyaux soient complètement freinés lors de la collision centrale aux énergies de 30 GeV par nucléon. *De facto*, une fraction importante de l'énergie initiale n'interviendra pas dans la formation de la matière hadronique chaude. Il faudra donc espérer que des collisions entre ions lourds à une énergie largement supérieure à 30 GeV seront indispensables pour former de la matière hadronique chaude avec une densité supérieure à la densité d'énergie critique.

Bjorken a imaginé un scénario de production de la matière hadronique chaude dans les collisions entre ions lourds aux énergies ultra-relativistes (énergies centre de masse supérieures à ~ 30 GeV), en supposant que seulement l'énergie transverse qui est produite dans les interactions initiales entre les constituants contribue à la formation de cette matière [Bjorken 83].

3.2.1 Le scénario de Bjorken

Aux énergies ultra-relativistes, les noyaux peuvent être visualisés dans le référentiel du centre de masse comme des disques très fins²⁰ à cause de la contraction de Lorentz. Supposons les hypothèses suivantes :

- *Primo*, le temps d'entrecroisement des noyaux,

$$\tau_{crois} = 2R/\gamma, \quad (3.9)$$

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 $\tau_{forte} \sim 1/\Lambda_{QCD} \sim 1 \text{ fm}/c$. Pour un noyau de plomb, il faudrait que l'énergie totale dans le centre de masse soit supérieure à 30 GeV par collision nucléon-nucléon ($E_f \sim 450 \text{ GeV}$)²¹. De cette façon, quand les particules issues de l'interaction forte sont créées à mi-rapidité, les noyaux se sont déjà entrecroisés et ils s'éloignent à la vitesse de la lumière à très grande rapidité ;

²⁰Des crêpes ou des galettes dans la publication originale de Bjorken [Bjorken 83].

²¹A noter qu'aujourd'hui seulement les collisions entre ions lourds au collisionneur RHIC vérifient cette hypothèse avec un facteur de Lorentz de 100. Le futur collisionneur LHC aura un facteur de Lorentz 27 fois supérieur à celui du RHIC. Aujourd'hui (septembre 2006), les premières collisions Pb+Pb aux LHC sont attendues pour la fin 2008.

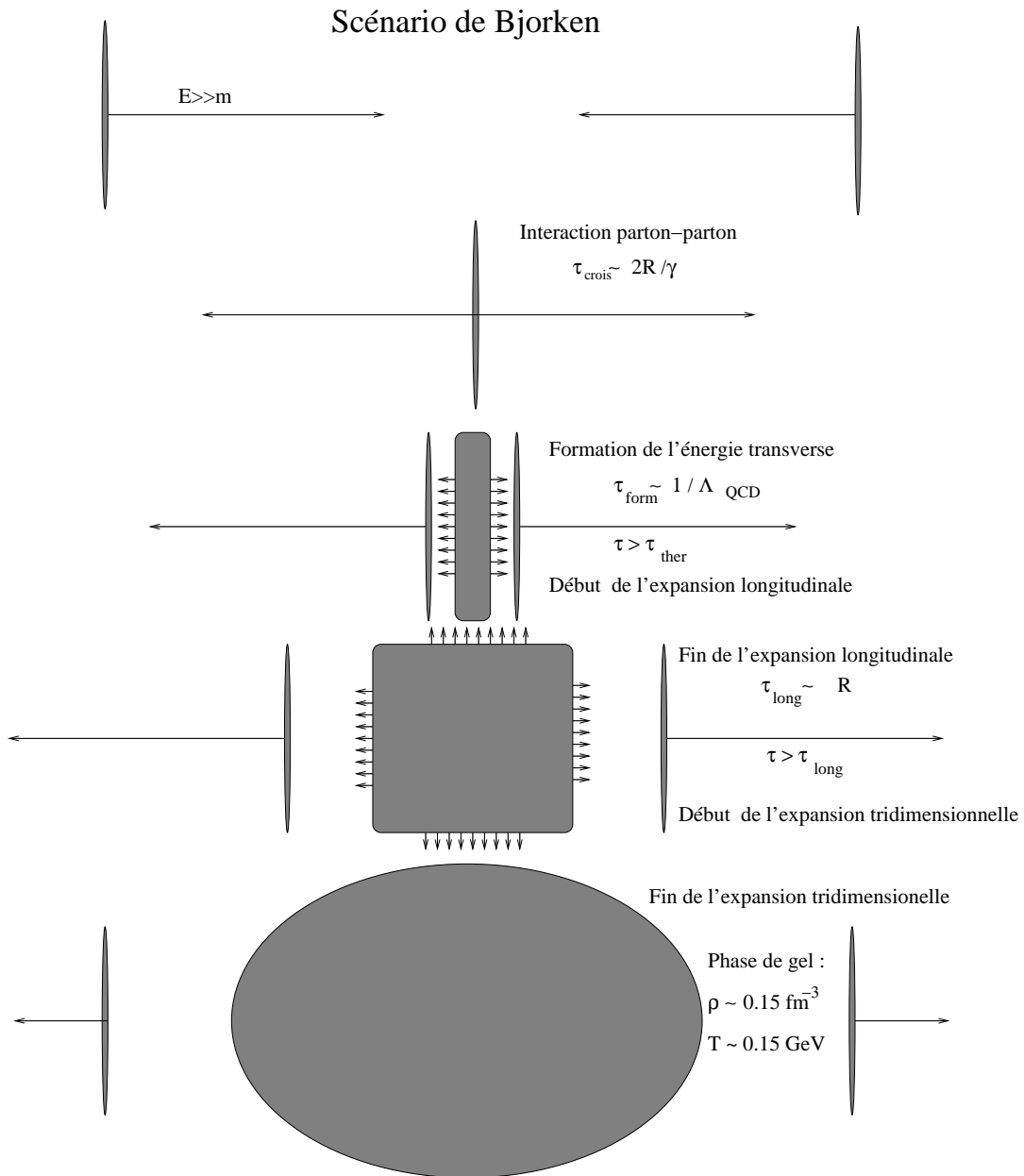


FIG. 3.8 – Scénario de Bjorken [Bjorken 83] de formation de la matière hadronique chaude dans les collisions noyau-noyau aux énergies ultra-relativistes. Après un temps de formation τ_{form} une grande densité d'énergie est générée. Une fois l'équilibre atteint à l'instant τ_{ther} , son évolution suivra les lois de l'hydrodynamique relativiste. Tout d'abord une expansion longitudinale jusqu'à ce que le système atteigne une longueur proche du diamètre des noyaux $\tau \sim \tau_{\text{long}} \sim R$ et ensuite, une expansion tridimensionnelle jusqu'à la phase de gel : $\tau \sim \tau_{\text{gel}}$. Finalement, les particules vont voyager dans le vide, et quelques unes plus tard dans l'air, vont décroître. Typiquement des pions chargés, des kaons, des protons, des neutrons, des photons, des électrons et des muons vont être détectés.

- *Secundo*, 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 [PHOBOS 05a] et dans les collisions proton-antiproton aux énergies Tevatron [CDF 90] et aux énergies SPS [Bjorken 83]. 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.

Un temps τ après l'entrecroisement des noyaux, 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 $R \sim 1.124A^{1/3}$ dans le plan transverse. 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 :

$$\Delta y = \frac{2\Delta d}{\tau}. \quad (3.10)$$

L'énergie totale contenue dans le volume V sera :

$$E = \left| \frac{dE}{dy} \right|_{y=0} \times \frac{2\Delta d}{\tau}, \quad (3.11)$$

où dE/dy est l'énergie émise lors des interactions fortes par unité de rapidité à rapidité nulle. Nous pourrions alors calculer la densité d'énergie comme²² :

$$\epsilon = \left| \frac{dE}{dy} \right|_{y=0} \times \frac{1}{\pi R^2 \tau}, \quad (3.12)$$

Nous retrouvons la dépendance $\epsilon \sim 1/\tau$ de la densité d'énergie initiale.

Formation.

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 $\tau_{form} \sim \tau_{forte} \sim 1 \text{ fm}/c$ ²³. Bjorken avait alors estimé les densités qui seraient atteintes dans les collisions entre ions lourds à des énergies du centre de masse de 500 GeV par paire de nucléons²⁴. Il avait obtenu des densités initiales comprises entre 2 et 20 GeV/fm³. Si nous reprenons le modèle de Bjorken pour les collisions entre ions lourds aux énergies

²²L'équation précédente diffère d'un facteur 2 par rapport à l'équation (3) de la publication originale de Bjorken [Bjorken 83]. Il s'agit d'une erreur connue dans la publication originale.

²³D'autres méthodes proposent des temps τ_{forte} plus courts compris entre 0.2-0.5 fm/c [PHENIX 05c].

²⁴Energie du collisionneur SppS qui est relativement proche des énergies disponibles à RHIC pour les ions lourds.

du Tevatron²⁵ (1.8 TeV dans le centre de masse) [CDF 88, CDF 90], nous obtenons que la densité d'énergie initiale serait comprise entre 4 et 30 GeV/fm³.

Thermalisation.

Les particules à l'intérieur du volume vont interagir entre elles, car des densités de l'ordre de $\epsilon/\langle E \rangle \sim 8 - 60$ particules par fm³ sont atteintes, où $\langle E \rangle$ est l'énergie moyenne par particule qui est de l'ordre de 500 MeV à ces énergies. Le libre parcours moyen de ces particules dans le volume sera de l'ordre de $\lambda \sim 0.02 - 0.12$ fm, en supposant une section efficace d'interaction de 10 mb. Nous pouvons donc supposer que le système thermalisera à un instant $\tau = \tau_{ther}$.

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 du type $\epsilon \sim 1/\tau^n$ avec $1 \leq n \leq 4/3$. *De facto* l'équation obtenue à partir de lois de l'hydrodynamique est :

$$\frac{d\epsilon}{d\tau} = -\frac{\epsilon + p}{\tau}. \quad (3.13)$$

Pour un gaz parfait ultra-relativiste, $\epsilon = 3p$ et donc $n=4/3$. L'expansion longitudinale sera une bonne approximation jusqu'à des instants $\tau \leq \tau_{long} \sim R$.

Expansion tridimensionnelle 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 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. Naïvement, 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 fm³ et donc une densité d'énergie de

$$\epsilon_{gel} \sim 0.15 \text{ fm}^{-3} \times 0.5 \text{ GeV} \sim 0.075 \text{ GeV/fm}^3. \quad (3.14)$$

La phase de gel aura lieu dans la phase du gaz de hadrons. Il est intéressant de noter que pour une température de la phase de gel $T_{gel} = 150$ MeV, nous obtenons que $\epsilon/T^4 \sim 1.2$, en bon accord avec les calculs de QCD sur réseau de la figure 2.6.

3.2.2 Les accélérateurs et collisionneurs

Les développements des faisceaux d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes ont eu lieu en parallèle avec les développements des faisceaux d'ions lourds aux énergies intermédiaires. *De facto*, la principale limitation technique était la source d'ions ou l'injection

²⁵Energie proche de l'énergie disponible dans le centre de masse des collisions Pb+Pb dans le futur collisionneur LHC.

des faisceaux d'ions de basse énergie. Les premiers faisceaux d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes ont été produits au BNL et au CERN en 1986 aux énergies centre de masse de l'ordre de 5 et 18 GeV par collision nucléon-nucléon, respectivement. Le premier collisionneur d'ions lourds a démarré au BNL en 2000, permettant l'étude des collisions entre ions lourds aux énergies centre de masse de 200 GeV. Les premiers faisceaux d'ions lourds auprès du futur collisionneur du CERN permettra l'étude des collisions entre ions lourds aux énergies centre de masse de 5500 GeV.

L'Alternating Gradient Synchrotron du BNL

Le synchrotron AGS a été construit en 1957 et a permis l'accélération de faisceaux très intenses de protons aux énergies de 33 GeV. Trois prix Nobel de physique (1976, 1980 et 1989) sont liés à des découvertes faites auprès du AGS : La découverte de la particule J/ψ (1974), la découverte de la violation CP (charge-parité) de l'interaction faible (1963) et la découverte du neutrino muonique (1962). A partir de 1986 le synchrotron AGS a été utilisé pour accélérer les ions de Si aux énergies de 14A GeV, grâce à la construction d'une ligne de faisceau pour injecter des ions lourds de basse énergie du Tandem Van de Graaff (construit en 1970) dans le synchrotron AGS. Le faisceau de Si du Tandem a une énergie de 6.6A MeV. A partir de 1991, la construction du booster d'AGS a permis d'augmenter l'intensité des faisceaux de protons de l'AGS et également l'accélération d'ions plus lourds comme les noyaux d' Au aux énergies de 11A GeV. Des ions négatifs de Au^- sont extraits et accélérés dans le Tandem jusqu'à 1.71A MeV et ils sont convertis en un faisceau de Au^{+32} . Ce faisceau est injecté dans le booster d'AGS et il est accéléré à 90A MeV. Ensuite, après injection dans le synchrotron AGS, le faisceau d' Au atteint son énergie maximale de 11A GeV. Pendant 14 ans, des expériences comme E866, E877, E891, E895, E896, E910, E917 ont développé un programme scientifique sur l'étude de la matière hadronique à haute densité baryonique²⁶.

Le Super Proton Synchrotron du CERN

Le synchrotron SPS a été construit en 1976 permettant l'accélération des protons jusqu'à 500 GeV. Initialement les protons sont accélérés par un accélérateur linéaire (LI-NAC2), puis, ils sont injectés dans le booster du synchrotron PS, dans le synchrotron PS et finalement dans le synchrotron SPS pour atteindre l'énergie de 500 GeV²⁷. A partir de 1986, les sources ECR développées ont permis l'injection des faisceaux d'ions lourds multichargés dans le système d'accélération du SPS. A la sortie de la source ECR un faisceau de ^{+27}Pb à 2.5A keV est injecté dans un accélérateur linéaire (LINAC3) pour atteindre 4.2A MeV et devenir un faisceau de ^{+53}Pb après la traversée d'une feuille de carbone

²⁶Il faut noter qu'il est *a priori* peu probable que l'on puisse former de la matière hadronique déconfinée aux énergies de l'AGS compte tenu que la densité d'énergie atteinte serait inférieure à la valeur critique de 1 GeV/fm³ (voir équations 3.7 et 3.8) prédite par la QCD sur réseau.

²⁷Initialement le synchrotron SPS était un accélérateur protons. Le synchrotron SPS devient un collisionneur avec à l'injection d'un faisceau d'antiprotons et de protons dans SPS. L'injection d'un faisceau d'antiprotons a été possible grâce à la technique de refroidissement stochastique dans un anneau d'accumulation d'antiprotons. Les premières collisions proton-antiproton à 520 GeV ont été observées en 1981 et les bosons électro-faibles W et Z ont été découverts en 1983 (prix Nobel de Physique de 1984).

de 1 μm d'épaisseur. Le faisceau est accéléré par le booster du PS et par le synchrotron PS jusqu'à une énergie de 4.25A GeV. Il est alors complètement ionisé après la traversée d'une feuille d'aluminium de 1 mm d'épaisseur. Le faisceau est injecté dans le synchrotron SPS pour atteindre 158A GeV et ensuite, est envoyé dans les salles des expériences où des collisions à une énergie de centre de masse de 17A GeV auront lieu. Pendant 20 ans, des nombreuses expériences ont participé au programme scientifique d'ions lourds du SPS : WA80, WA93, WA98, WA85, WA94, WA97, NA57, Helios-2, NA44, CERES, Helios-3, NA35, NA49, NA36, NA52, NA38, NA50 et NA60. Les ions accélérés ont été de O, S, Pb et In. En 2000, les collaborations de ces expériences ont interprété la totalité des résultats obtenus et via un communiqué de presse du CERN²⁸, elles ont informé la communauté internationale qu'un nouvel état de la matière hadronique 20 fois plus dense que la matière hadronique ordinaire a été formé lors de collisions centrales Pb+Pb à une énergie de 17A GeV dans le centre de masse. Comme nous le verrons à la fin de ce chapitre, la suppression anormale du J/ψ dans les collisions centrales Pb+Pb [NA50 00] a été une des mesures les plus cruciales permettant d'arriver à cette conclusion.

Le Relativistic Heavy Ion Collider du BNL

Les premières collisions Au+Au à 130A GeV ont eu lieu en juin 2000 auprès du collisionneur RHIC du BNL. RHIC utilise AGS comme injecteur de deux faisceaux de Au à 9A GeV qui circulent dans ses deux anneaux concentriques en sens opposé. Dans le collisionneur, les 60 paquets du faisceau de chaque anneau sont accélérés jusqu'à l'énergie nominale de 100A GeV. Chacun des deux faisceaux est accumulé dans un anneau de 3.85 km de circonférence qui lui est propre. Les deux faisceaux sont focalisés et s'entrecroisent dans les points d'interaction (4 points d'interaction au total) pour atteindre des luminosités de l'ordre de $2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, donc un taux de collisions Au+Au de 800 Hz. De surcroît, le collisionneur RHIC permet l'étude des collisions proton-proton polarisés et deutérium-or à 200 GeV, ainsi que les collisions Cu+Cu et Au+Au à des énergies entre 20A et 200A GeV. Depuis 2000, les 4 expériences de RHIC : STAR, PHENIX, PHOBOS et BRAHMS développent un programme de recherche qui a fourni une gigantesque production scientifique de grande qualité. Un résumé des données obtenues pendant les premières prises de données de RHIC sera présenté dans le quatrième chapitre de ce mémoire.

Le Large Hadron Collider du CERN

Le collisionneur LHC du CERN utilisera le SPS comme injecteur de deux faisceaux de Pb à une énergie de 177A GeV seront ensuite accélérés à l'énergie nominale de 2.75A TeV. Le collisionneur LHC, en phase de construction dans l'ancien tunnel du collisionneur LEP, a 27 km de circonférence. La durée de vie du faisceau de Pb sera de quelques heures à cause de la gigantesque section efficace des processus électromagnétiques (comme l'excitation Coulombienne) entre les noyaux de Pb. La luminosité nominale sera de $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit environ 8000 collisions Pb+Pb par seconde. Trois expériences du LHC : ALICE, ATLAS et CMS participeront au programme ions lourds du LHC. ALICE (présenté dans le cinquième chapitre) sera la seule expérience complètement dédiée à l'étude du plasma

²⁸<http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2000/PR01.00EQuarkGluonMatter.html>.

de quarks et de gluons. Le LHC permettra également l'étude des collisions proton-proton et proton-Pb pour mesurer les effets liés à la matière nucléaire froide.

3.2.3 Les sondes expérimentales

Le but ultime d'une expérience d'ions lourds est la mesure des propriétés cinématiques de toutes les particules émises lors de la collision entre les ions. Seulement 6 espèces de particules arrivent aux détecteurs de l'expérience : les pions chargés, les kaons chargés, les protons, les électrons, les muons et les photons²⁹. Traditionnellement, les expériences sur cible fixe se sont spécialisées sur la détection d'une seule espèce de particule :

- Détection de hadrons chargés via le tracking de particules dans un champ magnétiques, comme les expériences NA44 ou NA49 du SPS ;
- Détection de hadrons chargés avec trajectographie de précision pour l'identification des vertex secondaires comme les expériences NA57 ou NA60 ;
- Détection de photons via des calorimètres électromagnétiques comme l'expérience WA98 ;
- Détection d'électrons via l'effet de Cerenkov comme l'expérience CERES ;
- Détection de muons via la trajectographie dans un champ magnétique après un absorbeur passif comme l'expérience NA50 ;

Les expériences dans les collisionneurs essaient au contraire de mesurer toutes les espèces de particules de façon concomitante. Ces expériences sont de grands systèmes de multi-détection comme les expériences STAR et PHENIX au RHIC ou ALICE au futur LHC. Les techniques de détection utilisées dans les expériences d'ions lourds sont très variées et très complexes. Ce sujet mériterait un chapitre complet qui, pour des raisons pragmatiques, est absent dans ce mémoire.

En détectant les 6 espèces de particules, les analyses des données³⁰ permettent de remonter aux sondes expérimentales de la collision afin d'étudier ses différentes phases, de mettre en évidence la transition de phase vers le QGP et d'étudier ses propriétés. De manière concise, nous pouvons classer les sondes expérimentales comme sondes globales, sondes de la phase hadronique, sondes pénétrantes et sondes de l'état initial.

Sondes globales de la collisions

Ces sondes permettent de déterminer les caractéristiques principales de la collision comme le paramètre d'impact, le plan de la réaction, voire la densité d'énergie initiale. La mesure de la multiplicité des particules chargées, de l'énergie transverse à mi-rapacité et de l'énergie (émise à zéro degrés) emportée par les nucléons de la zone spectatrice sont les sondes qui permettent d'accéder à l'information sur la centralité de la collision. Le plan de la réaction est déterminé à partir de l'information sur le vecteur impulsion des hadrons détectés. Pour avoir une mesure la plus précise possible, il faudra mesurer l'impulsion des particules dans l'acceptance la plus vaste possible.

²⁹Les hadrons neutres comme le K_L^0 ou les neutrons n'ont pas été considérés.

³⁰Un autre sujet ignoré ici est le traitement, l'analyse des données, ainsi que la modélisation numérique de l'expérience. Cela nécessite des outils informatiques de pointe compte tenu de la complexité des logiciels et des besoin considérables en termes de quantité de stockage et de puissance de calcul.

Sondes de la phase hadronique

Il s'agit principalement de la mesure du vecteur de l'impulsion des hadrons et de leur identification :

- π^\pm , p , \bar{p} et K^\pm directement via leur trajectoire dans un champ magnétique et leur identification via le temps de vol, l'effet de Cerenkov etc. ;
- les hadrons étranges comme le Λ , Σ^\pm , Ξ^\pm et Ω^- via leur décroissance hadronique qui ont lieu à quelques centimètres du vertex primaire ;
- π^0 et η via leur décroissance électromagnétique en $\gamma\gamma$;
- ϕ via leur décroissance leptonique e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ et hadronique K^+K^- . Le hadron ϕ présente la particularité d'être un méson avec une masse proche de celle d'un baryon ;
- Les résonances K^* , Δ , Λ^* via leurs décroissances ;
- Les hadrons lourds comme les mésons D et les mésons B via leurs décroissances hadroniques ou via leurs décroissances semi-leptoniques. Les hadrons lourds pourraient constituer une exception dans cette liste car ils pourraient donner des informations sur la phase partonique de la collision en fonction du degré d'interaction de quarks lourds avec le milieu. De surcroît, la détection de ces hadrons nécessite la détermination des vertex primaire et secondaire avec une haute précision, inférieure à $100 \mu\text{m}$, étant donné leurs temps de vie relativement bref.

A partir de ces mesures, plusieurs sondes peuvent être construites, permettant d'étudier les degrés d'équilibration de la phase hadronique et éventuellement les propriétés de la phase de gel chimique et cinétique de la collision : température, potentiel chimique baryonique, temps relatif entre la phase de gel cinétique et la phase de gel chimique, équation d'état de la matière hadronique, etc :

- Distributions en impulsion transverse des différentes espèces de hadrons ;
- Taux de production relative de hadrons ;
- Corrélation de paires de hadrons ;
- Ecoulement elliptique ;
- Fluctuations entre événements.
- ...

Sondes pénétrantes

Les sondes pénétrantes permettent d'étudier les premières phases de la collision : le processus d'équilibration, le QGP et sa transition. Nous pouvons distinguer :

- La production de particules de grande impulsion transverse, la corrélation des particules de grande impulsion et la reconstruction de jets sont des exemples de sondes qui nous permettent d'étudier la zone chaude et dense de la collision via l'interaction entre les partons avec le milieu ;
- La production des photons et dileptons thermiques serait une sonde qui permettrait de mesurer la température initiale du milieu ;
- La production des états du quarkonia pour mesurer les effets d'écrantage du potentiel entre les quarks lourds résultant des charges de couleurs du milieu formé ;
- La production de résonances avec des temps de vie inférieurs au temps de vie de la matière hadronique formée, comme les hadrons ρ et ω qui présentent des temps de vie

de l'ordre de 2 et 20 fm/c respectivement. Ces hadrons sont détectés principalement via leur décroissance en dileptons. Les leptons n'interagissent pas avec le milieu environnant.

Sondes de l'état initial

La manière la plus simple de sonder l'état initial est de mesurer toutes les sondes décrites dans les sous-sections précédentes lors de collisions proton-proton et proton-noyau à la même énergie. Dans ce type de collision, aucun milieu chaud et dense n'est formé.

En outre, nous pouvons identifier les sondes de l'état initial lors de collisions noyau-noyau. La mesure des bosons électro-faibles comme le W ou le Z constituent l'exemple le plus évident :

- Ces bosons interagissent seulement via l'interaction électro-faible ;
- Leur temps de formation est très court $\tau_f \sim 1/M$, de l'ordre de 10^{-3} fm/c ;
- Leur temps de vie est également très court $\tau \sim 1/\Gamma$, de l'ordre 0.1 fm/c, donc bien inférieure au temps de formation du milieu de haute densité d'énergie.

En conséquence leur production ne sera pas affectée par la formation du plasma de quarks et de gluons.

3.2.4 Quelques résultats du programme d'ions lourds au synchrotron SPS du CERN

Parmi le grand nombre de résultats expérimentaux obtenus auprès de l'accélérateur SPS, je voudrais seulement citer ici les efforts expérimentaux réalisés pour mesurer l'excès de photons directs et la suppression de la production de charmonia dans les collisions centrales Pb+Pb à 158A GeV ($\sqrt{s_{NN}}=17$ GeV) [WA98 00, NA50 00].

Les photons thermiques au SPS

Comme nous avons vu dans le premier chapitre, si un plasma de quarks et de gluons est formé, il produira nécessairement un rayonnement thermique qui permettrait de déterminer sa température. De surcroît, dans le cas d'une évolution dynamique d'états thermodynamiques éphémères, les instants de plus haute température seront ceux qui émettront la quantité la plus importante de photons thermiques. Dans ce contexte, la recherche d'un excès de photons dans les collisions centrales entre ions lourds est toujours une des priorités principales des expériences et une des sondes les plus prometteuses du QGP. Aux énergies SPS, l'expérience WA98 [WA98 91] avait comme but la mesure de ces photons thermiques dans les collisions Pb+Pb à 158A GeV.

Dans les collisions entre ions lourds, différents processus génèrent des photons :

- **Photons des décroissances.** La source principale des photons est la décroissance électromagnétique de hadrons comme les pions neutres et les mésons eta. Cette source représente environ 90% de la production de photons pour des impulsions transverses entre 1et 2 GeV/c. La production de π^0 et η est étudiée expérimentalement via l'analyse de la masse invariante des paires de photons. En conséquence, la

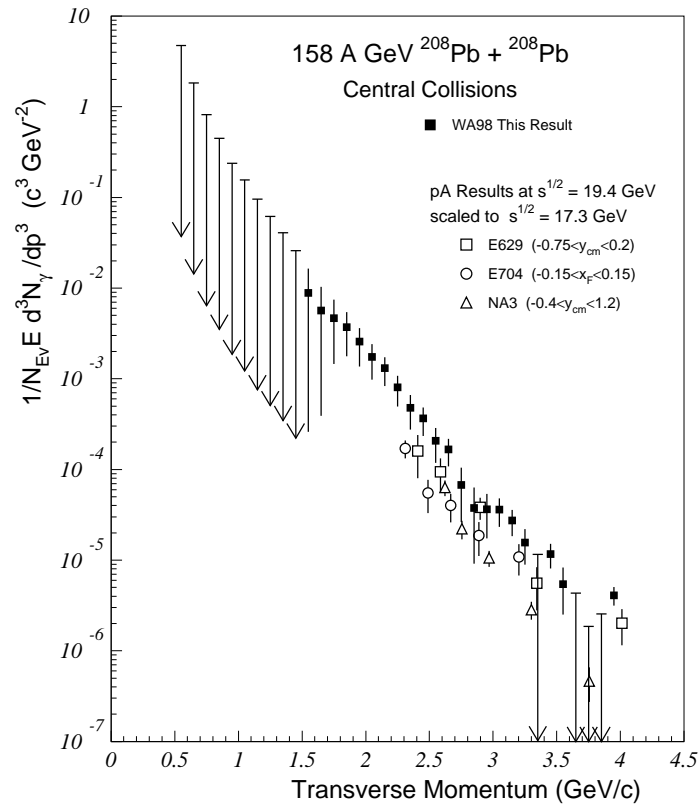


FIG. 3.9 – Multiplicité invariante des photons directs dans les collisions centrales Pb+Pb à 158A GeV. Les résultats expérimentaux des photons directs dans les collisions induites par des protons sont également présentés et comparés aux données après la loi d'échelle des collisions binaires. Résultats expérimentaux obtenus par la collaboration WA98 [WA98 00].

production de photons des décroissances peut être connue expérimentalement avec une précision de l'ordre de 5% ;

- **Photons directs.** Lors de la collision entre les ions lourds, différents processus génèrent des photons directement dans la zone de la collision :
 - *Les photons prompts.* Ces sont les photons produits lors des interactions initiales entre les partons. Nous distinguons trois mécanismes de production : l'annihilation quark-antiquark, l'effet Compton et la fragmentation ;
 - *Les photons de prééquilibre.* Ces photons seraient produits lors de processus d'équilibration de la matière pendant les premiers fm/c après l'entrecroisement des noyaux.
 - *les photons thermiques.* Ces photons seraient émis par le rayonnement thermique de la matière chaude formée. Bien évidemment, ces photons seront émis pendant tout le temps de vie de la matière chaude, jusqu'à la phase de gel. Les photons thermiques seront émis par la phase déconfinée et par la phase du gaz de hadrons. Si la température initiale est largement supérieure à la température de transition, nous pouvons supposer que la production de photons thermiques sera dominée par les photons thermiques produits pendant la phase QGP. Cependant, si le QGP est formé à une température proche de la température de transition, la contribution relative du rayonnement thermique du gaz de hadrons sera également très importante.

L'expérience WA98 a mesuré le spectre de photons directs dans les collisions centrales Pb+Pb à 158A GeV dans la région en impulsion transverse comprise entre $0.5 < p_T < 4$ GeV/c. Les photons ont été mesurés avec le calorimètre LEDA. Ce calorimètre est constitué de 10080 cristaux de verre au plomb. La détection de la lumière Cerenkov de chaque cristal est menée à bien via des photo-multiplicateurs. Le calorimètre LEDA se trouvait à 21.5 m de la cible de Pb et couvrait un domaine en pseudo-rapacité compris entre $2.35 < \eta < 2.95$ ($y_{cm}=2.9$). La distribution en impulsion transverse des photons directs (voir Fig. 3.9) est obtenue après soustraction de la contribution des photons de décroissance de la distribution de photons inclusifs. La contribution de ces photons de décroissance est mesurée avec une précision de l'ordre de 5 à 10%, et ils représentent la source principale de photons : 90% à 1 GeV/c et 20% à 3 GeV/c. Pour cette raison l'erreur systématique sur la mesure des photons directs est relativement importante. Les données obtenues par WA98 ne montrent pas un signal clair de la présence des photons directs que pour des impulsions transverses supérieures à 1.5 GeV/c (voir Fig. 3.9).

Malheureusement la qualité des résultats obtenus ne permet pas de mettre en évidence une production de photons thermiques dans les collisions centrales Pb+Pb :

- D'un côté, les erreurs systématiques sont trop grandes, de l'ordre de 10% pour des impulsions transverses de 1 GeV/c ;
- D'un autre côté, il n'y a pas de mesure de bonne qualité dans le domaine en impulsion transverse entre 1.5 et 2.5 GeV/c ni pour les collisions périphériques ni pour les collisions proton-plomb à la même énergie incidente.

Afin de réduire les effets systématiques et d'avoir une référence plus fiable de la production de photons prompts, il aurait fallu mener à bien des mesures concomitantes Pb+Pb et Pb+p (ou Pb+C) avec le même faisceau de SPS. Cela aurait peut-être été possible avec la combinaison de deux cibles de plomb et d'hydrogène. De cette manière, les erreurs

dues à l'intensité du faisceau, ainsi que les erreurs dues à l'acceptance et à l'efficacité du détecteur, s'annuleraient lors du rapport entre les distributions en impulsion transverse de photons directs mesurées. De surcroît, il aurait fallu mesurer explicitement la production de mésons η avec une meilleure précision, car la production des mésons η a été estimée à partir de la loi d'échelle en masse transverse entre π^0 et mésons η .

Quoi qu'il en soit, les données obtenues par l'expérience WA98 sont compatibles avec le scénario de formation d'un QGP avec une température initiale de l'ordre de 200-250 MeV [Huovinen 02], mais elles ne permettent pas de confirmer de manière non ambiguë l'existence des photons thermiques dans les collisions entre ions lourds aux énergies SPS.

La suppression du J/ψ au SPS

Comme nous avons vu dans le premier chapitre, les quarkonia devraient se dissoudre dans le QGP à haute température à cause de l'écrantage du potentiel entre les quarks lourds. De ce point de vue, l'observation d'une suppression anormale de la production de quarkonia dans les collisions centrales serait une preuve de la formation d'une matière déconfinée [Matsui 86b].

Dans les collisions entre ions lourds, les paires de quarks lourds $Q\bar{Q}$ sont produites lors des interactions dures entre les partons pendant l'entrecroisement initial des noyaux. Le temps de formation des quarks lourds peut être estimé comme

$$\tau_Q \sim \frac{1}{M_Q} \quad (3.15)$$

où M_Q est la masse du quark. Pour le charme $\tau_Q \sim 0.15$ fm/c, qui est beaucoup plus petit que le temps d'entrecroisement des noyaux à ces énergies ($\tau_{crois} \sim 1.6$ fm/c). Naïvement, nous pouvons imaginer que certaines paires $c\bar{c}$ finiront par former des charmonia : χ_c , ψ' , J/ψ ... après un temps de l'ordre de

$$\tau_{Q\bar{Q}} \sim \frac{1}{2M_D - M_{Q\bar{Q}}} \quad (3.16)$$

où M_D est la masse du méson D et $M_{Q\bar{Q}}$ la masse du charmonia. Nous obtenons que le temps de formation de charmonia est de 0.3, 0.8 et 3.7 fm/c pour le J/ψ , le χ_c et le ψ' respectivement. Dans le cas du J/ψ , par exemple, il sera formé avant la fin de l'entrecroisement des noyaux. Traditionnellement, nous supposons que la paire $Q\bar{Q}$ pourrait être absorbée par la matière nucléaire froide avant et après la formation du quarkonia³¹. La suppression normale des charmonia peut être paramétrée comme :

$$P(\langle L \rangle >) = \exp\left(-\frac{\langle L \rangle}{\sigma_{abs}\rho_0}\right) \quad (3.17)$$

où $\langle L \rangle$ est le parcours moyen du charmonium dans la matière nucléaire froide, ρ_0 est la densité de saturation nucléaire et σ_{abs} est la section efficace moyenne d'absorption. Après

³¹Les résultats obtenus à RHIC montrent que l'absorption de charmonia est pratiquement négligeable à ces énergies. Comme nous verrons dans le prochain chapitre, le temps d'entrecroisement à RHIC est de l'ordre de seulement 0.13 fm/c. Les résultats expérimentaux de RHIC sembleraient indiquer que la paire $c\bar{c}$ n'est pas absorbée par la matière nucléaire froide avant la formation du quarkonia. Cette discussion reste cependant ouverte.

l'entrecroisement des noyaux, de la matière hadronique chaude et dense sera formée. Si la température est assez élevée, les états de charmonia pourraient être dissociés. Les états ψ' et χ_c seraient dissociés à une température proche de la température de transition du QGP, T_c , et l'état J/ψ pourrait être dissocié pour des températures supérieures à $(1.5-2)T_c$.

L'expérience NA50 du SPS a mis en évidence la suppression anormale de la production de J/ψ dans les collisions centrales Pb+Pb à 158A GeV [NA50 00]. Ces résultats constituent une des observations les plus nettes de la formation de la matière déconfinée dans ce type de collisions. Les J/ψ et les ψ' ont été identifiés via l'analyse de masse invariante de paires de muons détectés dans le spectromètre à muon de NA50, dans l'intervalle de rapidité de $2.92 < y_{lab} < 3.92$ ($y_{cm}=2.9$). De façon concomitante, l'énergie transverse a été mesurée par le calorimètre électromagnétique et l'énergie des spectateurs de la collision par le calorimètre à zéro degrés (ZDC). Afin de comprendre l'absorption normale, un grand nombre de systèmes légers ont été étudiés : proton-noyau, S+U et collisions périphériques Pb+Pb. Sur la figure 3.10, le rapport entre la section efficace de production de J/ψ et la section efficace de Drell-Yan en fonction de l'énergie transverse dans la collision est montré. La courbe continue représente la suppression du J/ψ inhérente à l'absorption dans la matière nucléaire froide, en supposant une section efficace d'absorption de 6.4 mb. Nous observons que pour les collisions les plus centrales ($E_T > 40$ GeV) la production de J/ψ est inférieure à celle attendue selon le modèle d'absorption dans la matière nucléaire froide. Pour les collisions les plus centrales, la suppression est de l'ordre de 0.5. Cette observation, en accord avec certains modèles théoriques, semble indiquer qu'une matière déconfinée a été formée. Il faut noter que la mesure de J/ψ n'est pas une mesure de J/ψ directs car les charmonia ψ' et χ_c décroissent en J/ψ avec un rapport d'embranchement de 58% et 20-30%. Aux énergies SPS, nous pouvons supposer qu'environ 30-40% des J/ψ sont issus des décroissances des charmonia ψ' et χ_c . En conséquence, la suppression observée de J/ψ pourrait indiquer également une suppression anormale des charmonia ψ' et χ_c .

Différents modèles théoriques ont été proposés pour expliquer l'ensemble de ces données :

- Modèles se fondant sur la formation d'un QGP [Digal 04] ;
- Modèles se fondant sur la formation d'un QGP en tenant compte de la recombinaison des quarks $c - \bar{c}$ [Grandchamp 04] ;
- Modèles hadroniques décrivant l'interaction entre la matière et le charmonium sans supposer la formation d'un QGP [Capella 05].

Tous ces modèles sont capables d'expliquer les résultats obtenus à SPS³².

³²Nous avons discuté ici une partie des résultats expérimentaux obtenus à SPS. Il faut rappeler que la suppression anormale du ψ' a été également observée par la collaboration NA50. En outre, l'expérience NA60 a mesuré la production de quarkonia et la production de charme ouvert dans les collisions In+In.

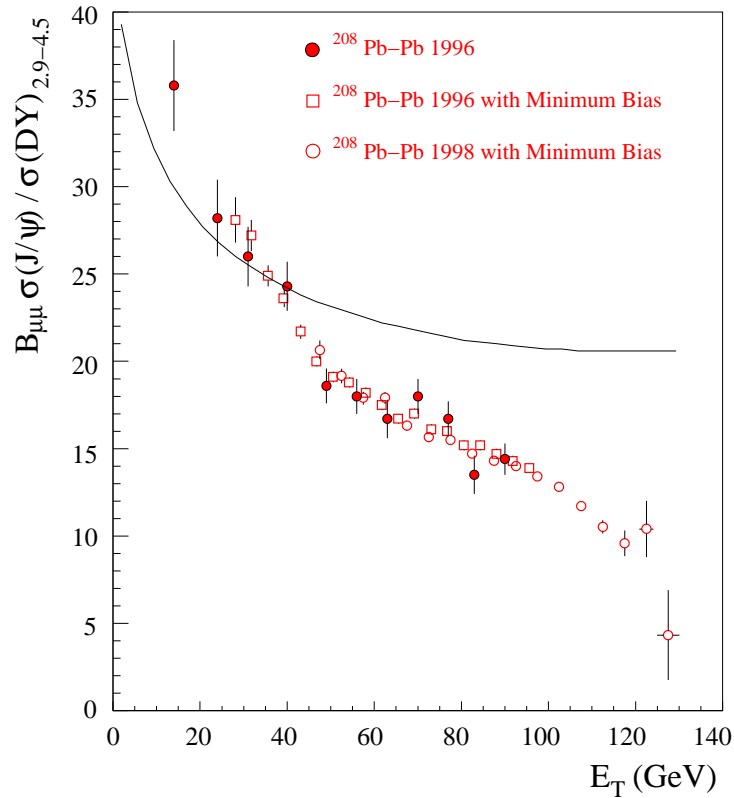


FIG. 3.10 – Rapport entre la section efficace de production de J/ψ et le Drell-Yann en fonction de l'énergie transverse dans les collisions $Pb+Pb$ à $158A$ GeV. Résultats expérimentaux obtenus par la collaboration NA50 [NA50 00]. La ligne continue représente la suppression du J/ψ due à l'absorption normale dans la matière nucléaire froide, en supposant une section efficace d'absorption de 6.4 mb.

Chapitre 4

Résultats de physique des expériences d'ions lourds auprès du collisionneur RHIC

Un physicien expérimentateur, un physicien phénoménologue et un physicien théoricien voyageaient dans un train en Écosse. En regardant par la fenêtre, ils observaient une brebis noire. L'expérimentateur étonné par la découverte dit :

- *Curieux! en Écosse les brebis sont noires.*

Le phénoménologue réfléchit et affirme :

- *En Écosse quelques brebis sont noires.*

Finalement, le théoricien reprend la parole et dit :

- *Mes chers collègues, en Écosse il y a, au moins, une brebis avec un coté noir!*

Adapté à partir du livre de Simon Singh "El Enigma de Fermat" [Singh 04]

Dans ce chapitre, seront présentées une sélection des résultats obtenus auprès du collisionneur RHIC par les expériences STAR, PHENIX, PHOBOS et BRAHMS pendant les premières prises des données. Il s'agit d'une sélection personnelle de ce que je considère comme étant les résultats les plus remarquables. Pendant cette période, les expériences RHIC ont publié près d'une centaine de publications compilées dans les livres blancs, *white papers*, des collaborations [BRAHMS 05, PHOBOS 05b, PHENIX 05c, STAR 05b]. Bien évidemment des résultats au moins aussi remarquables seront obtenus avec les prises de données plus récentes et à venir. L'étude de la production des quarkonia, le charme ouvert, l'étude de systèmes plus légers et/ou à plus basse énergie, permettront d'enrichir la présente compilation des résultats expérimentaux.

Période	Système	$\sqrt{s_{NN}}$	Luminosité	Commentaires
Run I (2000)	Au+Au	130 GeV	$1 \mu\text{b}^{-1}$	Détecteurs incomplets
Run II (2001)	Au+Au p+p	200 GeV 200 GeV	$24 \mu\text{b}^{-1}$ 0.15pb^{-1}	Détecteurs centraux complets Faisceaux de protons partiellement polarisés
Run III (2002-03)	d+Au p+p	200 GeV 200 GeV	2.74nb^{-1} 0.35pb^{-1}	Bras à muons complets Collisions p+p à 45% de polarisation
Run IV (2003-04)	Au+Au Au+Au p+p	200 GeV 62 200 GeV	$241 \mu\text{b}^{-1}$ $9.0 \mu\text{b}^{-1}$ 0.35pb^{-1}	Haute luminosité Basse énergie
Run V (2005)	Cu+Cu Cu+Cu Cu+Cu p+p	200 GeV 62.4 GeV 22.5 GeV 200 GeV	3.0nb^{-1} 0.19nb^{-1} $2.7 \mu\text{b}^{-1}$ 3.8pb^{-1}	Système plus léger Basse énergie Energie SPS Polarisation longitudinale Polarisation verticale

TAB. 4.1 – Caractéristiques des différentes périodes de prises des données auprès du collisionneur RHIC. Les valeurs présentées correspondent aux valeurs de la luminosité intégrée au point d’interaction de l’expérience PHENIX qui a été enregistrée sur bande [PHENIX 05c].

4.1 Les collisions hadroniques à RHIC : Runs I-V

Depuis sa mise en fonction en 2000, le collisionneur RHIC a permis l’étude de différents types de collisions, allant des collisions proton-proton polarisés, aux collisions Au+Au. Dans la table 4.1, les caractéristiques des premières 5 prises de données sont présentées (voir aussi Fig. 4.1). La première prise des données (Run I) a été dédiée aux collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV avec une luminosité modérée permettant d’étudier les sondes globales de la collision. La deuxième prise de données a été consacrée aux collisions Au+Au à plus haute luminosité et à l’énergie nominale, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, ainsi qu’aux collisions proton-proton à la même énergie. Les premiers résultats sur la physique à très grande impulsion transverse ont été obtenus. En outre, l’étude des collisions p+p a permis de bien mesurer la référence de la plupart des sondes sensibles à la production du QGP dans les collisions noyau-noyau. La mesure d’un système comme le système d+Au pendant le Run III a permis de confirmer le rôle joué par la phase de la collision pendant laquelle le QGP serait produit, sur la production de particules de grande impulsion transverse. Finalement, les prises de données à haute luminosité pendant le Run IV et le Run V permettront de mesurer les sondes à faible section efficace comme la production de quarkonia¹. Ces prises de données vont permettre également d’étudier l’évolution avec l’énergie disponible dans le centre de masse.

¹Le futur projet RHIC2 envisage d’atteindre des très hautes luminosités.

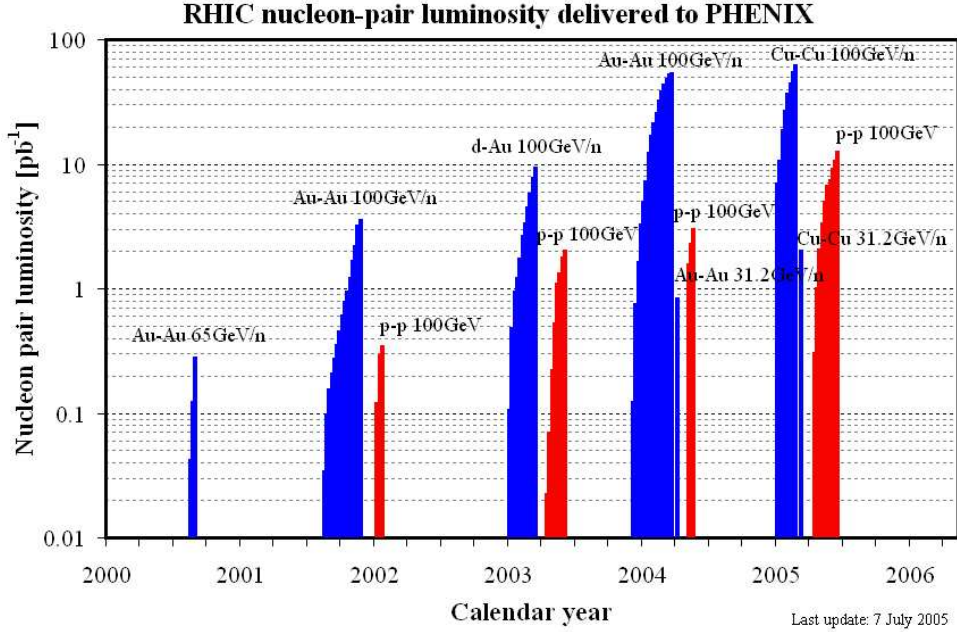


FIG. 4.1 – Évolution de la luminosité par paire nucléon-nucléon : $L \times A_1 \times A_2$, délivrées par RHIC au point d'interaction de l'expérience PHENIX pour les différents systèmes étudiés dans le collisionneur RHIC pendant les premières cinq prises de données.

4.2 Multiplicité des particules et la mesure de l'énergie transverse à mi-rapacité

Les premières études pour comprendre l'évolution dynamique de la collision entre ions lourds consistent à mesurer des variables globales comme la multiplicité de particules chargées par unité de rapidité et l'énergie transverse générée à mi-rapacité.

La multiplicité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité $dN_{ch}/d\eta$ a été mesurée par l'expérience PHOBOS pour les collisions Au+Au à 56, 130 et 200 GeV [PHOBOS 00, PHOBOS 02] (voir Fig. 4.2). Afin de pouvoir comparer avec les mesures réalisées dans les collisions proton-antiproton aux énergies SpS et Tevatron, l'observable étudiée est la densité de particules par participant :

$$\frac{1}{0.5 \langle N_{part} \rangle} \times \left. \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right|_{\eta=0} \quad (4.1)$$

où $\langle N_{part} \rangle$ représente le nombre moyen de participants pour une classe de centralité donnée². Pour comprendre l'expression précédente, nous pouvons considérer les collisions avec paramètre d'impact nul. Pour cette classe de réaction, le nombre de participants est $\langle N_{part} \rangle = 2A$, et la densité de particules par participant n'est que la multiplicité de particules chargées par paire de nucléons. Dans la réalité, il est impossible de sélectionner seulement les collisions avec paramètre d'impact nul. Normalement, la sélection en centralité est faite *via* une observable \mathcal{C} qui varie (hors fluctuations événement par événement)

² $N_{part} = 2$ pour les collisions proton-proton ou proton-antiproton.

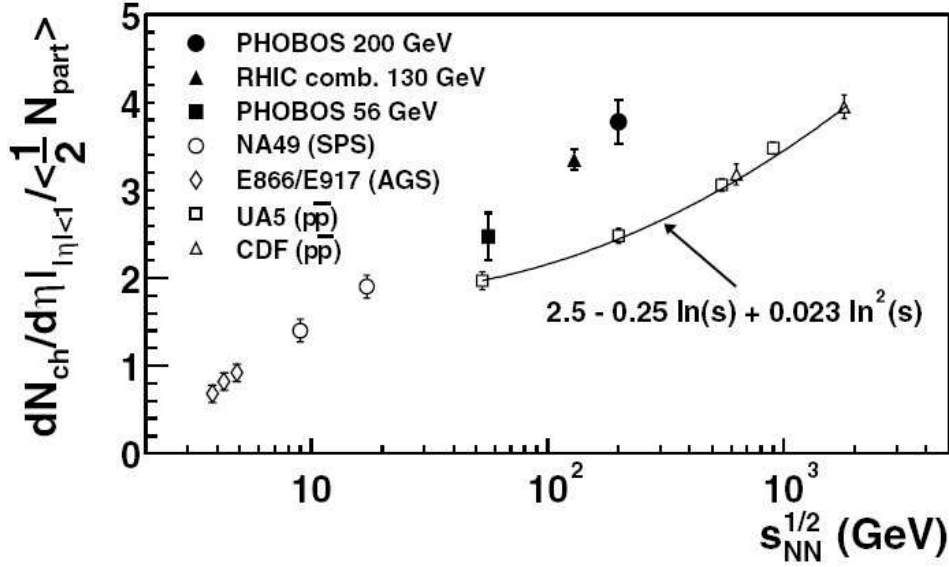


FIG. 4.2 – Dépendance en énergie de la densité de pseudo-rapacité par paire de participants pour les collisions centrales Au+Au [PHOBOS 00, PHOBOS 02].

monotoniquement avec la centralité. L'observable \mathcal{C} peut être, par exemple, la multiplicité dans un autre domaine de rapidité, l'énergie neutre des spectateurs, l'énergie transverse, etc., voire une combinaison de ces observables. Si $f(\mathcal{C})$ représente la distribution de l'observable \mathcal{C} pour l'ensemble des collisions noyau-noyau (tous paramètres d'impact confondus), et si l'on considère que $\mathcal{C}(b) \geq 0$ et $\mathcal{C}(b=0) = 0$, la classe de réactions $n\%$ la plus centrale est définie comme les collisions où l'observable $\mathcal{C} \in (0, \mathcal{C}_1)$ avec \mathcal{C}_1 définie comme :

$$\frac{n}{100} = \frac{\int_0^{\mathcal{C}_1} f(\mathcal{C}) d\mathcal{C}}{\int_0^{\infty} f(\mathcal{C}) d\mathcal{C}}. \quad (4.2)$$

Les résultats de PHOBOS montrent que la densité de particules par participant dans les collisions Au+Au 6% les plus centrales vaut pratiquement le double de la valeur mesurée dans les collisions proton-antiproton à la même énergie dans centre de masse. La multiplicité est de 650 ± 35 (*syst*) particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans la région $|\eta| < 1$. Ces résultats ont permis également de mieux estimer la multiplicité attendue pour les collisions Pb+Pb aux énergies LHC qui serait de l'ordre de 2000-3000 pour les collisions les plus centrales. Il a été observé que la densité de particules par participant diminue d'environ 30% pour les collisions périphériques (centralité 45%-50%) par rapport à la valeur mesurée dans les collisions centrales [PHENIX 01a].

Une autre observable qui nous permet de mieux comprendre encore la dynamique de la collision est la mesure de l'énergie transverse par unité de rapidité :

$$\left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0}. \quad (4.3)$$

Cette observable nous permet d'estimer la densité d'énergie aux premiers instants de la

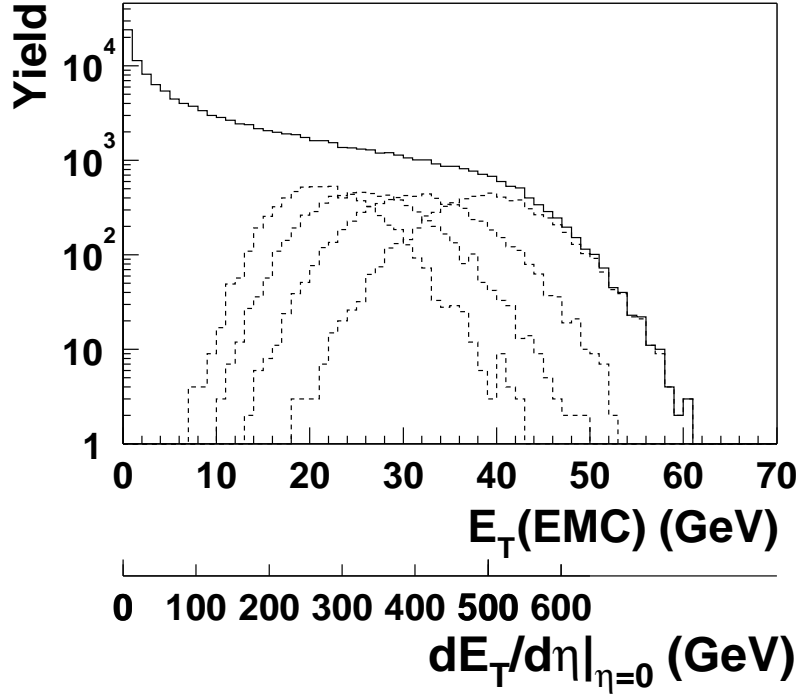


FIG. 4.3 – Distribution de l'énergie transverse dans les collisions Au+Au à 130 MeV mesurée avec le calorimètre électromagnétique de l'expérience PHENIX [PHENIX 01b]. Les lignes en pointillé représentent les distributions de l'énergie transverse pour les tranches de centralités 0-5%, 5-10%, 10-15% et 15-20%.

collision selon le formalisme de Bjorken [Bjorken 83, PHENIX 05c] :

$$\epsilon_{Bj} = \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \frac{1}{\tau_0 \pi R^2} \quad (4.4)$$

où τ_0 est le temps de formation et R est le rayon du noyau ($R=1.18A^{1/3}$). Dans la publication originale de J.D. Bjorken [Bjorken 83], le paramètre τ_0 représente le temps caractéristique de génération de l'énergie transverse lors des collisions nucléon-nucléon à la même énergie dans le centre de masse, car l'énergie transverse émise à mi-rapacité est la source de densité d'énergie initiale générée lors des collisions noyau-noyau. Si nous considérons qu'il s'agit d'une interaction forte et que $\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV, nous obtenons alors que $\tau_0 \sim \Lambda_{QCD}/\hbar$ est de l'ordre de 1 fm/c. Une autre façon d'estimer τ_0 serait d'utiliser le principe d'incertitude $\langle E_T \rangle \tau_0 \sim \hbar$ [PHENIX 05c], où $\langle E_T \rangle$ représente l'énergie transverse moyenne par particule générée lors de collisions proton-proton à ces énergies³, $\langle E_T \rangle = 400$ MeV [CDF 88]. Alors, nous obtenons $\tau_0 \sim 0.5$ fm/c.

³Dans cette estimation j'ai préféré utiliser la valeur de $\langle E_T \rangle$ obtenue dans les collisions nucléon-nucléon et non pas la valeur obtenue dans les collisions noyau-noyau. La publication de PHENIX [PHENIX 05c] a préféré utiliser la valeur de $\langle E_T \rangle$ mesurée dans les collisions noyau-noyau. La différence obtenue est de seulement 25%. Rappelons simplement que dans la publication originale de Bjorken [Bjorken 83] τ_0 représente le temps caractéristique de génération d'énergie transverse dans les collisions nucléon-nucléon.

L'énergie transverse par unité de pseudo-rapacité a été mesurée dans les collisions Au+Au à 130 et à 200 GeV en fonction de la centralité (voir Fig. 4.3). Pour les collisions Au+Au à 200 GeV les plus centrales, l'expérience PHENIX [PHENIX] a mesuré une énergie totale transverse par unité de pseudo-rapacité de l'ordre de 600 GeV, en accord avec les mesures réalisées par l'expérience STAR [STAR 04c]. Des calculs MonteCarlo [PHENIX] montrent que :

$$\left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} = 1.25 \times \left. \frac{dE_T}{d\eta} \right|_{\eta=0} \sim 750 \text{ GeV}. \quad (4.5)$$

A partir de cette valeur, nous pouvons estimer, en utilisant l'équation 4.4, que la densité d'énergie initiale atteinte lors de collisions centrales Au+Au est de l'ordre de 5-10 GeV/fm³, donc largement supérieure à la densité critique d'énergie de la transition de phase prédite par la QCD ($\epsilon_c = 0.7 \text{ GeV/fm}^3$). Dans le scénario de Bjorken, le volume très chaud formé après le temps de formation τ_0 va évoluer *via* une expansion longitudinale selon l'axe du faisceau jusqu'à un instant $\tau_l \sim R/c$ à partir duquel l'expansion devient tridimensionnelle. Pour $\tau < \tau_l$, la densité d'énergie évolue comme $\sim 1/\tau^{4/3}$. La valeur de la densité d'énergie pour l'instant $\tau \sim \tau_l$ est $\epsilon_{Bj}(\tau \sim \tau_l) \sim 0.15 - 0.29 \text{ GeV/fm}^3$. en conséquence pendant l'expansion longitudinale dans un instant compris entre $\tau \sim 2 - 4 \text{ fm/c}$, la transition vers le gaz de hadrons devrait avoir lieu.

Maintenant, nous pouvons essayer d'estimer si ce volume d'environ 150 fm³ et de densité d'énergie entre 5 – 10 GeV/fm³, pourrait évoluer vers un équilibre. En supposant que l'énergie par particule⁴ dans ce système est de l'ordre de l'énergie transverse moyenne par particule générée lors des collisions proton-proton ($\langle E_T \rangle = 400 \text{ MeV}$ [Bjorken 83, CDF 88]) et que la section efficace d'interaction est de l'ordre de 1 fm², nous obtenons que le libre parcours moyen des particules dans ce volume est :

$$\lambda = \frac{\langle E_T \rangle}{\sigma_{int} \times \epsilon_{Bj}} \sim 0.1 - 0.2 \text{ fm/c}. \quad (4.6)$$

Dans ce contexte, il semblerait plausible que le système puisse atteindre un équilibre en quelques fm/c. La question sur l'équilibration reste cependant ouverte et d'autres observables devront nous aider à confirmer ou à infirmer cette hypothèse d'équilibration. Nous pouvons conclure que les mesures de l'énergie transverse par unité de pseudo-rapacité dans les collisions Au+Au à 200 GeV confirment la formation d'un système avec une densité d'énergie supérieure à la valeur critique prédite par les calculs de QCD sur réseau. Dans les collisions noyau-noyau aux énergies de RHIC, la densité d'énergie resterait supérieure à cette valeur critique pendant $\sim 7 \text{ fm/c}$ après la collision initiale entre les noyaux, selon le formalisme de Bjorken.

4.3 Production de particules hadroniques

Compte tenu de l'impossibilité de décrire la dynamique des collisions noyau-noyau à partir de calculs *ab initio*, il est crucial de vérifier expérimentalement si une équilibration

⁴La particule à laquelle nous faisons référence ici, pourrait être un hadron ou pseudo-hadron, ou parton, ou un quantum d'énergie comme suggéré par Bjorken [Bjorken 83]. Cela n'est pas important dans cette discussion car nous voulons simplement estimer le libre parcours moyen de cette particule.

quelconque a lieu lors de ces collisions. Une condition nécessaire pour atteindre l'équilibre dans les collisions entre ions lourds est le remplissage uniforme de la totalité de l'espace de phase disponible.

4.3.1 L'instant du gel chimique

Si l'équilibre a lieu, la production d'espèces hadroniques doit respecter un comportement purement statistique. 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 chimique⁵ de la collision a lieu. Cette densité est dans l'approche grand-canonique [Andronic 04, Andronic 05] :

$$n_i = \frac{N_i}{V} = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp[(E_i - \mu_i)/T] \pm 1} \quad (4.7)$$

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 $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, et μ_i le potentiel chimique correspond à :

$$\mu_i = B_i \mu_b + S_i \mu_s + I_3 \mu_{I_3}. \quad (4.8)$$

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 (voir Fig. 4.4). En particulier, l'accord entre ce modèle et l'expérience pour les collisions Au+Au à 200 GeV est bon : $\chi^2/N_{dl} \sim 16.0/21$ [Andronic 05]. La température et le potentiel baryonique de l'instant du gel chimique obtenus seraient :

$$T_{ch} = (160.5 \pm 2) \text{ MeV} \text{ et } \mu_b = (20 \pm 4) \text{ MeV}. \quad (4.9)$$

La valeur de 160 ± 2 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 [Karsch 02a, Fodor 03]. Dans le cadre de l'hypothèse d'équilibration, l'instant du gel chimique a lieu rapidement après la transition vers l'hadronisation.

Il est intéressant d'étudier l'évolution des paramètres (T_{ch}, μ_b) en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision noyau-noyau. Nous observons que l'instant du gel chimique est en bon accord avec la supposition d'une densité de baryons n_b constante et égale à 0.12 fm^{-3} . L'instant du gel chimique aurait lieu quand la distance moyenne entre les hadrons est de l'ordre 1 fm, indépendamment de l'énergie dans le centre de masse

⁵Chemical Freeze-out en anglais. A partir de cet instant, les hadrons produits n'interagissent plus inélastiquement. Le nombre de hadrons de chaque espèce reste constant.

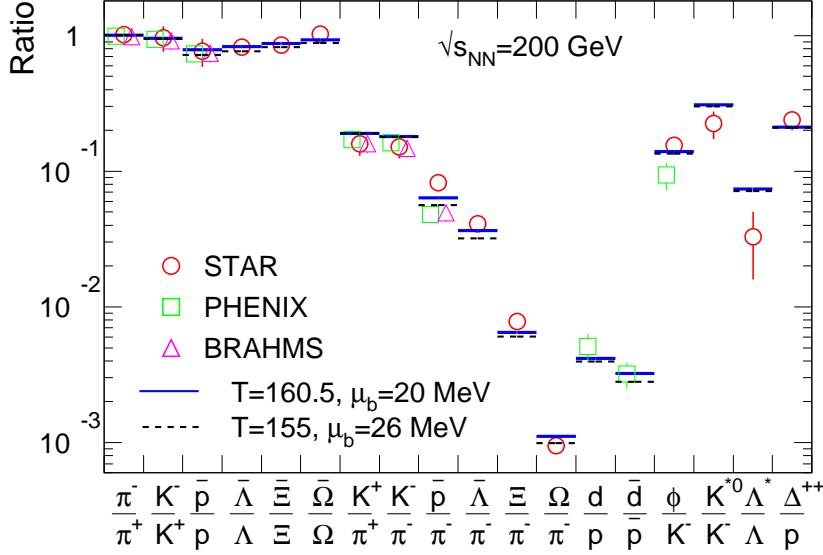


FIG. 4.4 – Ajustement avec un modèle statistique [Andronic 05] des rapports de production de hadrons dans les collisions Au+Au à 200 GeV. Les mesures expérimentales sont représentées par les symboles et les lignes représentent la prédiction du modèle statistique.

de la collision. Nous observons qu'à partir des énergies SpS, la température de l'instant du gel chimique est en accord avec les prédictions des calculs QCD sur réseau. De façon indirecte, nous pourrions conclure, si nous supposons que la thermalisation a eu lieu, que le système a dû se trouver à une température supérieure à la température critique avant le gel chimique, et donc, le QGP aurait dû être formé.

Il faut noter que le modèle statistique peut également prédire le rapport de production de hadrons dans des collisions électron-positon et hadron-hadron. La température obtenue est également de l'ordre de 170 MeV. De cette façon, nous pouvons dire également que le modèle statistique décrit correctement le processus d'hadronisation qui pourrait être vu comme un processus de pré-thermalisation. Il y a cependant deux différences importantes à signaler :

- La production de particules multi-étranges dans les collisions e^+e^- ou pp est supprimées par rapport à la production dans les collision noyau-noyau. Cela est dû à la conservation d'étrangeté dans les interactions fortes qui, dans le cas des collisions e^+e^- ou pp , est conservée dans chaque interaction et, dans le cas des collisions noyau-noyau, est conservée globalement. Cette suppression est d'un facteur 8 pour la production des baryons multi-étranges comme le baryon Ω [Andronic 04]. Cela serait une observation de la présence d'interactions multiples qui favoriserait le scénario d'équilibration.
- Une autre particularité à signaler est la dépendance avec l'énergie dans le référentiel du centre de masse. Dans les collisions noyau-noyau à plus basse énergie, la tempé-

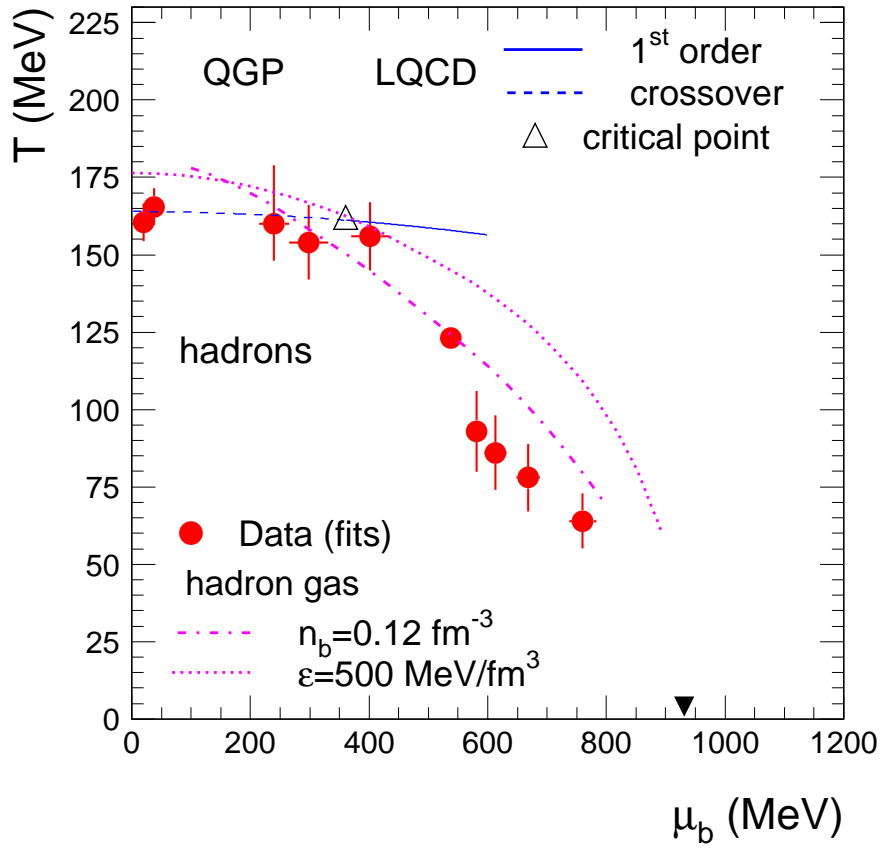


FIG. 4.5 – Température et potentiel chimique (T_{ch, μ_b}) obtenus à partir d'une analyse statistique [Andronic 05] des rapports de production des hadrons produits dans les collisions noyau-noyau aux énergies dans le centre de masse de 5A GeV (AGS), 17A GeV (SpS) et 200 GeV (RHIC). La ligne continue et la ligne à tirets représentent les calculs de QCD sur réseau. Le triangle représente le point critique prédit par les calculs de QCD sur réseau. La ligne en trait-pointillé représente un gaz de hadrons à une densité de baryons constante $n_b = 0.12 \text{ fm}^{-3}$.

rature de l'instant du gel chimique, diminue fortement, jusqu'à $T \sim 50$ MeV pour les collisions noyau-noyau à 5A GeV (AGS). Ce phénomène n'est pas observé dans les collisions e^+e^- ou pp , dominées par le processus d'hadronisation.

Malgré le succès du modèle statistique pour prédire les rapports de production de hadrons, la question sur l'équilibration dans les collisions centrales noyau-noyau reste, toutefois, une question ouverte. A noter également que d'autres approches statistiques existent sur le marché : [Becattini 04, Cleymans 05, Rafelski 05].

4.3.2 L'instant du gel cinétique

Compte-tenu que les sections efficaces élastiques sont plus grandes que les sections efficaces inélastiques à basse énergie (donc basse température), l'instant du gel cinétique aura lieu après le gel chimique. En fait, bien que le taux de production des différentes espèces de hadrons est fixé lors du gel chimique, ces hadrons continuent à interagir élastiquement en modifiant leurs caractéristiques cinématiques (distribution en impulsion transverse) jusqu'à l'instant du gel cinétique. Après le gel cinétique, les hadrons vont atteindre les systèmes de détection, ou se désintégrer en vol si $\gamma c\tau$ est inférieur à la dizaine de centimètres (γ étant le facteur de Lorentz du hadron et τ son temps de vie).

Avant d'analyser les distributions en impulsion transverse dans l'hypothèse d'une équilibration totale, nous pouvons nous demander s'il y a une différence quantitative entre les distributions mesurées dans les collisions proton-proton et noyau-noyau. Le paramètre le plus simple à comparer serait l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$. Il est observé que $\langle p_T \rangle$ augmente avec la centralité de la collision Au+Au aux énergies RHIC [STAR 04b]. Cette augmentation est faible pour les pions : $\langle p_T \rangle \sim 350$ MeV pour les collisions p+p et $\langle p_T \rangle \sim 400$ MeV pour les collisions centrales Au+Au. Dans le cas des protons, cette augmentation est plus importante : $\langle p_T \rangle \sim 680$ MeV pour le collision p+p et $\langle p_T \rangle \sim 1$ GeV pour les collisions centrales Au+Au. Ceci est déjà une première preuve de l'existence des interactions secondaires lors des collisions centrales Au+Au.

Une analyse des distributions en impulsion transverse, en supposant que l'équilibre est atteint, nous permet d'extraire la température de l'instant du gel cinétique ainsi que la distribution de vitesses transverses : $\beta(r) = \beta_s \times (r/R)^n$ [STAR 04b]. Pour les collisions les plus centrales, (0-5%), Au+Au à 200 GeV, on obtient que $T_{kin} = 89 \pm 10$ MeV et $\beta_s = 0.84 \pm 0.07$ (voir Fig. 4.6⁶). Nous observons que la température de l'instant du gel cinétique est inférieure à celle du gel chimique comme nous l'avions imaginé. Nous pouvons également obtenir une température cinétique pour les collisions proton-proton, où l'hypothèse d'équilibre ne semble pas plausible. Nous observons que dans les collisions

⁶Dans cette figure, la température de l'instant du gel chimique est également donnée. Elle est de $T_{ch} = 157 \pm 6$ MeV pour les collisions centrales (5%) Au+Au à 200 GeV. Cette valeur est légèrement différente de la valeur donnée dans la section précédente. Il faut noter que les résultats obtenus à partir des analyses statistiques peuvent varier si les résonances hadroniques (Δ^{++} , K^* and Λ^*) sont ou ne sont pas considérés dans l'ajustement [Andronic 05]. De surcroît, dans cette analyse un autre paramètre libre a été inclus : la suppression d'étrangeté γ_s qui est différente de l'unité, bien que toujours compatible avec elle, $\gamma_s = 0.86 \pm 0.11$. Finalement, il faut noter une correction très importante : la rétro-alimentation des décroissances faibles. Cette correction a tendance à diminuer la valeur de la température chimique extraite de l'ajustement statistique [Braun-Munzinger 01, Braun-Munzinger 04, Andronic 04, Andronic 05, Braun-Munzinger 05]

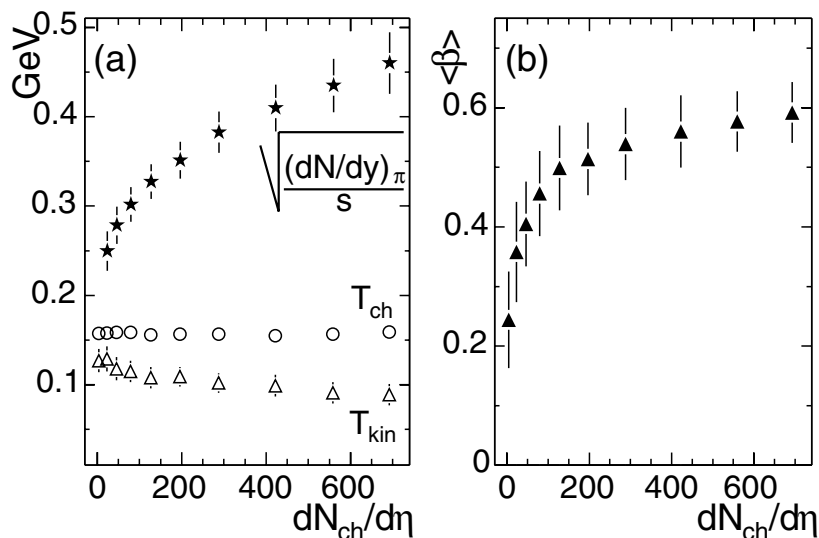


FIG. 4.6 – Évolution de la température cinétique, de la température chimique et de la vitesse transverse moyenne en fonction de la multiplicité de hadrons par unité de pseudo-rapidité à mi-rapidité. La température cinétique et la vitesse transverse moyenne ont été calculées à partir d'une analyse Blast-wave en supposant un champ de vitesse radial du type $\beta(r) = \beta_s \times (r/R)^n$ [STAR 04b].

proton-proton, la température cinétique se rapproche de la température chimique (voir Fig. 4.6).

4.4 Anisotropie azimutale : l'écoulement elliptique

Dans les collisions entre particules élémentaires, en l'absence de toute polarisation de spin, les distributions azimutales sont uniformes à cause de la symétrie azimutale du système. Dans les collisions proton-proton, cette symétrie est également respectée même si le proton n'est pas, strictement parlant, une particule élémentaire. Dans les collisions noyau-noyau, la symétrie azimutale est brisée *a priori* par l'existence d'un plan de réaction. Le plan de réaction est défini par le vecteur du paramètre d'impact et par le vecteur impulsion initiale des noyaux (voir Fig. 4.7). Si nous considérons la collision noyau-noyau comme étant une superposition incohérente de collisions individuelles nucléon-nucléon, il y aura une isotropie dans la distribution azimutale des particules émises, de la même façon que dans les collisions proton-proton et indépendamment du plan de réaction. Au contraire, si des interactions secondaires entre les particules produites lors des premières collisions nucléon-nucléon (ou collisions parton-parton) ont lieu, l'anisotropie azimutale de la zone de la collision (voir zone de recouvrement de deux noyaux lors de la collision avec un paramètre d'impact b sur la Fig. 4.7), pourrait induire une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises.

En conséquence, nous pouvons considérer l'anisotropie azimutale comme une obser-

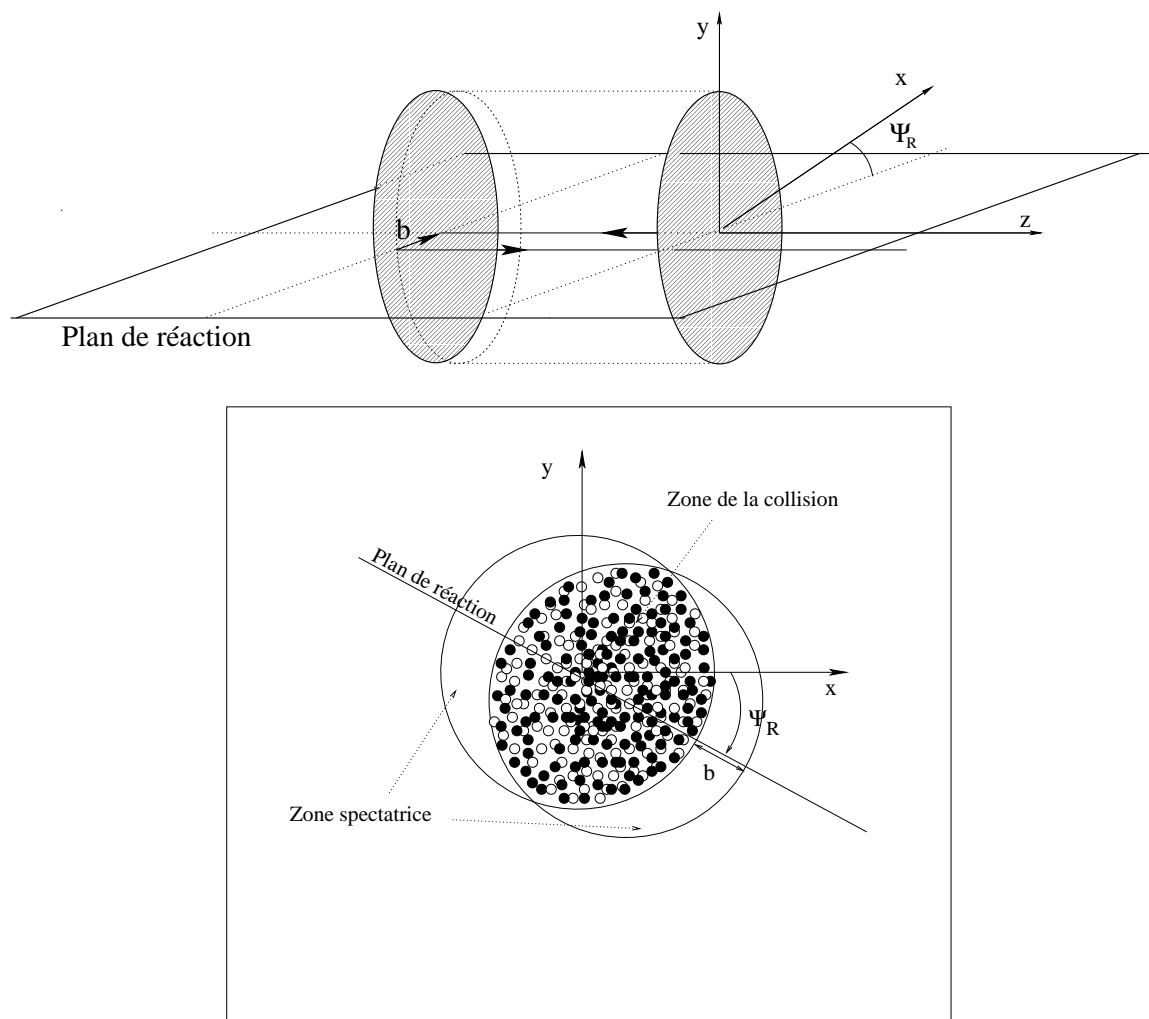


FIG. 4.7 – Définition du plan de réaction d'une collision noyau-noyau pour un paramètre d'impact b .

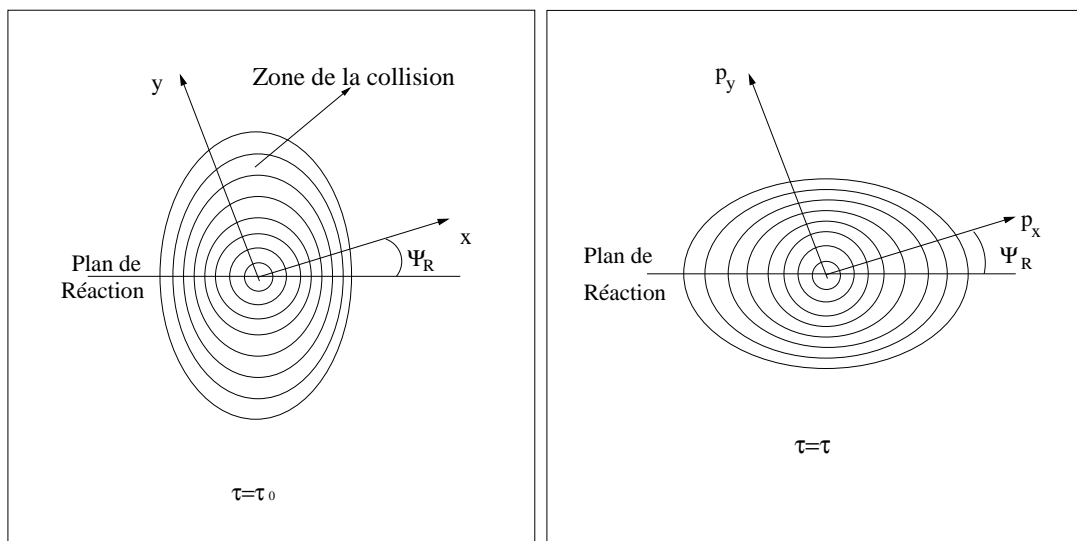


FIG. 4.8 – *Vision de la génération de l'écoulement elliptique. En supposant que la zone de recouvrement entre les noyaux atteint une équilibration très rapide, l'anisotropie spatiale du gradient de la pression à l'instant t_0 va générer une anisotropie en impulsion des particules émises à l'instant t_∞ .*

vale directe des interactions secondaires lors des collisions entre ions lourds. Ces interactions secondaires sont nécessaires pour que le système puisse atteindre l'équilibre. Dans l'hypothèse extrême que l'équilibre est atteint très rapidement (grand nombre d'interactions secondaires lors des premiers instants de la collision), l'anisotropie azimutale est interprétée comme une conséquence de l'anisotropie azimutale de gradients de pression dans la zone de la collision (voir Fig. 4.8). Cette anisotropie azimutale spatiale provoquera une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises. Dans ce dernier cas, les modèles inspirés de la dynamique des fluides pourront être utilisés pour décrire l'évolution de la matière dense et chaude formée dans la zone de collision.

La façon standard d'étudier la distribution azimutale consiste à effectuer une analyse de Fourier [Poskanzer 98] des sections efficaces différentielles :

$$E \frac{d^3 N}{d^3 \vec{p}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ 2v_n \cos [n(\phi - \Psi_R)] \right\} \right] \quad (4.10)$$

où Ψ_R représente le plan de réaction⁷ et v_n sont les coefficients de Fourier. La forme en amande de la zone de collision (voir Fig. 4.8) laisse à penser que l'harmonique la plus importante devrait être le terme v_2 connu comme écoulement elliptique, suivi éventuellement des termes pairs comme v_4 et v_6 . Cela est particulièrement vrai à mi-rapidité car la partie *spectatrice* des noyaux qui collisionnent a une symétrie droite-gauche et, de surcroît, les spectateurs s'éloignent rapidement de la zone d'interaction⁸. A haute rapidité, seule une

⁷L'angle du plan de réaction doit être déterminé à partir de l'événement étudié. A noter que la résolution expérimentale de l'angle du plan de réaction dépendra de la topologie de l'événement étudié : multiplicité, centralité, etc. [Poskanzer 98]. Ici, nous allons supposer, naïvement, que le plan de réaction est parfaitement connu.

⁸La rapidité relative entre la zone de collision et la zone spectatrice est de quelques unités de rapidité

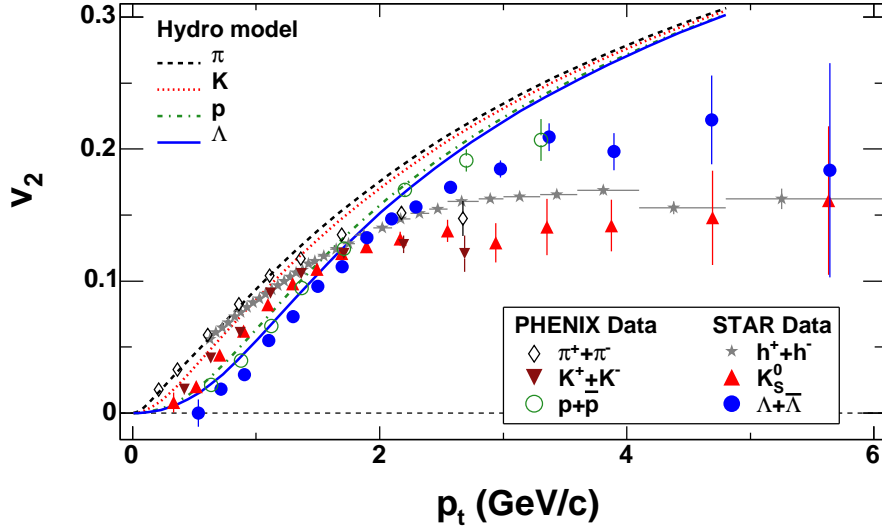


FIG. 4.9 – Évolution de l'écoulement elliptique v_2 en fonction de l'impulsion transverse, p_T , pour différentes espèces de particules : π , K , p , Λ , etc, dans les collisions Au+Au à 200 GeV [STAR 05a]. Les valeurs expérimentales (symboles) sont comparées avec les prédictions du modèle hydrodynamique (lignes).

des parties *spectatrices* de noyaux peut induire une anisotropie droite-gauche, provoquant un terme v_1 (écoulement direct) non-nul. Aux énergies RHIC, des valeurs de v_1 de l'ordre de 2% ont été mesurées pour des pseudo-rapidités $|\eta| \sim 3.5$. Pour $|\eta| < 1$, v_1 serait nul [STAR 05a].

Un des premiers résultats surprenant de RHIC a été l'obtention d'une forte composante d'écoulement elliptique, jusqu'à $v_2 = 6\%$ pour les collisions semi-périphériques Au+Au à 130 GeV [STAR 01]. Cet écoulement elliptique est supérieur à celui mesuré aux énergies SpS. Cette observation est une preuve expérimentale des interactions secondaires des particules émises lors des collisions. De surcroît, les prédictions des modèles hydrodynamiques, qui supposent une équilibration très rapide de la zone de collision, décrivent de façon satisfaisante les valeurs mesurées de l'écoulement elliptique en fonction de la centralité⁹ et en fonction de l'impulsion transverse (pour p_T inférieurs à 1-2 GeV/c). Nous observons que pour les collisions Au+Au à 200 GeV sans sélection de centralité (Fig. 4.9), le modèle hydrodynamique décrit l'évolution de l'écoulement elliptique en fonction de p_T pour les différentes espèces de particules mesurées : π , K , p , Λ , etc.

Ce succès de la dynamique des fluides pour décrire l'écoulement elliptique dans les collisions Au+Au aux énergies RHIC a été utilisé comme argument pour affirmer qu'une équilibration totale très rapide ($\Delta\tau \sim 0.5$ fm/c) avait lieu dans ces collisions. Cette équilibration rapide pourrait induire le paradoxe suivant : le QGP ne serait pas un vrai plasma mais plutôt un liquide presque parfait, avec des constituants qui interagissent fortement. Cela ne serait pas une surprise car à des températures proches de la température critique, il faut s'attendre que la limite *du gaz parfait* ne soit pas atteinte. Finalement, la me-

aux énergies RHIC : $\ln \sqrt{s}/m_p$.

⁹Sauf pour les collisions très périphériques où, d'ailleurs, l'hypothèse d'équilibration perd son sens.

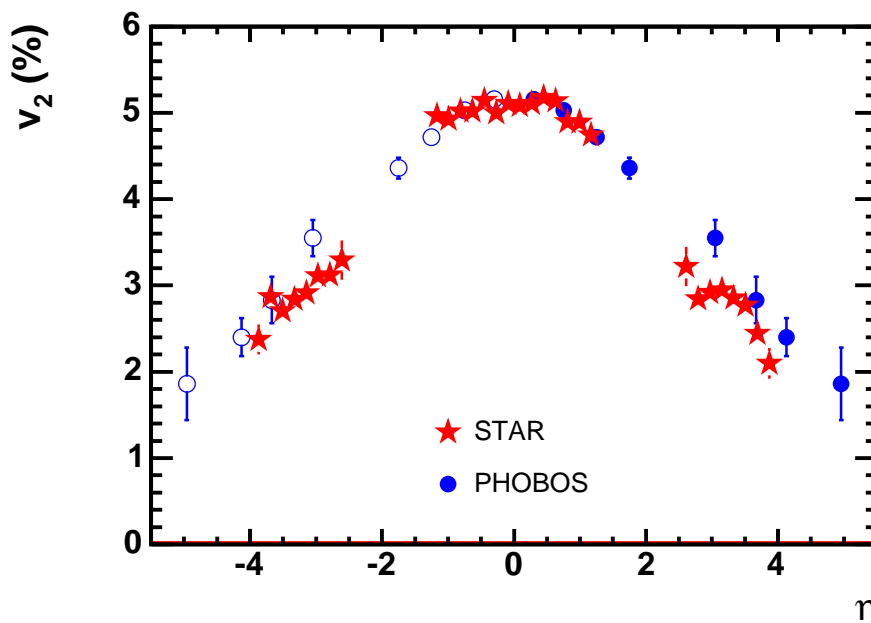


FIG. 4.10 – *Ecoulement elliptique de hadrons chargés en fonction de la pseudo-rapacité pour les collisions Au+Au à 200 GeV [STAR 05a].*

sure de l'écoulement elliptique à RHIC serait une des premières mesures expérimentales permettant d'étudier la nature du QGP.

Cependant, avant de s'avancer de façon dangereuse sur la nature du QGP qui serait produit lors des collisions centrales entre ions lourds aux énergies de RHIC, il faut d'abord répondre à de nouvelles questions qui surgissent :

1. Comment l'équilibre est-il atteint si rapidement ? Aucun modèle de transport avec des sections efficaces d'interaction réalistes n'est capable de décrire ce processus d'équilibration [Molnár 05] ;
2. Le succès de l'hydrodynamique aux énergies de RHIC est-il parfait ? Une comparaison plus exhaustive avec les résultats expérimentaux montrerait quelques défaillances des modèles hydrodynamiques :
 - La mesure du coefficient v_4 de l'anisotropie azimutale montre que le rapport v_4/v_2^2 est trop grand par rapport aux prédictions des modèles hydrodynamiques [PHOBOS 05a, STAR 05a, Bhalerao 05] ;
 - L'évolution de l'écoulement elliptique en fonction de la pseudo-rapacité (Fig. 4.10) n'est pas complètement comprise par les modèles hydrodynamiques. Même s'il semble y avoir un plateau pour $|\eta| < 1$, l'écoulement elliptique décroît rapidement pour des pseudo-rapidités $|\eta| > 1.5$;
 - L'évolution de l'écoulement elliptique en fonction de l'énergie et de la taille du système n'est pas bien comprise. Une analyse reposant sur l'hydrodynamique nous indiquerait que la limite hydrodynamique a été atteinte aux énergie RHIC. Pour des énergies supérieures, la valeurs de l'écoulement elliptique devrait saturer.

Cependant les données ne montrent pas nettement cette saturation de v_2 . Les données seraient compatibles avec une augmentation de l'écoulement elliptique au fur et à mesure que l'énergie disponible dans le centre de masse augmente. En outre, la dépendance de l'écoulement elliptique avec le système étudié doit également être comparée aux prédictions de l'hydrodynamique. De nouvelles lois d'échelle pourraient apparaître [Bhalerao 05].

4.5 Production à grande impulsion transverse

Les collisions aux énergies de RHIC ont permis, pour la première fois, l'étude des particules de grande impulsion transverse et de leurs corrélations dans les collisions centrales entre ions lourds [STAR 02, PHENIX 03a, PHENIX 03b, BRAHMS 04, STAR 04a, PHENIX 05c]. *A priori*, ces particules de grande impulsion sont générées lors de la fragmentation de partons (quarks ou gluons) produits lors de collisions très énergétiques entre les constituants élémentaires du hadron ou du noyau. La fragmentation des partons à grande impulsion transverse va générer plusieurs particules émises selon une direction privilégiée de l'espace, donnée par la direction initiale du parton qui fragmente. Dans ce contexte, nous définissons expérimentalement un jet comme un ensemble de particules émises dans une même direction de l'espace d'un cône d'ouverture $R \sim 1$. Les particules i émises dans ce cône $\sqrt{\Delta\eta_i^2 + \Delta\phi_i^2} \geq R$, où η est la pseudo-rapacité et ϕ est l'angle azimutal, seront associées au jet. À mi-rapacité, cette ouverture correspond à un cône d'environ 40 degrés. L'étude des jets dans les collisions centrales entre ions lourds s'avère très intéressante pour sonder le milieu dense et chaud formé lors de ces collisions (voir Fig. 4.11) :

- Les partons sont produits lors des premiers instants de la collisions ;
- Les partons (particules colorées) doivent traverser le QGP avant leur fragmentation en un jet de particules ;
- Les caractéristiques des particules issues de la fragmentation du parton, permettent de sonder l'interaction entre le milieu et le parton.

La perte d'énergie des partons est assez importante dans le cas d'un QGP : de l'ordre de 1 GeV/fm, due à l'émission radiative de gluons de basse énergie¹⁰ par le parton. En général, la perte d'énergie ΔE sera proportionnelle à la densité de gluons de la matière traversée et proportionnelle au carré de la longueur traversée [Baier 97, Zakharov 97] :

$$\Delta E \sim \alpha_s \times C_R \times \hat{q}(\rho_g) \times L^2 \quad (4.11)$$

où α_s est la constante de couplage de l'interaction forte, C_R est le facteur de charge de couleur, \hat{q} est le coefficient de transport qui dépend directement de la densité de gluons (ρ_g) du milieu traversé et L est l'épaisseur de la matière traversée. La dépendance en L^2 indique que le rayonnement de gluons a lieu de façon cohérente sur toute la longueur L . La perte d'énergie dépendra également des caractéristiques intrinsèques du parton :

- Les gluons vont perdre plus d'énergie que les quarks. Un facteur 9/4 de couleur associé aux diagrammes de freinage d'un gluon ou d'un quark [Peigné 06] ;

¹⁰Soft gluon radiation.

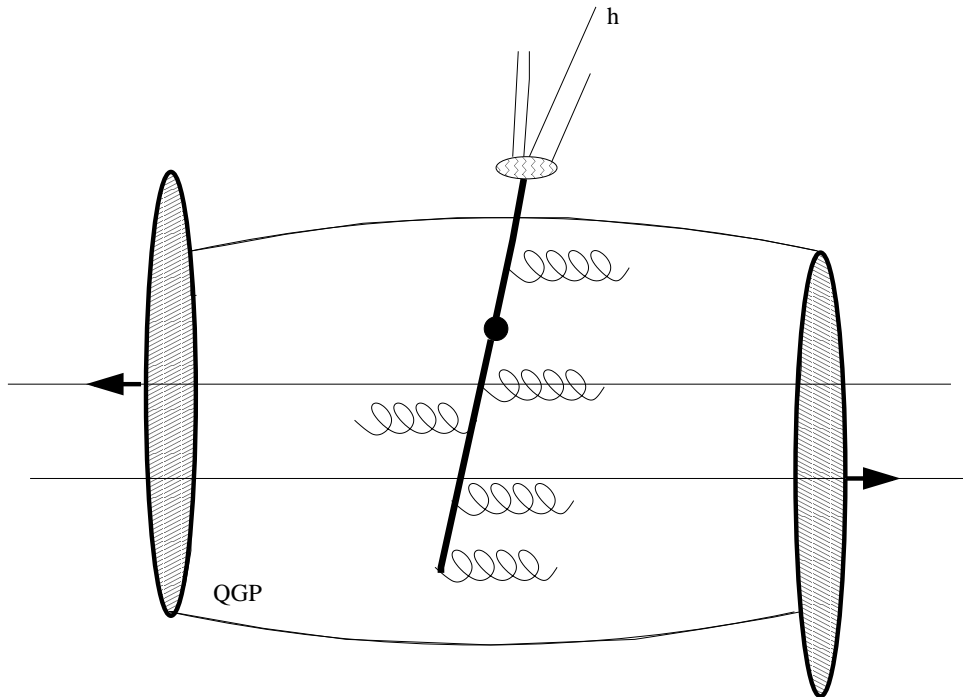


FIG. 4.11 – Représentation schématique de l'interaction des partons avec le QGP avant la fragmentation des partons. Nous pourrions imaginer que le parton soit totalement absorbé par le QGP et que sa fragmentation n'ait pas lieu.

- Les quarks lourds vont perdre moins d'énergie que les quarks légers, dû à la suppression d'émission de gluon par rayonnement pour les angles inférieurs à M/E , où M est la masse du quark et E son énergie [Dokshitzer 01].

Expérimentalement la production de jets a été mesurée dans les collisions hadroniques (voir par exemple les références [UA1 83, CDF 89]). Cependant la détection de jets dans les collisions entre ions lourds n'a pas été possible, à cause de la faible section efficace et du fond hadronique considérable lors de ces collisions. En conséquence, la production de jets a été mesurée de façon indirecte *via* :

- La distribution de particules de grande impulsion transverse ;
- Les corrélations entre les particules de grande impulsion transverse.

4.5.1 Le facteur de modification nucléaire

Expérimentalement, la comparaison des distributions à grande impulsion transverse des hadrons produits dans les collisions entre ions lourds avec celles de hadrons produits dans les collisions proton-proton devrait permettre d'étudier de façon inclusive l'interaction entre les partons et le milieu chaud et dense. Le paramètre étudié est le facteur de

modification nucléaire, R_{AA} :

$$R_{AA}^{CC}(p_T, \eta) = \frac{\frac{1}{\sigma_{AA}^{CC}} \left| \frac{d\sigma_{AA}^{CC,h}}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}}{\langle N_{coll}^{CC} \rangle \frac{1}{\sigma_{pp}} \left| \frac{d\sigma_{pp}^h}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}} \quad (4.12)$$

où CC représente la classe de réaction (classe de centralité). $\langle N_{coll} \rangle$ est le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon de cette classe de réaction. $\langle N_{coll} \rangle$ est calculé *via* le formalisme de Glauber [Glauber 70, d'Enterria 03]. σ_{AA} et σ_{pp} sont les sections efficaces nucléaires inélastiques, et $\left| \frac{d\sigma^h}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}$ est la section efficace différentielle en impulsion transverse du hadron h pour la pseudo-rapacité η . Un facteur de modification nucléaire inférieur à l'unité pourrait mettre en évidence la perte d'énergie des partons dans le milieu chaud et dense lors des collisions centrales entre ions lourds, car lors de la fragmentation du parton, l'énergie disponible pour l'hadronisation est moindre. Il convient de réécrire l'expression de R_{AA} en tenant compte de quelques contraintes expérimentales :

- Dans les collisions centrales et semi-centrales entre ions lourds, les expériences à RHIC présentent une efficacité de déclenchement proche de 100%, en raison de la grande multiplicité de particules générées. De ce fait, le taux de production de hadrons par collision noyau-noyau est l'observable physique que l'on peut mesurer avec la meilleure précision :

$$\left| \frac{dN_{AA}^h}{d\eta dp_T} \right|_{\eta} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \left| \frac{d\sigma_{AA}^h}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}; \quad (4.13)$$

- Le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon n'est pas défini de façon non-ambiguë. En particulier il dépendra de la section efficace σ_{pp} utilisée dans le modèle de Glauber. Nous pouvons considérer la section efficace inélastique ou bien la section efficace non-diffractive¹¹. Il convient donc de définir une nouvelle variable moins ambiguë comme le recouvrement nucléaire T_{AA} :

$$\langle T_{AA}^{CC} \rangle = \frac{\langle N_{coll}^{CC} \rangle}{\sigma_{pp}}. \quad (4.14)$$

Dans le modèle de Glauber, le recouvrement nucléaire est calculé pour un paramètre d'impact donné comme ¹² :

$$T_{AA}(|\vec{b}|) = \int d^2\vec{s} T_A(|\vec{s}|) T_A(|\vec{s} - \vec{b}|) \quad (4.15)$$

¹¹La section efficace diffractive correspond aux processus où il y a en échange d'un ensemble de gluons portant une charge de couleur nulle (état singlet de couleur) entre les protons. D'un point de vue expérimental, les collisions inélastiques proton-proton avec un proton dans l'état final et plusieurs particules dans le domaine de rapidité de l'autre proton correspondent à un processus diffractif singlet. S'il y a plusieurs particules émises dans les domaines de rapidité de chaque proton et aucune particule à mi-rapacité, nous parlerons d'un processus doublement diffractif. La section efficace inélastique proton-proton à 200 GeV est de l'ordre de 42 mb [Group 00], et la section efficace non-diffractive de l'ordre de 30 mb.

¹²On peut généraliser facilement la définition du recouvrement nucléaire dans le cas de deux noyau A et B différents : $T_{AB}(|\vec{b}|) = \int d^2\vec{s} T_A(|\vec{s}|) T_B(|\vec{s} - \vec{b}|)$.

où \vec{s} est un vecteur dans le plan transverse $(x, y, 0)$, \vec{b} est le vecteur $(0, b, 0)$ et $T_A(|\vec{s}|)$ est l'épaisseur nucléaire¹³ :

$$T_A(|\vec{s}|) = \int dz \rho_A(|\vec{b} - \vec{z}|) \quad (4.16)$$

où \vec{z} est le vecteur $(0, 0, z)$ et ρ_A la densité du noyau considéré¹⁴ ;

- Les expériences RHIC présentent une efficacité de déclenchement de l'ordre de $\sim 50\%$ lors de collisions inélastiques proton-proton. En conséquence, la section efficace σ_{pp} ne peut pas être mesurée et le taux de production de hadrons par collision inélastique pp non plus. Par contre, nous pourrions mesurer directement la section efficace différentielle $\left. \frac{d\sigma_{pp}^h}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}$ après avoir mesuré d'une certaine manière la luminosité des faisceaux au point de croisement.

En tenant compte de ces remarques expérimentales, il convient donc de réécrire l'expression de R_{AA} de la façon suivante :

$$R_{AA}^{CC}(p_T, \eta) = \frac{\left. \frac{dN_{AA}^{CC,h}}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}}{\langle T_{AA}^{CC} \rangle \left. \frac{d\sigma_{pp}^h}{d\eta dp_T} \right|_{\eta}} \quad (4.17)$$

Sans doute, l'obtention la plus remarquable aux énergies RHIC a été celle de la suppression de particules de grande impulsion transverse dans les collisions centrales Au+Au, observée par l'ensemble des expériences. En particulier, l'expérience PHENIX a observé une suppression jusqu'à $R_{AA} \sim 0.2$ pour des impulsions transverses supérieures à ~ 4 GeV/c [PHENIX 03b] (voir Fig. 4.12). Cette suppression a été observée pour les pions neutres, pour les hadrons chargés (voir Fig. 4.13), ainsi que pour les kaons, protons, baryons étranges etc. 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 [Kharzeev 03]¹⁵ 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 200 GeV a montré, au contraire, l'absence d'une telle suppression à mi-rapacité dans ce type de collisions (voir Fig. 4.12 et Fig. 4.13). Ce résultat expérimental a été d'une très grande importance car les modèles de saturation gluonique ont été invalidés pour décrire la production de particules à mi-rapacité dans les collisions Au+Au aux énergies de RHIC. En outre, il a été montré que la suppression de particules de grande impulsion transverse

¹³A signaler que $\int d^2\vec{s} T_A(|\vec{s}|) = A$ et que $\int d^2\vec{s} T_{AA}(|\vec{s}|) = A \times A$.

¹⁴Normalement une paramétrisation type Wood-Saxon avec un rayon nucléaire $R_A = 1.19A^{1/3} - 1.61A^{-1/3}$ fm et une épaisseur nucléaire $a = 0.54$ fm [d'Enterria 03] sont considérés pour décrire la densité du noyau.

¹⁵Ces modèles reposent sur l'idée du condensât de verre de couleur (Color Glass Condensate) pour décrire l'état initial du noyau.

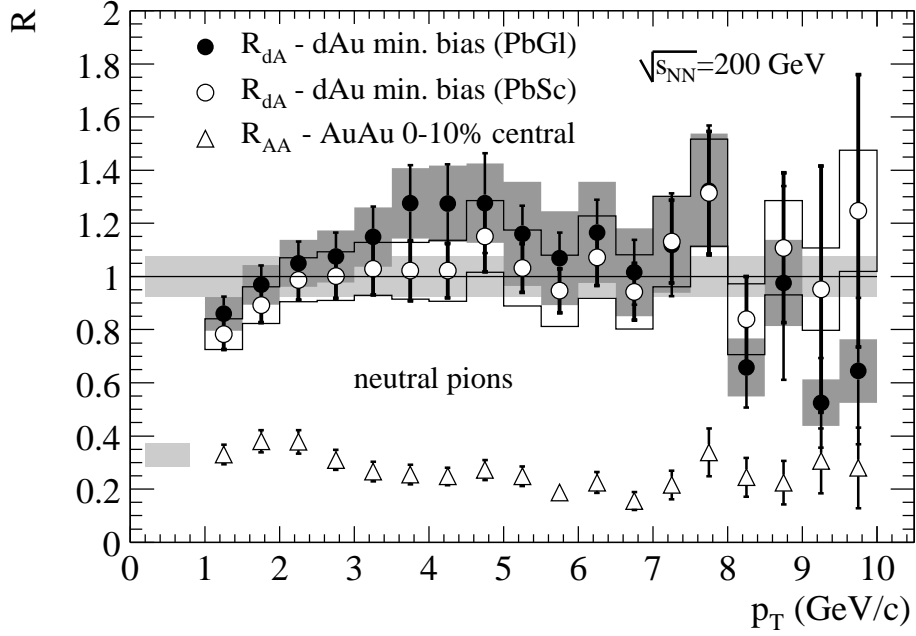


FIG. 4.12 – Facteur de modification nucléaire des pions neutres mesuré par l'expérience PHENIX [PHENIX 03a] dans les collisions d+Au à 200 GeV (cercles noirs et blancs pour chaque calorimètre électromagnétique de PHENIX) et dans les collisions 10% plus centrales Au+Au à 200 GeV (triangles).

observée dans les collisions Au+Au avait comme origine l'interaction des partons avec le milieu formé dans la phase finale de la collision entre les noyaux.

Plusieurs modèles utilisant l'interaction du parton avec le milieu ont expliqué la suppression de particules de grande impulsion transverse observé à RHIC [d'Enterria 05]. Il est montré que le milieu formé présente une densité de gluons considérable : jusqu'à 1100 gluons par unité de rapidité, et que la perte d'énergie des partons est de l'ordre de 30 fois supérieure à celle observée dans la matière nucléaire froide. Cette observation extraordinaire ne permet pas de confirmer la formation du QGP, mais elle permet d'affirmer qu'un milieu dense et déconfiné est formé lors des collisions centrales Au+Au aux énergies de RHIC.

Une confirmation de la conclusion précédente a été obtenue *via* l'étude de la production des photons directs. *De facto*, les photons directs sont principalement produits lors des interactions dures initiales entre les partons :

- *Via* le processus de diffusion Compton : $q + g \rightarrow q + \gamma$;
- *Via* le processus d'annihilation : $q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$.

Les photons étant des particules électromagnétiques, 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. Cela a été effectivement observé par l'expérience PHENIX [PHENIX 05b] (voir Fig. 4.14).

Le facteur de modification nucléaire a été mesuré à grande pseudo-rapacité, jusqu'à $\eta=3.2$, par l'expérience BRAHMS [BRAHMS 04]. Pour les grandes pseudo-rapidités un

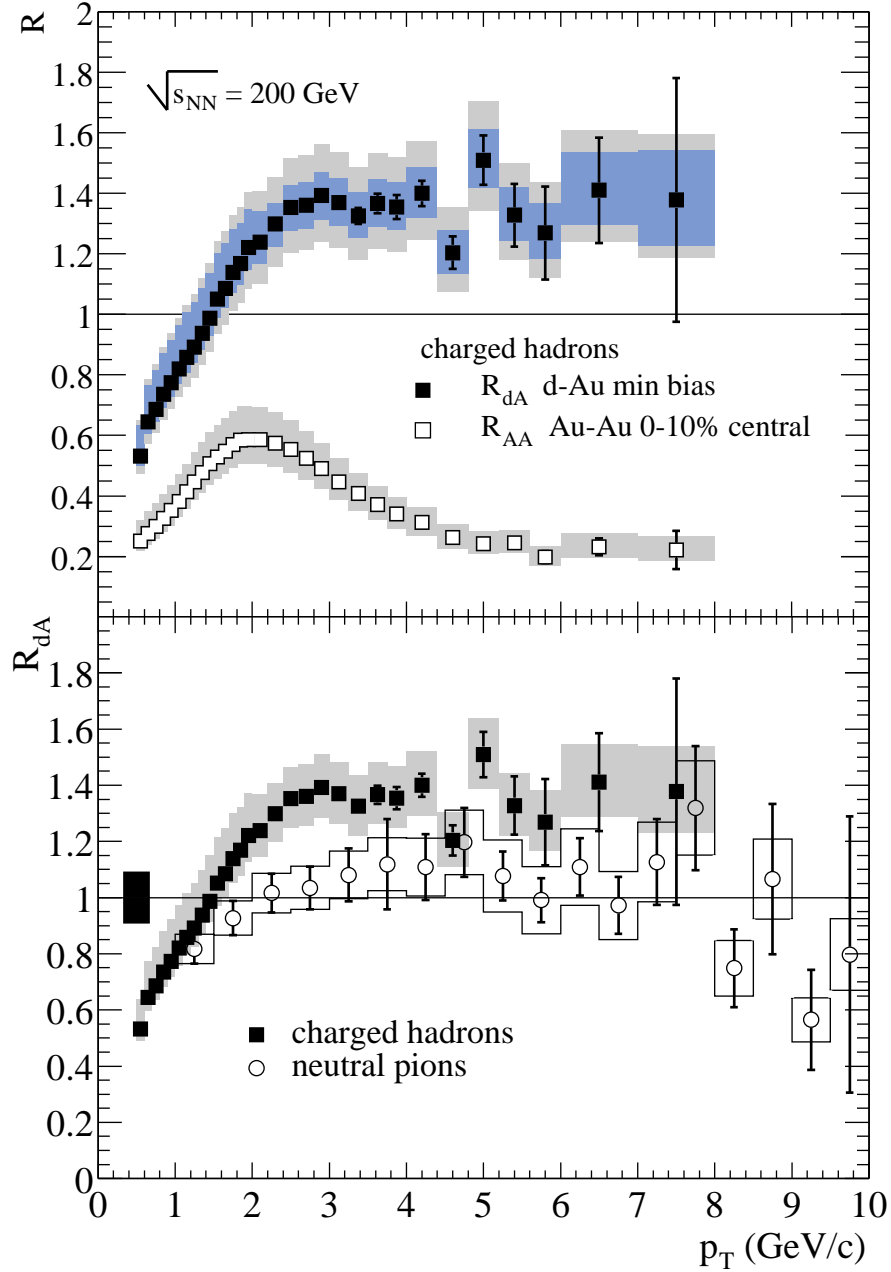


FIG. 4.13 – Facteur de modification nucléaire des hadrons chargés, $(h^+ + h^-)/2$, mesuré par l'expérience PHENIX [PHENIX 03a] dans les collisions d+Au à 200 GeV (carrés noirs) et dans les collisions 10% plus centrales Au+Au à 200 GeV (carrés blancs). Les valeurs moyennes du facteur de modification nucléaire (moyenne des valeurs obtenues pour les deux calorimètres électromagnétiques de PHENIX) sont également montrées (cercles).

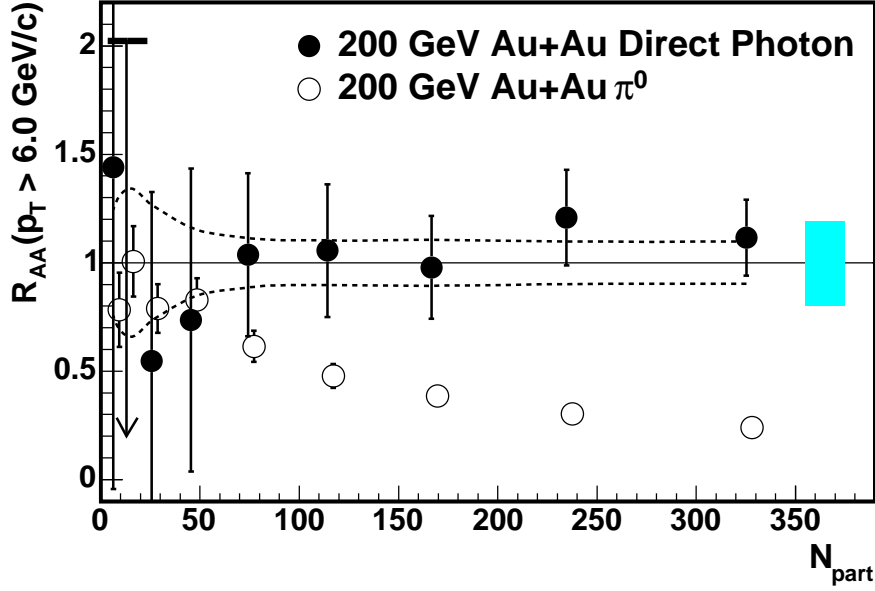


FIG. 4.14 – Facteur de modification nucléaire pour les photons directs (cercles noirs) et pour les pions neutres (cercles blancs) en fonction de la centralité de la collision Au+Au à 200 GeV [PHENIX 05b].

facteur R_{AA} inférieur à l'unité a été trouvé. Il correspond à une suppression relative entre la pseudo-rapacité nulle et la pseudo-rapacité $\eta=3.2$ de l'ordre de 0.7 (voir Fig. 4.15). A noter que pour un processus avec un transfert d'impulsion Q , nous pouvons calculer le x_{Bj} capable de générer ce processus dur de la façon suivante :

$$x_{\pm}^{Bj}(Q) = \frac{Q}{\sqrt{s_{NN}}} \times e^{\pm y} \quad (4.18)$$

A mi-rapacité aux énergies RHIC et pour un $Q \sim 4$ GeV¹⁶, cela correspond à $x_{\pm}^{Bj}=0.02$. Pour une rapidité $y \sim 3.2$, nous trouvons : $x_{+}^{Bj} \sim 1.0$ et $x_{-}^{Bj} \sim 8 \times 10^{-4}$. Compte-tenu que la densité de gluons dans la distribution de partons du noyau augmente au fur et à mesure que x_{Bj} diminue ($\rho_g \sim 1/x_{Bj}^{\delta}$ [J. Kwiecinski 95]) cette suppression à grande rapidité pourrait indiquer que les modèles de saturation deviennent valables pour décrire la dynamique à grande rapidité, c'est-à-dire pour des valeurs de x_{Bj} inférieures à 10^{-3} [BRAHMS 05]. Cette conclusion est assez intéressante, car cela voudrait dire qu'aux énergies LHC¹⁷, la dynamique initiale de la collision noyau-noyau pourrait être décrite par un modèle qui a été construit en supposant que la limite classique de la chromo-dynamique quantique est atteinte. Ce domaine de la chromo-dynamique quantique n'a jamais été étudié. Cela ouvrira des nouvelles perspectives pour pouvoir décrire les premiers instants de la collision nucléaire ainsi que le processus d'équilibration à partir de calculs *ab initio* [Gelis 05, Iancu 05].

¹⁶Cela correspond à deux partons légers émis dos-à-dos (back-to-back) avec un p_T de 2 GeV/c.

¹⁷L'énergie disponible dans le centre de masse sera 27 fois supérieure à celle de RHIC. A mi-rapacité et pour un $p_T \sim 2$ GeV/c, la région $x_{Bj} \sim 10^{-3}$ sera explorée.

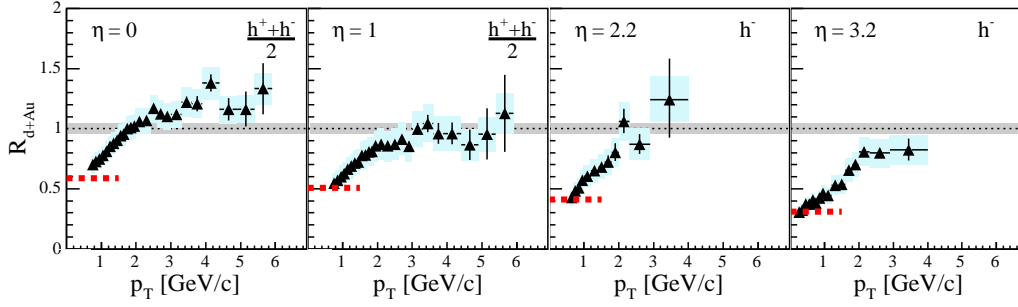


FIG. 4.15 – Facteur de modification nucléaire pour les hadrons chargés mesuré aux pseudo-rapidités 0.0, 1.0, 2.2 et 3.2 par l'expérience BRAHMS [BRAHMS 04] pour les collisions $d+Au$ à 200 GeV

4.5.2 Les corrélations de particules de grande impulsion transverse

Comme nous l'avons vu précédemment, 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. *De facto*, 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 (particule déclencheuse avec une impulsion transverse comprise entre 4 et 6 GeV/c) ont été analysés *via* la corrélation en angle azimutal relatif ($\delta\phi$) entre la particule déclencheuse et les particules avec une impulsion transverse comprise entre 2 GeV et l'impulsion de la particule déclencheuse. Dans les collisions proton-proton et dans les collisions semi-périphériques Au+Au à 200 GeV [STAR 02], il est observé une forte corrélation pour $\delta\phi = 0$ et $\delta\phi = \pi$, à cause de la présence de di-jets dans ces types de collisions. Dans les collisions centrales Au+Au¹⁸, 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. Sur la figure 4.16, les distributions de la corrélation en fonction de $\delta\phi$ et en fonction de la centralité de la collision (cercles noirs) sont comparées avec les corrélations obtenues à partir des données proton-proton en tenant-compte de l'écoulement elliptique mesuré dans les collisions entre ions lourds. 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 biais 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

¹⁸Cette 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 $\delta\phi$, $1/N_{trig} \times dN/d\delta\phi$ pour une pseudo-rapidity 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 [STAR 02].

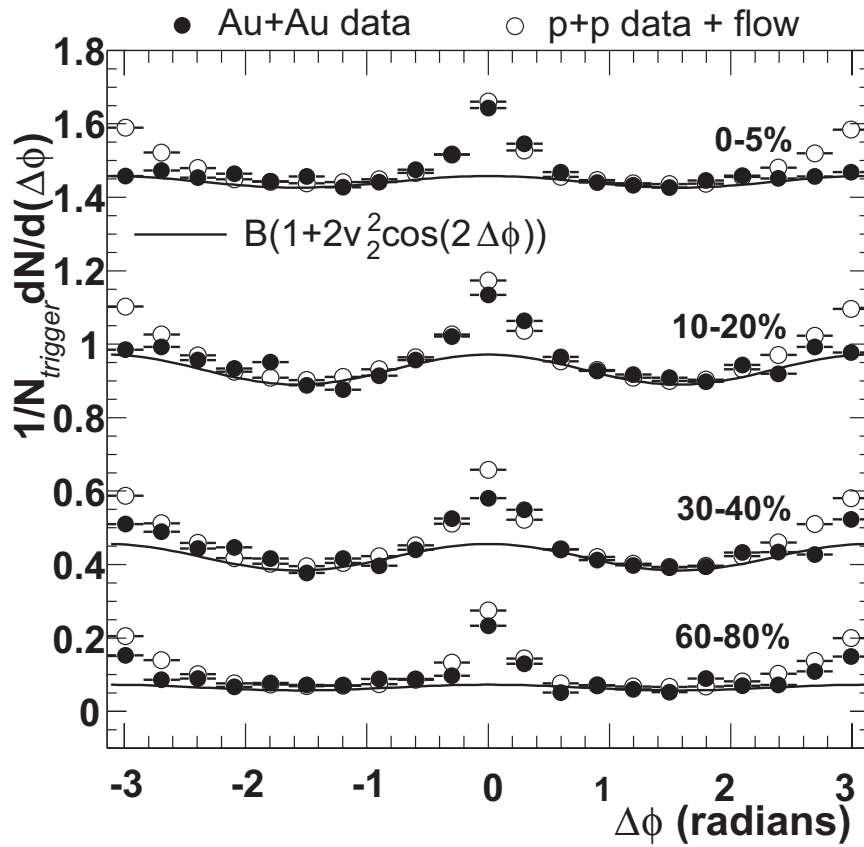


FIG. 4.16 – Distributions de la corrélation en angle azimutale relatif entre la particule déclencheuse de l'événement avec une impulsion transverse entre $4 < p_T < 6$ GeV/c et les particules avec une impulsion transverse entre 2 GeV et l'impulsion transverse de la particule déclencheuse, pour les collision Au+Au à 200 GeV (cercles noirs). Distributions de la corrélation calculées à partir des résultats obtenus dans les collisions proton-proton, en tenant compte de la corrélation induite par la présence de l'écoulement elliptique dans les collisions Au+Au (cercles blancs). La ligne continue représente la contribution de l'écoulement elliptique la corrélation [STAR 02].

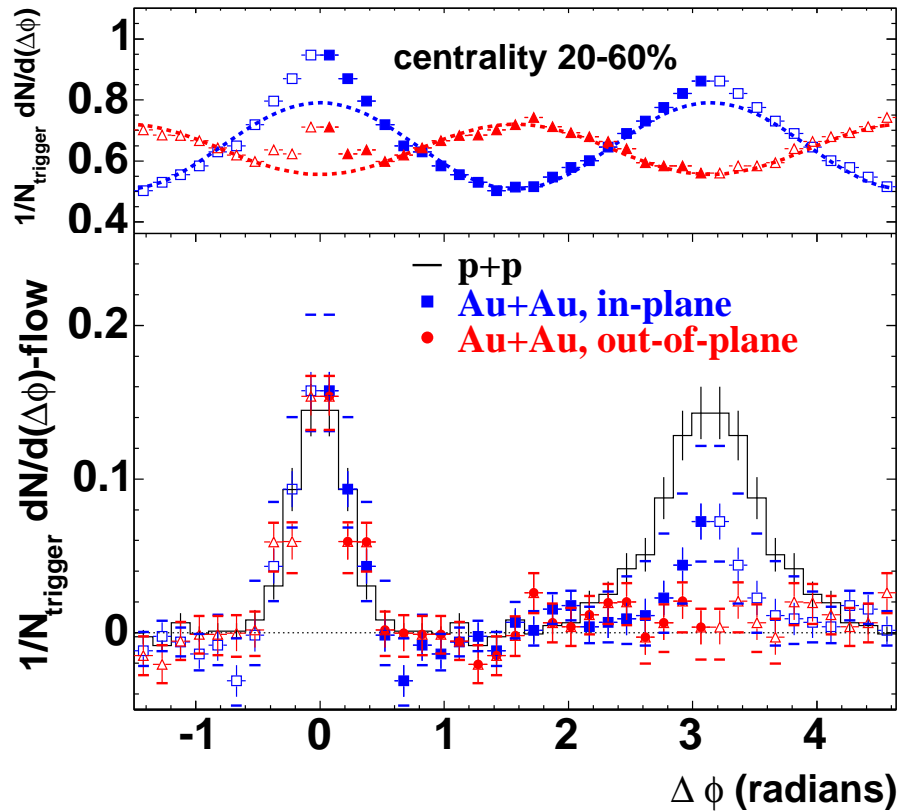


FIG. 4.17 – En haut : Distributions de la corrélation en angle azimutale relatif pour des particules déclencheuses émises dans le plan de la réaction (carrés) et perpendiculairement au plan de réaction (triangles) pour les collisions Au+Au à 200 GeV semi-périphériques (20%-60%). En bas : Mêmes distributions après mener à bien la soustraction de la contribution due à l'écoulement elliptique [STAR 04a]

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 corrélation¹⁹.

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 menée à bien par la collaboration STAR [STAR 04a] (voir Fig. 4.17) et elle montre que la disparition de la corrélation dijet est plus importante pour les particules déclencheuses émises dans la direction perpendiculaire au plan de la réaction.

4.6 Conclusions et Perspectives

Nous avons vu que le programme d'ions lourds auprès du collisionneur RHIC a généré une grande production scientifique de qualité. Ce travail va se poursuivre jusqu'à 2012. Les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV nous ont permis de former de la matière hadronique de haute densité d'énergie : entre 5 et 10 GeV/fm³. Dans ces collisions, la présence d'un fort écoulement elliptique montre l'existence d'un grand nombre d'interaction secondaires entre les particules issues des collisions initiales. En outre, la forte suppression observée de particules de grande impulsion transverse dans les collision les plus centrales semble indiquer que cette matière est déconfinée avec une haute densité de gluons. Le programme d'ions lourds du RHIC a seulement 6 ans d'âge. Il faut espérer que dans les prochaines 6 années, avec l'augmentation de la luminosité et l'amélioration des détecteurs des expériences, des nouveaux résultats veront le jour.

Comme j'ai souligné lors de l'introduction de ce chapitre, j'ai souhaité faire une sélection personnelle des résultats de RHIC qui me semblent les plus remarquables. En particulier, je n'ai pas mentionné ici les résultats concernant les corrélations HBT²⁰ et la production de particules à impulsion transverse intermédiaire. Ces résultats sont sans doute très intéressants mais ils ont une interprétation, à mon avis, plus complexe.

D'autres résultats comme l'étude de la production de charme ouvert, du charmonium et les corrélations entre particules de grande impulsion transverse avec des particules de basse impulsion transverse n'ont pas été mentionnés car les données sont récentes et nécessitent plus d'interprétation. En particulier toute la physique du charme obtenue à RHIC semble très intéressante mais présente encore une mauvaise précision expérimentale. Je voudrais signaler deux résultats qui me semblent fort intéressants présentés lors de la conférence Quark Matter 2005 :

- Le facteur de modification du méson J/ψ (voir Fig. 4.18) indique la présence d'une

¹⁹A noter que des résultats plus récents montrent cependant l'existence de la corrélation dijet dans les collisions centrales Au+Au, quand la corrélation est faite avec des particules de basse impulsion transverse [Tserruya 06].

²⁰Corrélations de Hambury Brown Twist.

suppression de la production de J/ψ dans les collisions Au+Au les plus centrales [PHENIX 05d]. Cette suppression a comme origine les effets du milieu formé dans ce type de collisions. Cependant, les modèles capables de décrire la suppression anormale du J/ψ dans les collisions centrales Pb+Pb à 17A GeV, surestiment la suppression observée aux énergies RHIC. Il est très prématuré d'extraire des conclusions définitives, cependant deux explications alternatives sont suggérées :

- Selon les derniers calculs sur réseau de la QCD, l'état lié J/ψ serait dissocié pour des températures très élevées, jusqu'à 2 fois la température de transition vers le QGP. Si cette température de dissociation n'a pas été atteinte, ni aux énergies SPS, ni aux énergies RHIC, cela voudrait dire que les J/ψ directs ne sont pas supprimés. Seulement les charmonia comme le χ_c et le ψ' ont été complètement supprimés dans les deux régimes d'énergies ;
- La recombinaison des paires de quarks $c\bar{c}$ pourrait devenir un nouveau processus de formation de J/ψ quand la température du système devient inférieure à la température de dissociation. Ce nouveau processus de formation de charmonia aurait comme effet une augmentation de la production de charmonia par rapport à la production initiale.
- Les électrons non-photoniques (provenant de la décroissance semi-leptonique des hadrons charmés et beaux) présentant un écoulement elliptique non-null [PHENIX 05a]. Les résultats expérimentaux seraient en accord avec l'hypothèse extrême que les quarks lourds développent de l'écoulement elliptique en thermalisant complètement avec le milieu.

Sans doute, la physique du charme et de la beauté auront la plus grande priorité dans les prochaines prises des données et elles ont été la motivation principale pour la conception des nouveaux systèmes de détection pour les expériences de RHIC. Ces nouveaux systèmes de détection seront prêts pour 2009, en même temps que les premières collisions Pb+Pb auront lieu au LHC.

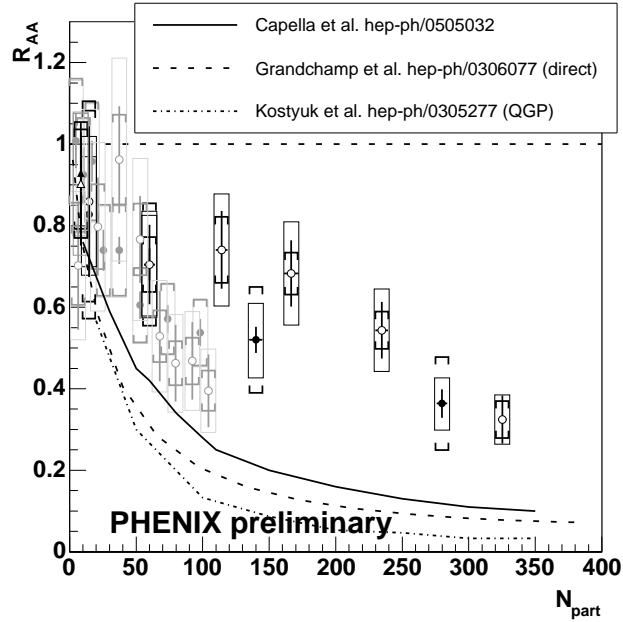


FIG. 4.18 – Facteur de modification nucléaire du méson J/ψ en fonction de la centralité de la collision (nombre de participants) pour les collisions $Cu+Cu$ et $Au+Au$ à $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Les lignes continues représentent quelques prédictions de modèles qui reproduisent les données du J/ψ aux énergies SPS [PHENIX 05d].

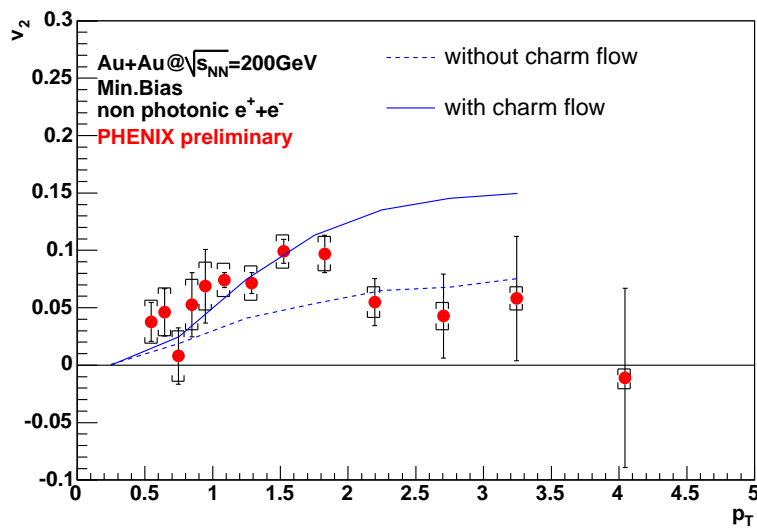


FIG. 4.19 – Dépendance de l'écoulement elliptique v_2 des électrons non-photoniques à l'impulsion transverse [PHENIX 05a].

Chapitre 5

ALICE, the Heavy Ion Experiment at LHC

Talk given at the XXXVIth RENCONTRES DE MORIOND QCD High Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, Savoie, France, March 17-24, 2001 [Martínez 01].

5.1 Why a Heavy Ion Experiment at LHC ?

In our world, quarks and gluons are confined in colorless states called hadrons, which define the degrees of freedom of low temperature nuclear matter. However, at high energy densities, lattice calculations of the theory of strong interactions (QCD) predicted the deconfinement of quarks and gluons, which become the *right* degrees of freedom of a new state of matter [McLerran 81]. Recent calculations [Karsch 02c] show that for a system at zero baryon density, the transition temperature between the hadron and parton phases is around $T_c = 175$ MeV and the critical energy density $\epsilon_c = 700$ MeV/fm³. In addition, this transition is expected to be accompanied by the restoration of the chiral symmetry of the QCD interaction, which is spontaneously broken at low energies [Karsch 99]. The study in the laboratory of both transitions as well as the properties of the QGP are the major goals of the future ALICE experiment at LHC (CERN) [ALICE 96].

Relativistic heavy-ion collisions (HIC) are a unique experimental tool to investigate the QGP phase diagram in the laboratory. During the last 20 years, HIC have been largely exploited up to SpS energies ($\sqrt{s} \sim 20A$ GeV) [Riccati 99]. However a detailed study of the phase transition and/or of the QGP has not been possible yet, due to the complexity of the HIC dynamics and the difficulty to establish the links between the observed probes and the QGP properties. As a matter of fact, at SpS energies : i) perturbative QCD calculations can not be exploited to describe the dynamics of the HIC where soft processes are dominant ; ii) the size of the hot strongly interacting system is given by the available number of valence quarks ; iii) the QGP, if formed, has temperatures close to the critical one, which renders difficult to disentangle between the QGP and the hot hadron gas ; iv) nuclear stopping is too strong to create a bulk matter with vanishing baryon density.

HIC at the LHC ($\sqrt{s} = 5.5A$ TeV for Pb+Pb collisions) will open new perspectives in the study of QGP properties in the laboratory. The first stage of the HIC at these

energies can be described by the saturation scenario [McLerran 94] where a large number of sea gluons, characterized by small values of $x=2p_T/\sqrt{s}$, will be freed in the beginning of the collision, leading to the formation of large system of interacting partons with zero baryon density. Up to 8000 gluons in the early stage of the collisions are predicted [Krasnitz 01, Venugopalan 01]. Such a system will rapidly evolve towards equilibrium in a process that can be described by the asymptotically free field theory of QCD [Baier 00]. After equilibration, a very hot plasma, $\epsilon \sim 25\epsilon_c$, will be formed, in a volume 10 times larger than at SpS energies and for longer life-times, up to 10 fm/c. In addition, particle production will be dominated by hard and semi-hard processes which can be theoretically described by perturbative QCD [Wang 91, Accardi 01]. In summary, the remarkable increase of the energy and the size of the strongly interacting system, will allow for an easier connection between the experimental probes and the properties of the zero-baryon density QGP.

5.2 The probes

The experience acquired during the last 20 years of heavy-ion physics in the relativistic regime has shown the necessity to measure most of the probes of the reaction dynamics, from hard pre-equilibrium processes and QGP formation observables, until the freeze-out of the expanding hadron gas. A coherent explanation of the full set of observables will be the only way to study the properties of the ephemeral QGP. In this context, ALICE strategy is to study concurrently all the probes in the same experiment together with global information of the event topology : particle multiplicity, forward energy, transverse energy. Final states probes like particle multiplicities, hadron p_T distributions, particle ratios, strangeness production will tell us about the conditions of the phase transition and the dynamical evolution of the expanding hadron gas. Penetrating probes, like real and virtual photon production, charmonium suppression and in-medium light vector meson properties will provide us with information about the QGP phase during the first stages of the HIC. In addition, the study of the QGP at LHC energies will be enriched by exploiting new probes which can be efficiently studied in this energy regime :

- Hard processes leading to energetic partons will provide information about the QGP as they interact with the dense surrounding partonic medium [Wiedemann 00, Wang 98]. Parton energy losses in the QGP will modify the hadronization process of the produced partons, leading to a final-state suppression of high p_T hadrons (jet-quenching).
- The Debye screening of bottomium bound states in QGP will be studied. Suppression of the Upsilon family production will be measured due to its sensitivity to the density of color charges in the medium [Matsui 86a].
- Open charm and open beauty production will be also accessible at LHC [Wong 98]. In particular, possible enhancement of the open charm production will probe the equilibration process of the large partonic system with an initial temperature close to the charm quark mass scale.
- Finally, the huge particle multiplicity at LHC will allow the measurement of a large number of observables in an event-by-event basis, increasing the sensitivity to non-

statistical fluctuations predicted to occur in a phase transition scenario.

5.3 Building ALICE

Heavy-ion integrated luminosity at the LHC will be limited by the short-beam time as a consequence of the large cross-sections for electromagnetic processes. For the lead beam, the luminosity is limited to $10^{27} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, leading to a beam life-time [Morsch 01] of 5 h¹. This corresponds to less than 8000 minimum bias interactions per second. Only 5-10% of those interactions will correspond to the most central collisions. Each Pb+Pb central collision will produce large particle multiplicities, up to 8000 charged particles per rapidity unit are predicted by theoretical models [Armesto 00]. Therefore low interaction rates and large particle multiplicities are the main design considerations of the ALICE experiment. The main characteristics of ALICE (see Fig.1) are [ALICE 98, ALICE 99d, ALICE 99e, ALICE 99a, ALICE 99b, ALICE 99c, ALICE 00b, ALICE 00c, ALICE 00a, ALICE 01a, ALICE 01b] :

High density particle tracking. The Time Projection Chamber (TPC) is the main element of the ALICE tracking system. Two tracks separation, energy loss resolution better than 10% and large acceptance, $|\eta| < 0.9$, define the geometrical parameters of this huge TPC : inner radius around 80 cm, outer radius 2.5 m and overall length of 5 m. With about 5700,000 channels the TPC information is the largest element of the ALICE DAQ event with around 60 MBytes per central Pb+Pb collision.

Particle Identification. ALICE PID system consists of : i) A large acceptance hadron identification system. Hadrons are identified over the TPC geometrical acceptance with a time-of-flight detector (TOF) in the intermediate p_T range below 2.5 GeV/c. TOF basic element consists of Multigap Resistive Plate Chambers placed at 3.7 m from the interaction point, achieving less than 100 ps time resolution. ii) A small acceptance high- p_T ($p_T < 5 \text{ GeV}/c$) hadron identifier (HMPID), consisting of 7 RICH modules covering around 1 unit of pseudo rapidity. Cherenkov photons produced in the C_6F_{14} radiator are converted by a CsI photo-cathode coupled to a MWPC. iii) A large acceptance electron identifier (TRD) for $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ based on transition radiation technique : X-rays produced in the radiator are detected by a Time Expansion Chamber (TEC) operating with a xenon-based gas mixture. Up to 6 Radiator-TEC layers are needed to reach the required pion rejection of 10^{-3} , for an electron efficiency larger than 90%. In addition, PID of very low p_T tracks ($p_T \leq 600 \text{ MeV}/c$) will be performed by energy loss measurements, dE/dx , in the TPC and the Internal Tracking System (ITS).

Secondary vertex detection. The ITS of ALICE allows for a determination of secondary vertex from charm and hyperon decays and the measurement of the primary vertex with very good spatial resolution. It consists of six cylindrical (inner radius of 4 cm and outer radius of 44 cm) layers of silicon detectors : 2 silicon pixel, 2 silicon drift and 2 silicon strip layers, over $|\eta| < 0.9$ acceptance window. Combination of information from the TPC and ITS allows for an improvement of the momentum resolution of the tracking system. A resolution better than 2.5% at momenta about 4 GeV/c is obtained.

¹3h life-time if two experiments participate in the LHC heavy ion run.

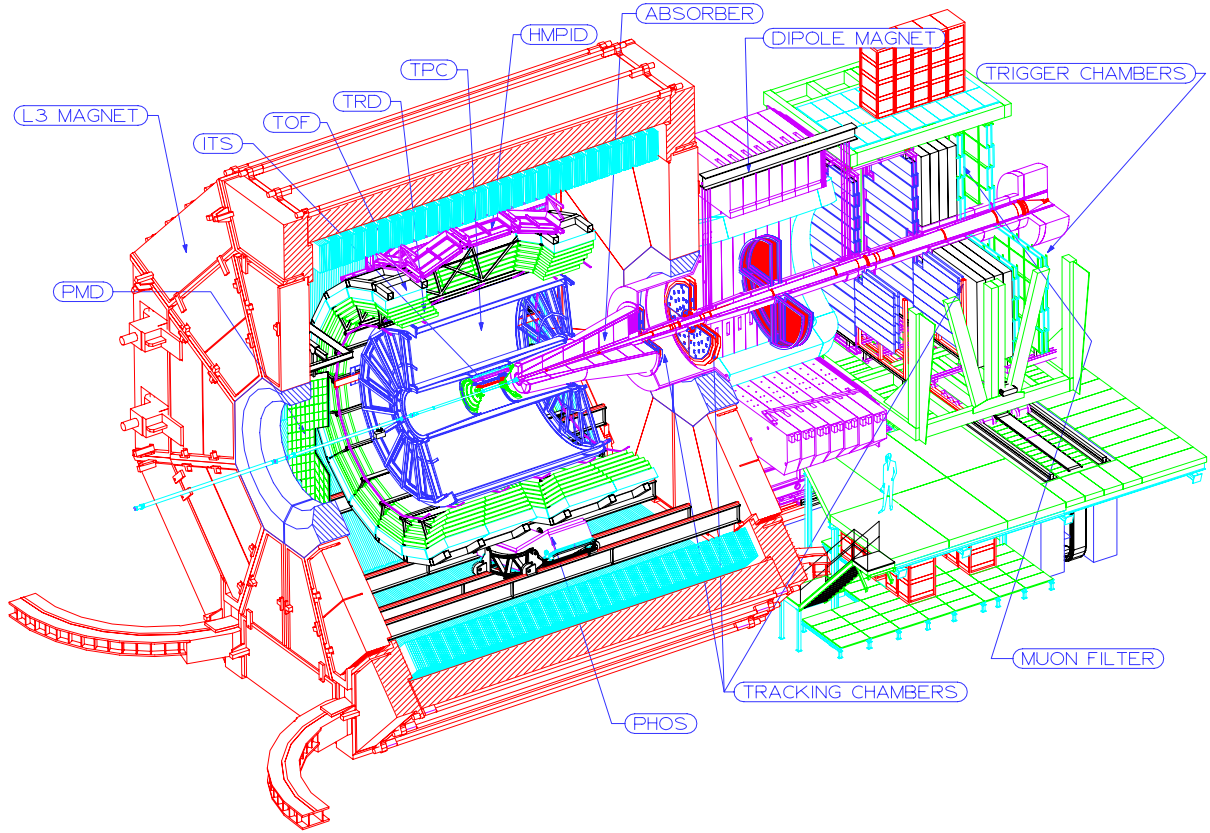


FIG. 5.1 – Layout of the ALICE detector.

Photon detection. Direct and decay photons are detected by the Photon Spectrometer (PHOS). The large particle multiplicity demands a Molière-radius of the calorimeter crystals to be as small as possible, and a good energy resolution for the measurement of neutral mesons by invariant-mass analysis of photon-pairs in a huge combinatorial background. The geometrical acceptance is fixed by the detection of neutral-mesons in the p_T range from 1 to 5 GeV/c. 17920 crystals ($2.2 \times 2.2 \times 18.0 \text{ cm}^3$) of PbWO_4 scintillator grouped in 5 modules at 4.6 m from the interaction vertex fulfill these requirements.

Muon detection. The muonic channel will be studied in the forward muon spectrometer. In this pseudo-rapidity domain, $2.5 < \eta < 4.0$, most of the hadrons, photons and electrons from the vertex are stopped by a composite absorber (see Fig.1). Muon trajectories along the dipole magnet will be measured by 10 plane tracking system consisting of Cathode Pad Chambers. A mass resolution better than $100 \text{ MeV}/c^2$ is required in order to be able to separate the different resonance states of each quarkonium family. Muon trigger and identification will be ensured by a passive filter wall followed by 4 plane RPC chambers operating in streamer mode.

5.4 Acknowledgments

I would like to thank the *Rencontres de Moriond* organization for this exciting conference, David d’Enterria, Joaquín García, Guy Paic, Jurgen Schukraft and Yves Schutz for fruitful discussions, to express my gratitude to the colleagues working in the preparation of ALICE and to the “Conseil Régional des Pays de la Loire”, France.

Chapitre 6

The Muon Spectrometer of the ALICE experiment

Talk given at the 18th Nuclear Physics Division Conference of the EPS, *Phase transitions in strongly interacting matter* in Prague, August 23rd - 29th, 2004 [Martínez 05a].

6.1 Physics motivations

Heavy ion collisions at relativistic energies are a privileged tool for creating very hot and dense matter in a laboratory. In particular, lattice chromo-dynamics (lQCD) predicts a cross-over toward a new state of matter called Quark Gluon Plasma (QGP) at a temperature ~ 170 MeV for vanishing chemical potential μ_B [Karsch 02c]. Heavy ion collisions allow to experimentally study the properties of this new state of matter. This experimental program started in the mid 80s with fixed target heavy ion experiments at the AGS and SPS [Satz 03] and continued with the physics program developed at the RHIC collider (BNL) [Hemmick 04]. Heavy ion collisions at the future Large Hadron Collider (LHC) at CERN will open new experimental insights in the study of hadronic matter at high temperature. The ALICE experiment will be the only experiment at LHC devoted to the heavy ion physics [Safarik 04], whereas the ATLAS and CMS experiments plan to develop a heavy-ion program [Takai 04, ATLAS 04] in parallel with their main physics goal.

The LHC collider will provide proton and lead high luminosity beams at 7.0 TeV and 2.75A TeV momentum respectively. At such ultra-relativistic energies new phenomena emerge, improving the experimental conditions for studying the hadronic matter in nucleus-nucleus central collisions :

- **Initial conditions.** The initial conditions will be under control by the gluon saturation scenario. At these energies the initial nucleus-nucleus interaction can be viewed as *weak* interactions of a huge number of *small x* gluons which will be freed in the beginning of the collision leading to a formation of a big gluonic ball [Mc.Lerran 01, Iancu 03]. In addition, most of these processes (like secondary interaction of minijets) leading to thermalization will be governed by hard processes ($\alpha_s < 1$) which can be theoretically studied by perturbative chromo-dynamics

- (pQCD).
- **Equilibrated matter.** After equilibration of the initial gluonic ball, a hotter and longer-lived hadronic matter will be formed. The increase of the beam energy will favor the creation of vanishing baryonic potential hadronic matter with a temperature around 0.5-1 GeV, well above the critical temperature predicted by lQCD.
 - **Observables.** Hadronic matter and collision dynamics will be probed with new observables which become only available with the increasing beam energy : event-by-event fluctuations, jet production, photon-jet correlations, open heavy flavor and Upsilon family resonance production.

Heavy Quark Production Charm quarks will be copiously produced in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} \sim 5.5A$ TeV : up to hundred of $c\bar{c}$ pairs per collision (and around 5 $b\bar{b}$ pairs per collision) [Bedjidian 03]. Production of heavy quarks will be dominated by prompt parton-parton scattering, although new phenomena as, for instance, heavy quark production in secondary minijet interactions could noticeably contribute to the total production cross-section [Müller 92]. These heavy quarks will be embedded in a matter mainly formed by gluons and light quarks (u,d,s) and could behave like *Brownian particles* [Gossiaux 04], therefore their transverse momentum (p_T) and rapidity distributions will probe the properties of the surrounding matter. In addition, the study of the heavy quark bound states will allow to probe the medium via the Debye screening [Datta 04], the gluon dissociation of quarkonia [Grandchamp 04], statistical recombination of heavy quarks [Thews 01] and/or statistical hadronization [Braun-Munzinger 00]. Additionally, high p_T heavy quarks will also probe the surrounding hadronic medium via heavy-quark matter interaction [Zhang 04].

6.2 Muon Spectrometer

In the framework of the ALICE physics program [Safarik 04], the goal of the Muon spectrometer of ALICE is the study of open heavy flavor production and quarkonia production (J/ψ , ψ' and $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ and $\Upsilon(3S)$) via the muonic channel. For AA collisions, the dependence with the collision centrality and with the reaction plane (measured with the ALICE central barrel) will also be studied.

The main experimental requirement is to measure the quarkonia production in central Pb+Pb collisions at LHC energies, down to very low p_T , since low p_T quarkonia will be sensitive to medium effects like heavy-quark potential screening. Since muons are passively identified by the absorber technique, a Lorentz boost is needed to be able to measure quarkonia at low p_T . On the other hand, the muon spectrometer has to be as close as possible to the physics of the QGP which occurs in the mid-rapidity region. As a compromise, the muon spectrometer allows for measuring muons and quarkonia production in an intermediate rapidity range $-4.0 < y < -2.5$. The acceptance plot in this rapidity range for J/ψ and $\Upsilon(1S)$ mesons decaying into muon pairs is presented in Fig.7.1. The muon spectrometer will be a unique apparatus at LHC to measure charmonia production at $p_T \sim 0$ and will cover a rapidity range which completes the one measured by the ALICE central barrel, and by the CMS and ATLAS experiments.

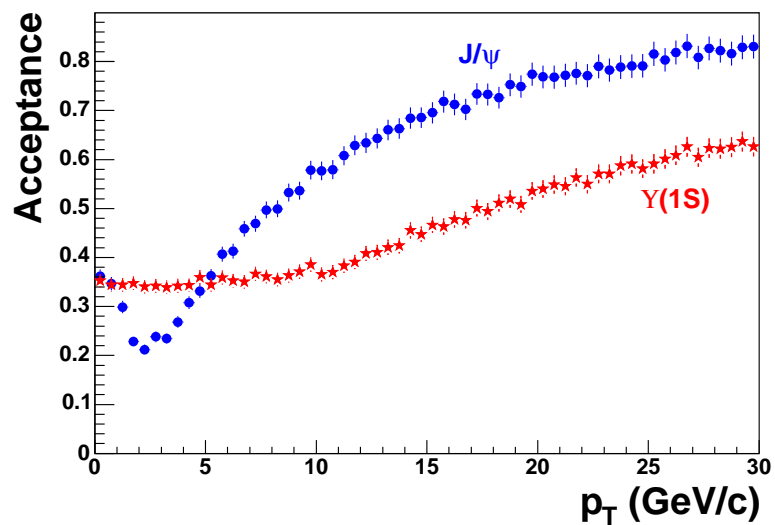


FIG. 6.1 – Acceptance of the MUON spectrometer as a function of the transverse momentum for J/ψ and $Y(1S)$ in the rapidity range $-4.0 < y < -2.5$, via their muon pair decay and with a muon low p_T cut equal to 1 GeV/c.

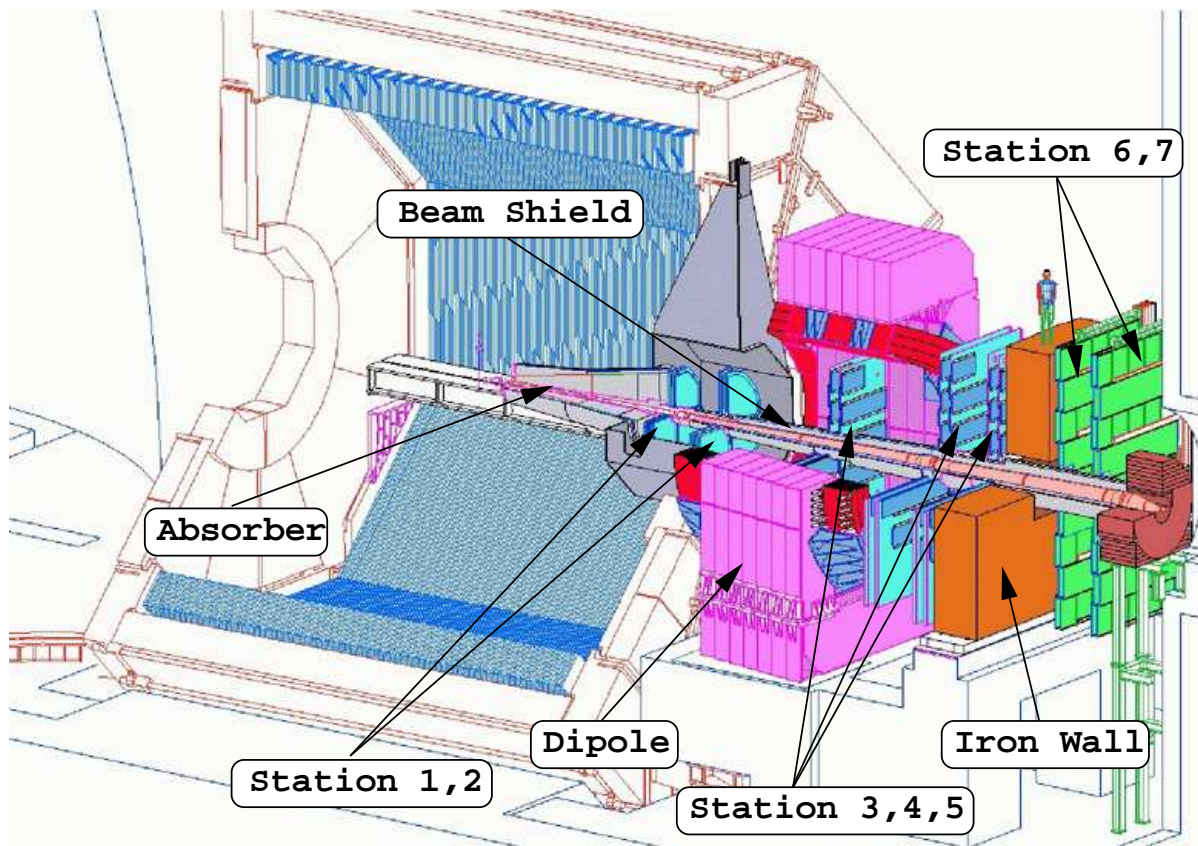


FIG. 6.2 – Lay-out of the muon spectrometer. The tracking system consists of stations 1 to 5 and trigger system of stations 6 and 7.

The second main experimental requirement for the muon spectrometer is to be able to disentangle the different resonances of the Υ family. In particular the separation between the resonance $\Upsilon(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ ($\Delta M \sim 300 \text{ MeV}/c^2$) imposes to the spectrometer an invariant mass resolution about $100 \text{ MeV}/c^2$ in the Υ mass region.

In order to reach these requirements, the muon spectrometer is located downstream (side C of point 2 at LHC) of the ALICE detector covering the angular range $171.^\circ < \theta < 178.^\circ$, consisting of 3 absorbers, a muon magnet, a trigger system and a tracking system. The lay-out of the muon spectrometer is presented on Fig. 6.2 [ALICE 99b].

6.2.1 Absorbers

Absorbers reduce the initial flux of primary hadrons from nucleus-nucleus collisions by a factor ~ 100 , and they protect the detectors from low energy particles created in secondary interactions (mainly low energy electrons). The front absorber is the most critical component and it has been designed for minimizing the invariant mass resolution deterioration of the spectrometer due to straggling and multi-scattering. This imposes an upper limit of the amount of material ($\lambda_I \sim 10$), and requires that components with low Z are located close to the interaction point (IP), whereas high Z components are placed close to the spectrometer. Moreover, muons from hadronic weak decay are optimally suppressed by placing the front absorber as close as possible to the interaction point. The distance from the IP is, however, limited to 90 cm since physics performance of the ALICE central barrel should not be deteriorated by the presence of the absorber. The front absorber is the main contributor to the invariant mass resolution of the spectrometer in the Υ region, with a quadratic contribution equal to about $80 \text{ MeV}/c^2$. The absorber around the beam pipe is crucial to reduce the low energy background in the tracking and trigger chambers due to secondary interactions of beam particles in the pipe. Finally, an iron wall 120 cm thick located between the tracking stations (stations 1-5 in fig.6.2) and the trigger stations (stations 6 and 7 in fig.6.2) allows for reducing the low energy background in the trigger chambers which are less constrained by straggling and multi-scattering. At present (Sept 2004), the absorbers are in the construction phase at CERN.

6.2.2 Muon magnet

Muon momenta are determined by muon tracking in a magnetic field generated by a warm dipole of 820 tons, nominal field of 0.7 T and a field integral along beam axis $\int |B| dz \sim 3 \text{ Tm}$. The magnetic field is directed in the horizontal plane perpendicular to the beam direction (x axis) defining a bending plane (zy plane) and a non bending plane (xz plane). The muon magnet has been assembled and is being tested at CERN, final assembly is foreseen in 2005.

6.2.3 Trigger system

Muon detection based on absorption technique allows for a very efficient triggering on high p_T muons. This is crucial in order to take advantage of the full luminosity of the heavy ion beams at LHC, taking into account that muon acquisition system is limited to

an event rate of 1kHz. The trigger system (stations 6 and 7 in fig.6.2) consists of 4 planes of 18 Resistive Plate Chambers (RPC) each, located between 16 m and 17 m downstream (just behind the iron wall) and operating in the streamer mode with a gas mixture of Ar, CH₂F₄, C₄H₁₀ and SF₆ [Arnaldi 00]¹. Signals in individual strips of the RPC are treated by a dual threshold discriminator (ADULT) [Arnaldi 01]. Information from the 4 trigger detection planes are locally processed by the local hardware cards, determining roughly the transverse momentum of the muon track. Regional and global hardware cards collect the full information from local cards and determine the trigger condition of the event in less than 700 ns. Different trigger types are possible : low p_T (above 1 GeV/c for J/ψ studies), high p_T (above 2 GeV/c for Υ studies), unlike or like sign muon pairs and single muons. The muon trigger delivers information to the central trigger processor for the generation of the ALICE level 0 trigger.

6.2.4 Tracking system

Muon transverse momenta in the bending plane ($|p_{zy}|$) are determined by tracking muons along the magnetic field. A momentum resolution about 1% is needed to achieve the required resolution in the Υ invariant mass region (~ 100 MeV/c²). This imposes a spatial resolution of the tracking system in the bending plane better than 100 μm and a tracking system with a reduced radiation thickness. The tracking system is made of 5 stations with 2 detection planes consisting of 5mm drift multi-wire proportional chambers with bi-cathode pad read-out (cathode pad chambers, CPC). Thickness of each chamber is below 3% radiation length. The first 2 stations are placed in front of the muon magnet at a distance of ~ 5.4 m and ~ 6.8 m respectively from the IP. They consist of 4 detection planes made of 4 CPC each with quadrant design. Stations 3, 4 and 5 are placed at a distance of ~ 9.7 m (inside the muon magnet), ~ 12.65 m and ~ 14.25 m from the IP. A modular design has been chosen for these stations, consisting of rectangular CPC called *slats* (36, 52 and 52 slats for stations 3, 4 and 5 respectively). Different pad densities are present in the CPC depending on the station and pseudo-rapidity positions, ranging from 5×6 mm² for pads closest to the beam-pipe in station 1, to 5×100 mm² for stations 3,4,5 at low pseudo-rapidities. An initial direction of the muon is determined from the track parameters of the muon and from the position of the IP, taking into account the multi-scattering in the absorber. In order to keep the invariant mass resolution in the Υ region below 100 MeV/c², a spatial resolution of 1 mm is required in the non-bending plane (y direction) as well as a position resolution of the IP along the beam axis below 1 cm. A IP position will be provided by the pixel internal tracking system (ITS) of ALICE [ALICE 03]. CPC chambers have been tested in beam at PS and at SPS (CERN) and the spatial resolution in the bending-plane is better than the required value (see Fig.6.3), with an efficiency of 98%.

The muon tracking system consists of 10⁶ channels which are stored in 20 subevents (4 per station or 2 per detection plane). Signal induced in the CPC pads is read-out by the FEE MANU card, based on MANAS pre-amplifiers and a MARC ADCs. Data is then

¹For the pp runs, an avalanche operating mode is being investigated due to trigger chamber ageing problems

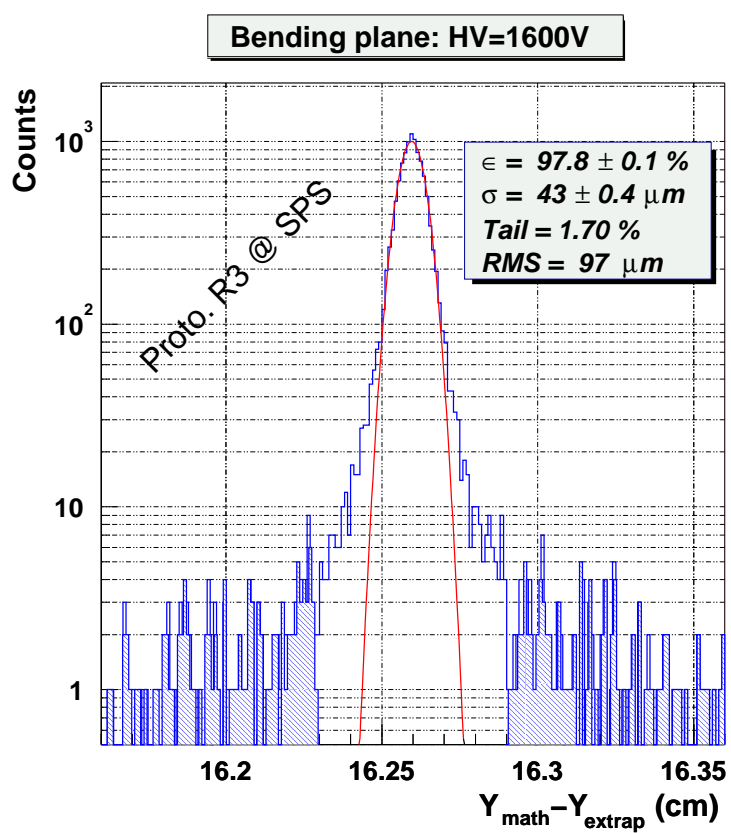


FIG. 6.3 – Spatial resolution in the bending plane of the CPC under muon beam test at 100 GeV/c in SPS.

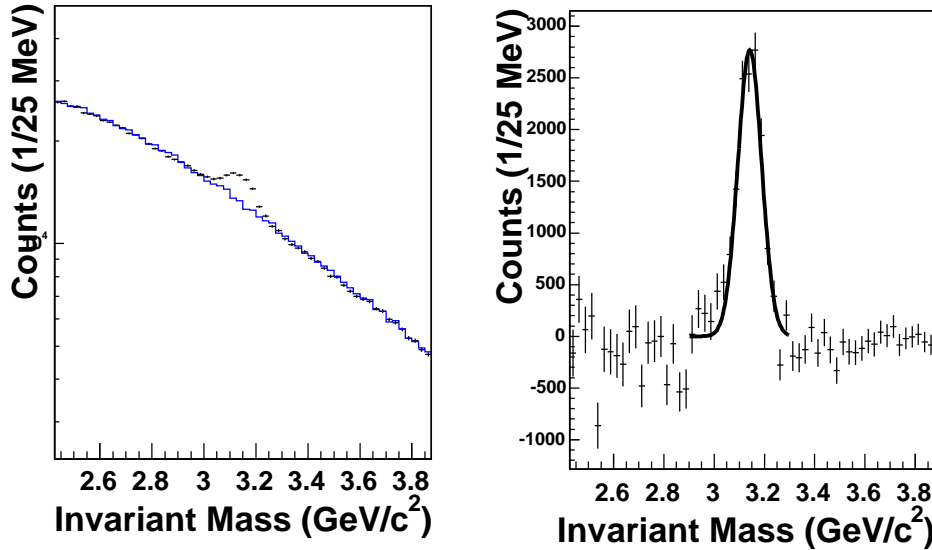


FIG. 6.4 – Invariant mass distribution of muon unlike pairs in the Muon Spectrometer for Pb+Pb collisions at LHC energies in the most central collisions 0-10%. The simulated statistics correspond to about 7% of the full statistics of 1 year PbPb run (10^6 s) in LHC at nominal luminosity.

serialized and concentrated by the CROCUS and data concentrator cards (1 CROCUS card per subevent).

6.3 Physics studies

The Muon physics program is focused on the measurement of heavy flavor production. Many studies have been undertaken mainly in the framework of the Technical Design Report [ALICE 99b] and the Physics Performance Report of ALICE [ALICE 04] and other studies are still in progress.

6.3.1 Quarkonia measurements

Invariant mass analysis of muon pairs will provide a direct measurement of the quarkonia production. J/ψ , $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ will be measured in pp, pA and AA collisions from the most central to the most peripheral collisions. Quarkonia measurement in central Pb+Pb collisions will be very challenging due to the huge low-energy background and the large muon combinatorial background. In the case of J/ψ , a ratio signal to background (S/B) in the order of 0.1 is expected in central (0-10%) Pb+Pb collisions at 5.5A TeV (see Fig.7.2). During the first Pb+Pb run with nominal luminosity at LHC (this corresponds to a period of 10^6 s and a luminosity of $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) we expect to measure about half a million of J/ψ and 6400 $\Upsilon(1S)$, assuming a scaling on the number of colli-

sions in AA collisions. Those numbers would fluctuate depending on the physics of the heavy quark production and quarkonia production in heavy ion collisions : from total suppression due to color screening, to enhancement due to recombination. The muon trigger system will allow for taking advantage of the full luminosity of the heavy ion beams at LHC. Trigger rates for Pb+Pb collisions will be around 500 s^{-1} . Measurement of the ratio of $\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)$ will provide a very powerful experimental observable to constraint the different models on quarkonia suppression in the QGP [Gunion 97]. The measurement of J/ψ elliptic flow will also be possible. Finally, the study of very high p_T J/ψ will represent a very promising hard probe.

6.3.2 Open heavy flavor measurements

The measurement of open heavy flavors will also be a priority of our physics program. Being very interesting in its own, it will allow for a normalization of the quarkonia production rates. Different alternative analysis will be applied, which exploit the muon production from open charm and beauty mesons via their semi-leptonic decay.

- The measurement of muon p_T distribution will provide the first measurement of heavy quark production at high rapidities at LHC. For p_T larger than 5-8 GeV/c muon production will be dominated by the semi-muonic decay of D and B mesons.
- Like and unlike sign muon pairs originating from the same hard scattering or same heavy quark, will present a residual correlation in the low (1-3 GeV/c²) and high (4-8 GeV/c²) invariant mass (M_{inv}) regions. Correlated unlike-sign muon pairs in high M_{inv} region will be mainly produced by semi-muonic decays of $D - \bar{D}$ and $B - \bar{B}$ mesons from the same hard scattering, whereas the low M_{inv} region will be populated by $B - D$ or $\bar{B} - \bar{D}$ semi-muonic decays from the same heavy quark fragmentation. Like-sign muon pairs will be dominated by $B - \bar{D}$ and, more exotic mechanism, like $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations.
- Multi-correlation of muons (3 or 4) mainly streaming from the beauty production, correlations with electrons and/or kaons in the central ALICE barrel produced by heavy quark production in an intermediate rapidity region, etc ... will present alternative experimental methods to measure the heavy quark production.

6.4 Conclusions and Perspectives

In summary, the muon spectrometer supports an ambitious physics program in the ALICE experiment, focused on heavy quark physics for studying QGP at the LHC collider. The muon spectrometer has entered in its construction phase and will be ready in 2007 at the interaction point 2 of LHC for the first data taking at LHC.

6.5 Acknowledgments

I would like to thank my colleagues of ALICE collaboration for fruitful discussions. In particular, I would like to thank Philippe Crochet, Eric Dumonteil, Christian Finck, Fabien Guerin, Smbat Grigoryan, Andreas Morsch, Karel Safarik and Alain Tournaire

for helping me in the preparation of this talk. I would like to thank Philippe Crochet, Christian Finck, Hans-Ake Gustafsson and Jacques Martino for carefully reading this manuscript.

Chapitre 7

Physics of the Muon Spectrometer of the ALICE Experiment

Talk presented in the ICPAQGP Conference, February 8-12, 2005, Salt Lake City, Kolkata, India [Martínez 05b].

7.1 Physics motivations

Heavy ion collisions (HIC) at relativistic energies are a privileged tool for creating very hot and dense matter in a laboratory. In particular, lattice chromo-dynamics (lQCD) predicts a cross-over toward a new state of matter called Quark Gluon Plasma (QGP) at a temperature ~ 170 MeV for vanishing chemical potential μ_B [Karsch 02b, Ejiri 04]. Heavy ion collisions allow to experimentally study the properties of this new state of matter. This experimental program started in the mid 80's with fixed target heavy ion experiments at the AGS and SPS [Satz 03] and continued with the physics program developed at the RHIC collider (BNL) [Hemmick 04]. Heavy ion collisions at the future Large Hadron Collider (LHC) at CERN will open new experimental insights in the study of hadronic matter at high temperature. The ALICE experiment will be the only experiment at the LHC devoted to heavy ion physics, whereas the ATLAS and the CMS experiments plan to develop a heavy-ion program [Safarik 04, Takai 04] in parallel with their main physics goals.

The LHC collider will provide lead (argon) high luminosity beams $\langle \mathcal{L} \rangle = 5 \cdot 10^{26} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($\langle \mathcal{L} \rangle = 5 \cdot 10^{28} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) at $\sqrt{s} = 5.5A$ TeV ($\sqrt{s} = 6.3A$ TeV). In addition, the LHC will deliver proton beams $\langle \mathcal{L} \rangle = 3 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ at $\sqrt{s} = 14$ TeV and d+Pb beams $\langle \mathcal{L} \rangle = 8 \cdot 10^{28} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ at $\sqrt{s} \sim 6.2A$ TeV, providing a solid baseline for the study of medium effects in HIC [ALICE 04]¹. At such ultra-relativistic energies new phenomena emerge, improving the experimental conditions for studying the hadronic matter in HIC :

- **Initial conditions.** The initial conditions will be under control by the gluon saturation scenario. At these energies the initial nucleus-nucleus interaction can be

¹ It should be noted that d+Pb and Ar+Ar beams will require an upgrade of the LHC collider. Reported luminosities are very preliminary [Morsch 05].

viewed as *weak* interactions of a huge number of *small x* gluons which are freed in the beginning of the collision leading to the formation of a big gluonic ball [Mc.Lerran 01, Iancu 03]. Up to 8000 gluons in the early stage of the collisions are predicted [Krasnitz 01]. Such a system will rapidly evolve toward a equilibrium [Baier 00]. Most of these processes (as secondary interaction of minijets) leading to thermalization will be governed by hard processes ($\alpha_s < 1$).

- **Equilibrated matter.** After equilibration of the initial gluonic ball, a hot and long-lived hadronic matter will be formed (hotter and longer-lived than at lower energy HIC). The increase of the beam energy will favor the creation of vanishing baryonic potential hadronic matter with a temperature around 0.5-1 GeV, well above the critical temperature predicted by IQCD.
- **Observables.** The experience acquired during the last 20 years of Heavy-Ion Physics in the relativistic regime has shown the necessity to measure most of the probes of the reaction dynamics, from hard processes and QGP formation observables, until the freeze-out of the expanding hadron gas. A coherent explanation of the full set of observables will be the only way to study the properties of the ephemeral QGP. Final states probes like particle multiplicities, hadron p_T distributions, particle ratios, strangeness production, azimuthal asymmetries, etc ... will shed light on the condition of the phase transition and the dynamical evolution of the expanding hadron gas. Penetrating probes, as real and virtual photon production, charmonium production, and light vector meson properties will provide informations about the QGP formation and properties. Moreover, the study of the QGP at LHC energies will be enriched by exploiting new probes which can be efficiently studied in this energy regime :
 1. Hard processes leading to very fast leading partons will provide information about the QGP through the interaction of jets with the surrounding partonic matter [Wiedemann 00, Wang 98, Zhang 04]. Huge parton energy losses (around 1-3 GeV/fm) in the QGP will modify the hadronization process of these very energetic jets, inducing a jet-quenching and a suppression of high p_T hadron production. At the LHC, jet production cross-section in the very high p_T range ($p_T > 50$ GeV) will increase by more of 4 orders of magnitude with respect to RHIC beam energies ;
 2. The Debye screening of bottomonium states in QGP will be studied. Suppression of the Upsilon family production will be exploited due to its sensitivity to the density of color charges in the medium [Matsui 86a] ;
 3. Open charm and open beauty production will be exploited as new probes of the strong interacting system of partons [Crochet 05a, Wong 98]. Open charm (beauty) production cross-section will increase by a factor 10 (100) with respect to RHIC energies ;
 4. The production of massive electroweak bosons (W^{+-} and Z) will open the possibility to check the validity of the glauber scaling in HIC. These bosons do not interact with the surrounding medium and they are produced in hard parton collisions ;
 5. Finally, the huge particle multiplicity at the LHC will make possible to measure

a large number of observables on an event-by-event basis, increasing the sensitivity to non-statistical fluctuations predicted to occur in a phase transition scenario.

7.2 Heavy Quark Production at the LHC

Heavy quarks (charm and beauty quarks) in HIC are produced in the first stages of the collisions and then they coexist with the surrounding medium due to their long life-time. Production rates, transverse momentum (p_T) and rapidity (y) distributions, quarkonia production rates, etc ... will allow for probing the properties of the medium, as the QGP.

7.2.1 Initial hard production

Charm quarks will be copiously produced in HIC at LHC energies : more than 100 $c\bar{c}$ pairs per central Pb+Pb collision and around 5 $b\bar{b}$ pairs per collision are expected [Bedjidian 03]. Production of heavy quarks will be dominated by prompt parton-parton scattering. Open heavy flavor production will be dominated by gluon fusion. Next leading-order (NLO) diagrams noticeably contribute to the heavy quark production cross-section [Nason 89] although the LO one particle differential cross-section shapes are not appreciably modified by the NLO contribution. It has been observed that pQCD calculations underestimate the measured differential cross-sections in $p\bar{p}$ collisions at Tevatron energies, although they are compatible within uncertainties [CDF 02, CDF 03, D0 00]. All those experimental data concerns high p_T production (larger than 5 GeV/c). At LHC energies, heavy quark production will explore a x and transferred momentum Q^2 domain which has not been well studied. For instance in rapidities $2.5 < |y| < 4$ at LHC charm production will be sensible to $x \sim 10^{-4}$ and $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$. In the case of HIC, one should expect gluon shadowing which will modify the heavy quark production based on glauber scaling. It is expected a heavy quark yield suppression of about 20% (10%) for charm (beauty) production in p+Pb collisions at LHC energies [Raufeisen 04] due to gluon shadowing.

About 1% of the heavy quark pairs will end in the formation of a colorless bound state : quarkonium. The process of direct formation of quarkonia from the initially produced $Q\bar{Q}$ pair is a non-perturbative process. Models like Color Evaporation Model (CEM) or non-relativistic QCD [Bedjidian 03] have been successfully tested in pp and $p\bar{p}$ collisions. In HIC direct production of quarkonia will take place inside the impinging nuclei, leading to an initial nuclear absorption of quarkonia (normal suppression in HIC). The nuclear absorption increases with the enhancement of the relative rapidity between the quarkonia and the impinging nuclei. For this reason, nuclear absorption becomes higher at LHC energies, a factor 2 higher than at SPS energies. The nuclear absorption exhibits a relatively flat distribution as a function of the HIC centrality for central and semi-central collisions and becomes maximal for central Pb+Pb collisions at the LHC, where the survival probability of the charmonium is $\sim 25\%$ (50% for bottomonium) [Bedjidian 03].

7.2.2 Pre-equilibrium production

Pre-equilibrium stage at LHC energies will be dominated by secondary mini-jet interactions which could noticeably contribute to the total production cross-section of charm quark pairs [Müller 92]. One could expect up to 200 $c\bar{c}$ in central Pb+Pb collisions taking into account the production of heavy quarks during the thermalization phase.

7.2.3 Heavy quarks in hot and dense medium

Heavy quarks will be then embedded in a matter mainly formed by gluons and light quarks (u, d, s). It is an open question how heavy quarks will behave in such a medium. Will heavy quarks thermalize? Will heavy quarks develop collective motion? Some models assume that heavy quarks behave like *Brownian* particles ($m_Q > m_q$) [Gossiaux 04] and their transverse momentum (p_T) and rapidity distributions, collective motion ... will probe the properties of the QGP. Although pQCD heavy quark interaction cross-sections with the medium seems too small for reaching full thermalization of heavy quarks, non-perturbative effects in QGP could noticeably increase the heavy-quark cross-section, leading to their full thermalization [van Hees 05]. Other models do not address the problem of thermalization and directly assume statistical coalescence of heavy quarks [Braun-Munzinger 00, Andronic 03, Grandchamp 04, Thews 01].

The study of the heavy quark bound states will allow for probing the medium via the Debye screening [Datta 04], the gluon dissociation of quarkonia [Grandchamp 04], kinetic recombination of heavy quarks [Thews 01] and/or their statistical hadronization [Braun-Munzinger 00, Andronic 03]. It is expected that charmonium production in HIC at LHC will be dominated by recombination of $c\bar{c}$ pairs in the QGP or at the hadronization. Due to the huge production rate of charmed quarks at LHC, these models predict a spectacular enhancement of the charmonium yield in central Pb+Pb collisions, more than a factor 10. Based on these models, charmonium yield will exhibit centrality dependence proportional to $\langle N_{c\bar{c}} \rangle^2$ [Andronic 03, Grandchamp 04, Thews 01], which will be a very clear signature of QGP. In the case of charmonium, a non-negligible production could occur after hadronization of the QGP due to $D\bar{D}$ annihilation [Ko 98, Braun-Munzinger 00]. For the bottomonium production at the LHC, the recombination mechanism will play a less important role due to the lower bottom pair production rate. Recombination mechanism would compete with the suppression mechanism due to Debye screening and/or gluon dissociation. Charm measurements at RHIC would help to predict what should occur with beauty at LHC since production rates per central HIC are similar.

7.2.4 Secondary production

There will be a production of J/ψ due to charmonium decay modes of the B mesons. At LHC energies the relative contribution of J/ψ from B-meson decay should be about 25% [Crochet 05a]. Upsilon family production will be increased by radiative decay of χ_b quarkonia. About 60% of the total Upsilon family production will originate from these resonances.

7.3 Production of electroweak bosons

Electroweak bosons (W^{+-} , Z) will be abundantly produced at LHC and this will allow for several precision measurements, for instance high precision measurement of the W mass [ATLAS 98]. However, proton luminosities in ALICE experimental region will be much lower ($\langle \mathcal{L} \rangle = 3 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) than in other LHC experiments, due to ALICE detector performances. At leading-order, W bosons are produced in quark - antiquark collisions : $u\bar{d} \rightarrow W^+$, $c\bar{s} \rightarrow W^+$ etc ... The LO production cross-section of W^{+-} obtained from Pythia [Sjöstrand 05] amounts to ~ 18 nb in p+p collisions at 14 TeV [del Valle 05], leading to a production of half a millions W bosons decaying in the muonic channel in one year of data taken in the ALICE interaction point. At these energies, contributions to W production from higher order diagrams should be about 10% [Frixione 04]. In proton+proton collisions, there will be more u than d valence quarks, leading to an enhancement of W^+ with respect W^- which is more pronounced at high rapidities where the W -boson production is dominated by valence-quarks. At mid-rapidity the production of W^+ and W^- is almost symmetric.

In HIC, W bosons production will not be affected by the medium effects since W bosons will leave the hot and dense bulk of matter without any secondary interaction. In this respect, W bosons production will be a very powerful tool for checking the validity of the glauber scaling hypothesis at these energies. Since shadowing could be different in quarks and gluons, measurements of W production in d+Pb (or p+Pb) will be necessary. W -boson production could provide a powerful normalization of very high p_T ($p_T \sim 30-40$ GeV/c) beauty and charm production where a suppression could be expected due to jet quenching of heavy quarks. The asymmetry between W^+ and W^- in HIC will be given by the isospin of the nuclei and the elementary asymmetry in p+p, n+n, p+n and n+p collisions [del Valle 05].

7.4 Muon Spectrometer

In the framework of the ALICE physics program [Safarik 04], the goal of the Muon spectrometer of ALICE is the study of open heavy flavor production and quarkonia production (J/ψ , ψ' and $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ and $\Upsilon(3S)$) via the muonic channel. For HIC the dependence with the collision centrality and with the reaction plane will also be studied. The study of electroweak bosons is also foreseen and preliminary studies are under progress [del Valle 05].

The main experimental requirement is to measure the quarkonia production in central Pb+Pb collisions at LHC energies, down to very low p_T , since low p_T quarkonia will be sensitive to medium effects like heavy-quark potential screening. Since muons are passively identified by the absorber technique, a Lorentz boost is needed to be able to measure quarkonia at low p_T . On the other hand, the Muon spectrometer has to be as close as possible to the physics of the QGP which occurs in the mid-rapidity region. As a compromise, the muon spectrometer allows for measuring muons and quarkonia production in an intermediate rapidity range $-4.0 < y < -2.5$. The acceptance plot in this rapidity range for J/ψ and $\Upsilon(1S)$ mesons decaying into muon pairs is presented

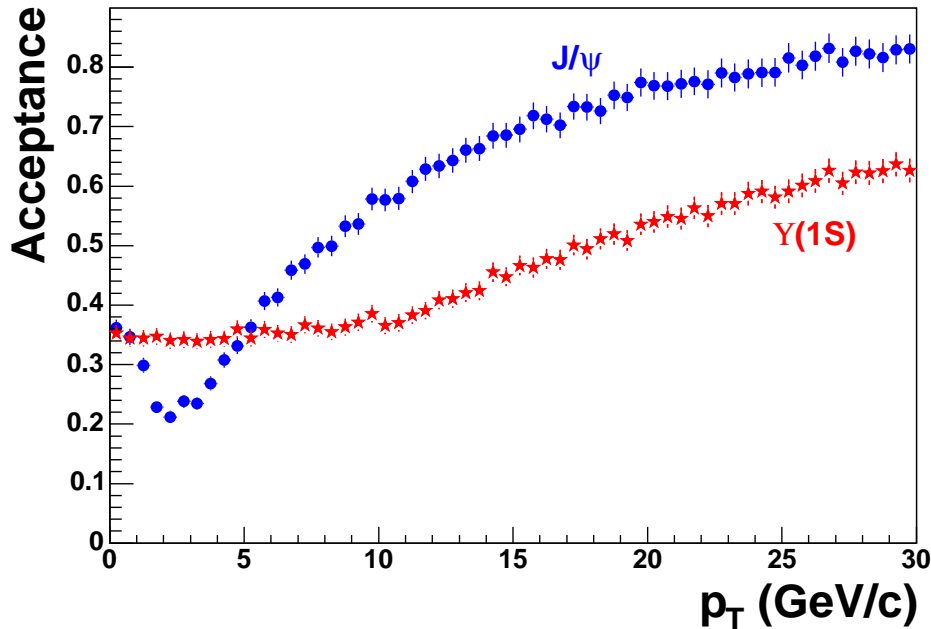


FIG. 7.1 – Acceptance of the Muon spectrometer as a function of the transverse momentum for J/ψ and $\Upsilon(1S)$ in the rapidity range $-4.0 < y < -2.5$, via their muon pair decay and with a muon low p_T threshold equal to 1 GeV/c.

in Fig. 7.1. The muon spectrometer will be a unique apparatus at the LHC to measure charmonia production down to $p_T = 0$ and will cover a rapidity range which completes the one measured by the ALICE central barrel, and by the CMS and ATLAS experiments. The other main experimental requirement for the muon spectrometer is to be able to disentangle the different resonances of the Υ family. In particular the separation between the resonance $\Upsilon(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ ($\Delta M \sim 300 \text{ MeV}/c^2$) imposes to the spectrometer an invariant mass resolution about $100 \text{ MeV}/c^2$ in the Υ mass region.

In order to reach these requirements, the muon spectrometer is located downstream (side C of point 2 at LHC) of the ALICE detector covering the angular range $171.^\circ < \theta < 178.^\circ$, ($-4.0 < y < -2.5$) consisting of 3 absorbers, a muon magnet, a trigger system and a tracking system.

7.5 Physics program in the Muon spectrometer of ALICE

The Muon physics program is focused on the measurement of heavy flavor production in p+p, p+A like and A+A collisions at LHC energies. Many studies have been undertaken [S.Grigoryan 05, Crochet 05b, Dumonteil 05] mainly in the framework of the Technical Design Report [ALICE 99b] and the Physics Performance Report of ALICE [ALICE 05] and other studies are still in progress.

7.5.1 Quarkonia measurements

Invariant mass analysis of muon pairs will provide a direct measurement of the quarkonia production : J/ψ , ψ' , $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$. Quarkonia measurement in central Pb+Pb collisions will be very challenging due to the huge low-energy background [ALICE 99b, Zintchenko 03] and the large muon combinatorial background (see in Tab. 7.1 the quarkonia signal to background ratio and the significance from reference [S.Grigoryan 05]). In the case of J/ψ , a ratio signal to background (S/B) in the order of ~ 0.15 is expected in most central (0-10%) Pb+Pb collisions at 5.5A TeV (see Fig. 7.2). During the first Pb+Pb run with nominal luminosity at the LHC [ALICE 05] (this corresponds to a period of 10^6 s and an average luminosity of $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) we expect to measure about $\sim 6 \cdot 10^5$ of J/ψ and $\sim 6500 \Upsilon(1S)$ ². Those numbers would fluctuate depending on the physics of the heavy quark production and quarkonia production in heavy ion collisions : from total suppression due to color screening, to enhancement due to recombination. Measurement of the ratio of $\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)$ will provide a very powerful experimental observable to constraint the different models on quarkonia suppression in the QGP [Gunion 97, Dumonteil 05]. The measurement of J/ψ elliptic flow will also be possible and the study of very high p_T J/ψ will represent a very promising hard probe. The increase of luminosity for the Ar+Ar will allow for cumulating about a factor 5 more quarkonia statistics than in Pb+Pb LHC run

	b (fm)	0-3	3-6	6-9	9-12	12-16
J/ψ	S/B	0.167	0.214	0.425	1.237	6.243
	$S/\sqrt{S+B}$	111.3	180.4	213.8	193.4	94.95
ψ'	S/B	0.009	0.011	0.021	0.063	0.273
	$S/\sqrt{S+B}$	4.185	6.902	8.604	9.641	7.171
Υ	S/B	2.084	2.732	4.31	7.977	12.01
	$S/\sqrt{S+B}$	27.39	41.71	40.03	27.16	10.42
Υ'	S/B	0.807	1.043	1.661	2.871	4.319
	$S/\sqrt{S+B}$	11.68	18.26	18.48	13.02	5.077
Υ''	S/B	0.566	0.722	1.18	1.936	3.024
	$S/\sqrt{S+B}$	7.951	12.55	13	9.274	3.73

TAB. 7.1 – Preliminary quarkonia signal over background (S/B) and significance ($S/\sqrt{S+B}$) for quarkonium resonances measured versus centrality in the ALICE forward muon spectrometer [S.Grigoryan 05]. The input cross-sections are taken from [Bedjidian 03]. Shadowing is taken into account. Any other suppression or enhancement effects are not included. The numbers correspond to one month of Pb-Pb data taking and are extracted with a 2σ mass cut.

In the case of proton-proton run at 14 TeV [ALICE 05] (this corresponds to a period of 10^7 s and an average luminosity of $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), statistics per LHC run will

²Glauber scaling and shadowing have been taken into account for this estimation

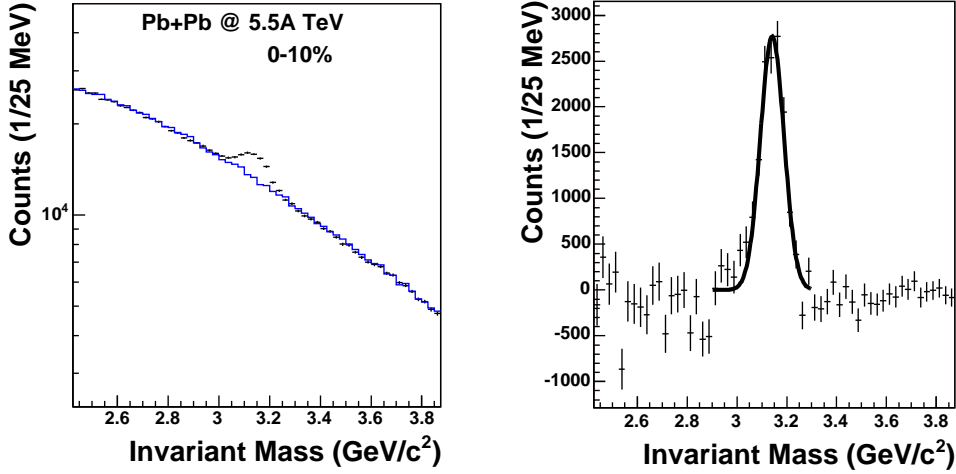


FIG. 7.2 – Invariant mass distribution of unlike-sign muon pairs in the Muon spectrometer for Pb+Pb collisions at LHC energies in the most central collisions (0-10%).

be $\sim 2.5 \cdot 10^6 J/\psi$, and $\sim 27000 \Upsilon(1S)$. During the first 10 years of LHC running it is planned to deliver deuterium lead collisions at $\sqrt{s}=6.2A$ TeV and the cumulated statistic per d+Pb LHC run will be $\sim 1.5 \cdot 10^6 J/\psi$'s and $\sim 15000 \Upsilon(1S)$ 's³

7.5.2 Open heavy flavor measurements

The measurement of open heavy flavors will also be a priority of our physics program. Being very interesting in its own, it will allow for a normalization of the quarkonia production rates. Different alternative analysis will be applied, which exploit the muon production from open charm and beauty mesons via their semi-leptonic decay.

Single muon measurements. The measurement of muon p_T distributions will provide the first measurement of heavy quark production at high rapidities at LHC. For p_T larger than 5-8 GeV/c muon production will be dominated by the semi-muonic decay of D and B mesons. The expected integrated single muon contribution in the most central Pb+Pb collisions at 5.5A TeV is presented in Fig. 7.3. For very high p_T a noticeable contribution to the single muon p_T distribution will be originated from the muonic decay of the W-bosons. This contribution will be maximum in the p_T range between 30 and 40 GeV/c. In Fig. 7.4 the differential cross-section for the muonic channel in the Muon spectrometer acceptance is represented. During a p+p run at 14 TeV it is expected to detect around 50000 muons coming from the decay of the W boson.

³We have not taken into account in this estimation the fact that the center-of-mass frame in d+Pb collisions will present a relative rapidity of ± 0.12 (depending on the deuterium or lead beam direction : d+Pb or Pb+d) with respect the laboratory frame due to the asymmetry in the deuterium and lead beam energies. This will slightly change the acceptance of the Muon spectrometer and could slightly increase or decrease the reported statistics. Since we are interested to measure shadowing for small x values inside the lead nucleus, the lead beam will come from the back of the spectrometer, and the spectrometer will cover the rapidity range $-3.88 < y < -2.28$. This effect would be more pronounced in p+Pb collisions.

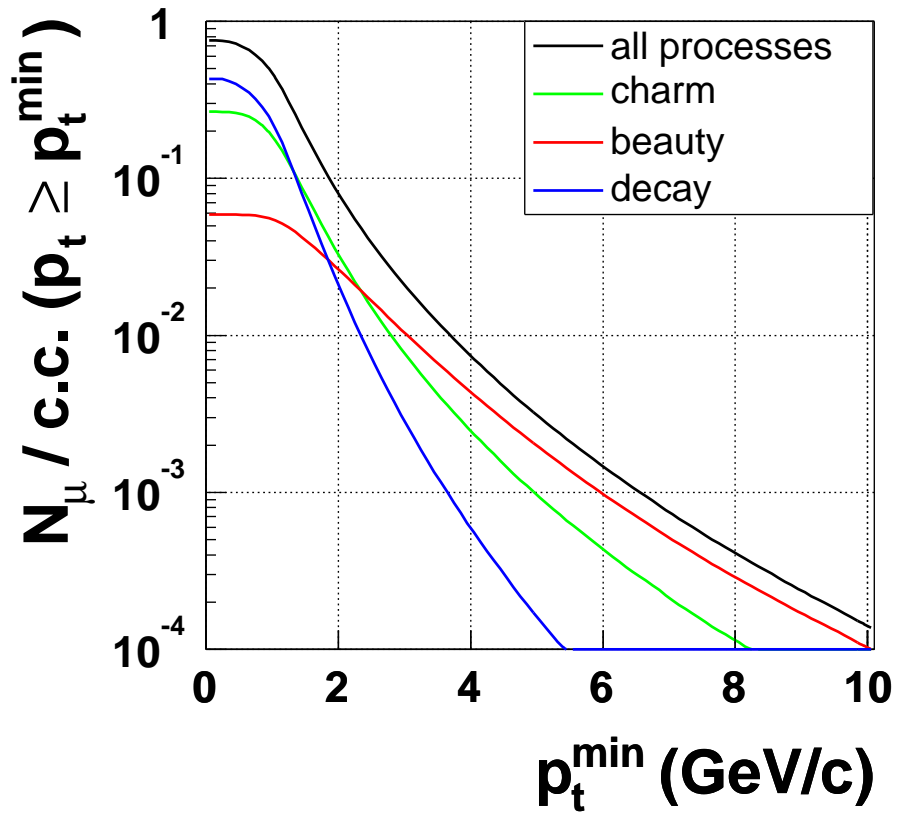


FIG. 7.3 – Integrated single muon p_T distribution in most central Pb+Pb collisions at 5.5A TeV [Crochet 05b].

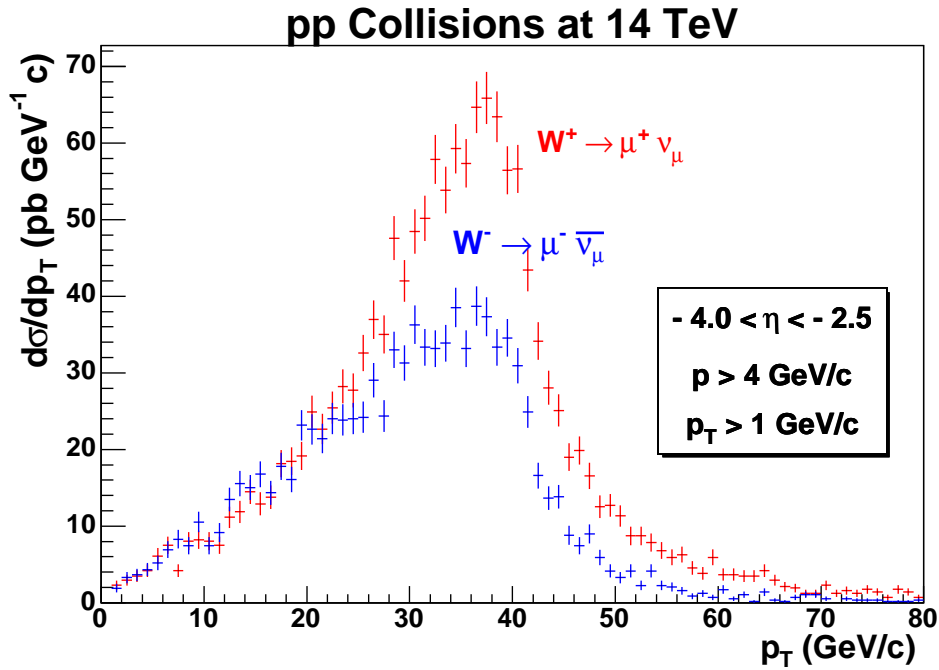
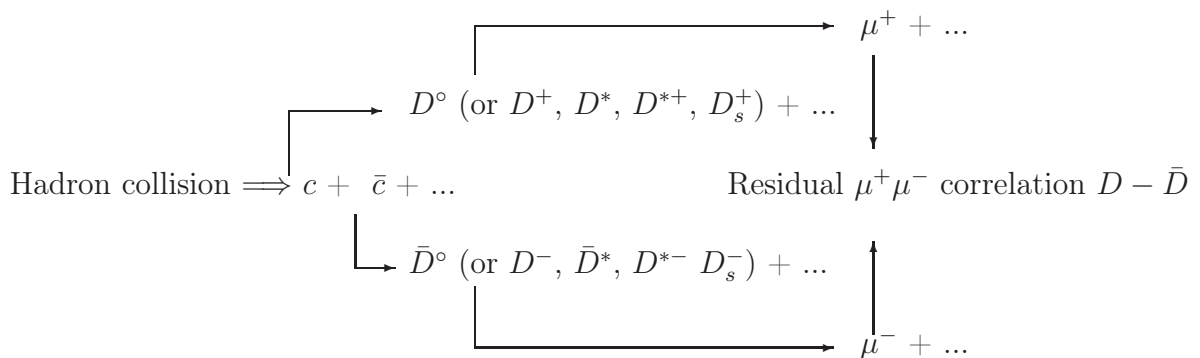
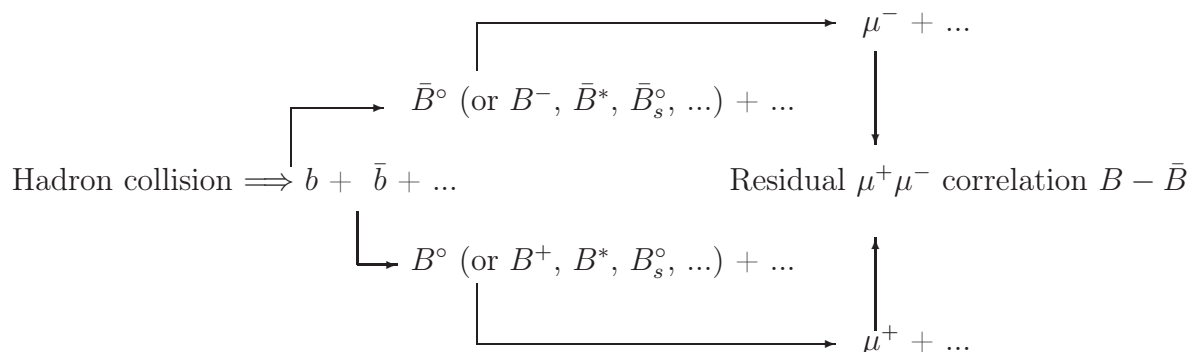


FIG. 7.4 – Single muon p_T distribution coming from the W muon decay in the Muon spectrometer acceptance for p+p collisions at 14 TeV [del Valle 05].

Muon pairs measurements. Like and unlike sign muon pairs originating from the same hard scattering or same heavy quark, will present a residual correlation in the low (1-3 GeV/c^2) and high (4-8 GeV/c^2) invariant mass (M_{inv}) regions. Correlated unlike-sign muon pairs in high M_{inv} region will be mainly produced by semi-muonic decays of $D - \bar{D}$ and $B - \bar{B}$ mesons from the same hard scattering :





The low M_{inv} region will be populated by $B - D$ or $\bar{B} - \bar{D}$ semi-muonic decays from the same bottom quark fragmentation. Like-sign muon pairs will be dominated by $B - \bar{D}$ and, more exotic mechanism, like $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations. The study of such correlations will allow for measuring the beauty production cross-section [Crochet 05b] and to study the relative contribution of NLO diagrams to the total beauty production cross-section. In HIC, the $\mu^+\mu^-$ residual correlations could be modified by final state effects. In this respect, $\mu^+\mu^-$ residual correlations could become a probe of the heavy quark re-scattering in the QGP medium.

Correlation with the central barrel. In the same way, residual correlation between unlike sign muons and electrons (or Kaons) can be exploited to get similar physics informations. Since electrons and kaons are detected in the ALICE central barrel, such a correlation will be sensible to heavy quark production in an intermediate rapidity range $-1.0 < y < -2.5$. Additionally, unlike-sign $e - \mu$ pairs cannot not be generated by any resonance, nor thermal or direct production [Crochet 05a].

Multi-correlation of muons. Residual correlation of 3 (or more) muons will only be sensible to beauty production. In particular, 3 muon correlation will probe the beauty production decaying in the charmonium channel which will noticeably contribute to the J/ψ total production cross-section. Unfortunately, the combinatorial background of 3-muon correlations in Pb+Pb central collisions will be huge and this technique could be efficiently applied in p+p, d+Pb and (perhaps) in Ar+Ar collisions [Morsch 05].

7.6 Conclusions and Perspectives

In summary, the muon spectrometer supports an ambitious physics program in the ALICE experiment, focused on heavy quark physics for studying QGP at the LHC collider. The muon spectrometer has entered in its construction phase and will be ready in 2007 at the interaction point 2 of the LHC for the first data taking.

7.7 Acknowledgments

I would like to thank my colleagues of ALICE collaboration for fruitful discussions. In particular, I would like to thank Philippe Crochet, Christian Finck, Rachid Guernane, Smbat Grigoryan and Andreas Morsch for helping me in the preparation of this talk. I would like to thank Laurent Aphecetche, Zaida Conesa del Valle, Philippe Crochet and Christian Finck for carefully reading this manuscript.

Bibliographie

- [Accardi 01] A. Accardi. *Semi-hard scatterings at RHIC and LHC : initial conditions and charged multiplicities*. 2001. www.arXiv.org/hep-ph/0104060.
- [ALEPH 03] ALEPH, DELPHI, OPAL & L3 Collaborations. *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*. Physics Letters B, vol. 565, page 61, 2003.
- [ALICE 96] Collaboration ALICE. *ALICE experiment at LHC*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/96-71, 1996.
- [ALICE 98] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/98-019, 1998.
- [ALICE 99a] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of Inner Tracking System (ITS)*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/99-012, 1999.
- [ALICE 99b] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the dimuon forward spectrometer*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/99-022, 1999.
- [ALICE 99c] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector (PMD)*. CERN Report, vol. /CERN/LHCC/99-032, 1999.
- [ALICE 99d] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/99-004, 1999.
- [ALICE 99e] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC)*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/99-005, 1999.
- [ALICE 00a] Collaboration ALICE. *ALICE : Addendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/2000-046, 2000.
- [ALICE 00b] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the time of flight system (TOF)*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/2000-012, 2000.

- [ALICE 00c] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the time projection chamber (TPC)*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/2000-001, 2000.
- [ALICE 01a] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the Transition Radiation Detector (TRD)*. CERN Report, vol. CERN/LHCC/2001-021, 2001.
- [ALICE 01b] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the Transition Radiation Detector (TRD)*. CERN Report, vol. CERN/LHC/2001-021, 2001.
- [ALICE 03] Collaboration ALICE. *ALICE : Technical Design Report of the Internal Tracking System (ITS)*. CERN Report, vol. CERN/LHC/2003-062, 2003.
- [ALICE 04] Collaboration ALICE. *ALICE : Physics Performance Report, Volume I*. Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics, vol. 30, page 1515, 2004.
- [ALICE 05] Collaboration ALICE. *ALICE : Physics Performance Report, Volume II*. To be published, 2005.
- [Altarelli 04] G. Altarelli & M. W. Grunewald. *Precision Electroweak Tests of the Standard Model*. CERN Report, vol. CERN-PH-TH/067, 2004.
- [Andronic 03] A. Andronic. *Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC*. Physics Letters B, vol. 571, page 36, 2003.
- [Andronic 04] A. Andronic & P. Braun-Munzinger. *Ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions and the quark-gluon plasma*. 2004. www.arXiv.org/hep-ph/0402291.
- [Andronic 05] A. Andronic, P. Braun-Munzinger & J. Stachel. *Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out*. 2005. www.arXiv.org/nucl-th/0511071, submitted to Nuclear Physics A.
- [Arleo 03] F. Arleo & et al. *CERN Yellow Report : Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC : Photon Physics*. 2003. www.arxiv.org/hep-ph/0311131.
- [Armesto 00] N. Armesto & C. Pajares. *Central rapidity densities of charged particles at RHIC and LHC*. 2000. www.arXiv.org/hep-ph/0002163.
- [Arnaldi 00] R. Arnaldi & et al. *A low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 451, page 462, 2000.
- [Arnaldi 01] R. Arnaldi & et al. *A dual threshold technique to improve the time resolution of resistive plate chambers in streamer mode*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 457, page 117, 2001.

- [ATLAS 98] Collaboration ATLAS. *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>, 1998.
- [ATLAS 04] Collaboration ATLAS. *A Letter of Intend for Heavy Ion Physics with ATLAS detector*. CERN Report, vol. CERN/LHC/04-009/I-013, 2004.
- [Audi 03] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, C. Thibault & A. H. Wapstra. *The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluation*. Nuclear Physics, vol. A729, page 3, 2003.
- [Baier 97] R. Baier, Yu.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigné & D. Schiff. *Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite volume quark-gluon plasma*. Nuclear Physics B, vol. 483, 1997. www.arXiv.org/hep-ph/9607355.
- [Baier 00] R. Baier & et al. *Bottom-up thermalization in heavy ion collisions*. 2000. www.arXiv.org/hep-ph/0009237.
- [Becattini 04] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen & R. Stock. *Chemical equilibrium study in nucleus-nucleus collisions at relativistic energies*. Physical Review C, vol. 69, page 024905, 2004. www.arXiv.org/hep-ph/031004.
- [Bedjidian 03] M. Bedjidian & et al. *CERN Yellow Report : Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC : Heavy Flavour Physics*. 2003. www.arXiv.org/hep-ph/0311048.
- [Bellia 93] G. Bellia, R. Alba, R. Coniglione, A. Del Zoppo, P. Finocchiaro, C. Maiolino, E. Migneco, P. Piattelli, P. Sapienza, N. Frascaria & et al. *Response of MEDEA BaF2 detectors to 20-280 MeV photons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 329, page 173, 1993.
- [Bertsch 88] G.F. Bertsch & S. Das Gupta. *A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions*. Physics Reports, vol. 160, page 189, 1988.
- [Bhalerao 05] R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini & J.-Y. Ollitrault. *Elliptic flow and incomplete equilibration at RHIC*. Physics Letters B, vol. 627, page 49, 2005.
- [Bjorken 83] J.D. Bjorken. *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region*. Physical Review D, vol. 27, page 140, 1983.
- [Blaizot 99] J. P. Blaizot, Edmond Iancu & A. Rebhan. *Self-consistent hard-thermal-loop thermodynamics for the quark-gluon plasma*. Physics Letters B, vol. 470, page 181, 1999. www.arXiv.org/hep-ph/9910309.
- [Borderie 02] B. Borderie. *Dynamics and thermodynamics of the liquid-gas phase transition in hot nuclei studied with the INDRA array*. Journal of Physics G : Nuclear Partivle Physics, vol. 28, page R217, 2002.

- [Bowick 85] M. J. Bowick & L. C. R. Wijewardhana. *Superstring at High Temperature*. Physical Review Letters, vol. 54, page 2485, 1985.
- [BRAHMS 04] Collaboration BRAHMS. *Evolution of the Nuclear Modification Factors with Rapidity and Centrality in d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 93, page 242303, 2004.
- [BRAHMS 05] Collaboration BRAHMS. *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment*. Nuclear Physics A, vol. 757, page 1, 2005.
- [Braun-Munzinger 00] P. Braun-Munzinger & J. Stachel. *(Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression*. Physics Letters B, vol. 490, page 196, 2000.
- [Braun-Munzinger 01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich & J. Stachel. *Hadron production in Au+Au collisions at RHIC*. Physics Letters B, vol. 518, page 41, 2001.
- [Braun-Munzinger 04] P. Braun-Munzinger, K. Redlich & J. Stachel. Particle production in heavy ion collisions, volume Quark Gluon Plasma 3. World Scientific Publishing, 2004. www.arXiv.org/nucl-th/0304013.
- [Braun-Munzinger 05] P. Braun-Munzinger. *Gesellschaft für Schwerionenforschung*. Communication privée, 2005.
- [Broniowski 04] Wojciech Broniowski, Wojciech Florkowski & Leonid Ya. Glozman. *Update of the Hagedorn mass spectrum*. Physical Review D, vol. 70, page 117503, 2004.
- [Cabibbo 75] N. Cabibbo & G. Parisi. *Exponential hadronic spectrum and quark liberation*. Physics Letters B, vol. 59, page 67, 1975.
- [Capella 05] A. Capella & E.G. Ferreira. *J/ψ suppression at 200 GeV in the comovers interactions model*. European Physics journal C, vol. 42, page 419, 2005.
- [CDF 88] Collaboration CDF. *Transverse-momentum distributions of charged particles produced in $p - \bar{p}$ interactions at $\sqrt{s}=630$ and 1800 GeV*. Physical Review Letters, vol. 61, page 1819, 1988.
- [CDF 89] Collaboration CDF. *Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in p - \bar{p} Collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*. Physical Review Letters, vol. 62, page 613, 1989.
- [CDF 90] Collaboration CDF. *Pseudorapidity distributions of charged particles produced in p anti- p interactions at $s^{*(1/2)} = 630$ and 1800 GeV*. Physical Review D, vol. 41, page 2330, 1990.
- [CDF 02] Collaboration CDF. *Measurement of the B^+ total cross section and B^+ differential cross section $d\sigma/dp_T$ in pp - \bar{p} collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*. Physical Review D, vol. 65, page 052005, 2002.
- [CDF 03] Collaboration CDF. *Measurement of Prompt Charm Meson Production Cross Sections in pp - \bar{p} Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. Physical Review Letters, vol. 91, page 241804, 2003.

- [Cleymans 05] J. Cleymans, B. Kampfer, M. Kaneta, S. Wheaton & N. Xu. *Centrality Dependence of Thermal Parameters Deduced from Hadron Multiplicities in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV*. Physical Review C, vol. 71, page 054901, 2005. www.arXiv.org/hep-th/0412262.
- [Collins 75] J.C. Collins & M.J. Perry. *Superdense Matter : Neutrons or Asymptotically Free Quarks?* Physical Review Letters, vol. 34, page 1353, 1975.
- [Crochet 05a] Ph. Crochet. *Quarkonia and heavy flavors at the LHC*. 2005. www.arXiv.org/nucl-ex/0503008.
- [Crochet 05b] Ph. Crochet, R. Guernane, A. Morsch & E. Vercellin. *Measuring the b-Meson production cross section in 5.5 TeV Pb-Pb collisions using semileptonic decay muons*. ALICE-INT-2005-018, 2005.
- [D0 00] Collaboration D0. *The Image production cross section and angular correlations in Image collisions at Image*. Physics Letters B, vol. 487, page 264, 2000.
- [D0 04] Collaboration D0. *A Precision Measurement of the Mass of the Top Quark*. Nature, vol. 429, page 638, 2004.
- [Datta 04] S. Datta, F. Karsch, P. Petreczky & I. Wetzorke. *Charmonium systems after the deconfinement transition*. Journal Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 30, page S1347, 2004.
- [del Valle 05] Z. Conesa del Valle, G. Martinez, L. Aphecetche & Ch. Finck. *W electroweak boson detection in the muon spectrometer of ALICE*. in preparation, 2005.
- [Demazeau 03] G. Demazeau. *Directeur Scientifique du groupe Matériaux et Hautes Pressions*. Communication privée, 2003.
- [d'Enterria 01] D. d'Enterria, L. Aphecetche, A. Chbihi, H. Delagrangé, J. Díaz, M. J. van Goethem, M. Hoefman, A. Kugler, H. Löhner, G. Martínez, M. J. Mora, R. Ortega, R. W. Ostendorf, S. Schadmand, Y. Schutz, R. H. Siemssen, D. Stracener, P. Tlustý, R. Turrisi, M. Volkerts, V. Wagner, H. W. Wilschut, & N. Yahlali. *Evidence for Thermal Equilibration in Multifragmentation Reactions Probed with Bremsstrahlung Photon*. Physical Review Letters, vol. 87, 2001.
- [d'Enterria 02] D. d'Enterria, G. Martinez & et al. *Thermal bremsstrahlung photons probing the nuclear caloric curve*. Physics Letters B, vol. 538, 2002.
- [d'Enterria 03] D. d'Enterria. *Hard scattering cross sections at LHC in the Glauber approach : from pp to pA and AA collisions*. 2003. www.arXiv.org/nucl-ex/0302016.
- [d'Enterria 05] D. d'Enterria. *High pT leading hadron suppression in nuclear collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 20 - 200$ GeV : data versus parton energy loss models*. European Physics Journal C, vol. 43, 2005.

- [Digal 04] S. Digal, S. Fortunato & H. Satz. *Predictions for J/ψ suppression by parton percolation*. European Physics Journal C, vol. 32, 2004.
- [Dokshitzer 01] Yu. L. Dokshitzer & D. E. Kharzeev. *Heavy-quark colorimetry of QCD matter*. Physics Letters B, vol. 519, page 199, 2001.
- [Ducoin 05] C. Ducoin, P. Chomaz & F. Gulminelli. *Role of isospin in the nuclear liquid-gas phase transition*. 2005. www.arXiv.org/nucl-th/0512029, to be published in Nuclear Physics A.
- [Dumonteil 05] E. Dumonteil & Ph. Crochet. *Measuring the pt dependence of the Upsilon prime / Upsilon ratio with the ALICE Muon Spectrometer*. ALICE Internal Note, vol. ALICE-INT-2005-002, 2005.
- [Ejiri 04] S. Ejiri & et al. *Numerical study of the equation of state for two flavor QCD at non-zero baryon density*. 2004. www.arXiv.org/hep-lat/0408046.
- [Fodor 03] Zoltan Fodor. *Lattice QCD results at finite temperature and density*. Nuclear Physics A, vol. 715, page 319, 2003. www.arXiv.org/hep-lat/0209101.
- [Frixione 04] S. Frixione & M.L. Mangano. *How accurately can we measure the W cross section ?* 2004. www.arXiv.org/hep-ph/0405130.
- [Gelis 03] Francois Gelis. *QCD calculations of thermal photon and dilepton production*. Nuclear Physics A, vol. 715, page 329, 2003. www.arXiv.org/hep-ph/0209072.
- [Gelis 05] F. Gelis. *Chercheur CNRS de SPT de Saclay*. Communication privée, 2005.
- [Glauber 70] R.J. Glauber & G. Matthiae. *High-energy scattering of protons by nuclei*. Nuclear Physics B, vol. 21, page 135, 1970.
- [Gossiaux 04] P.B. Gossiaux. *Professeur de l'Ecole des Mines de Nantes*. Communication privée, 2004.
- [Grandchamp 04] L. Grandchamp, R. Rapp & G.E. Brown. *In-Medium Effects on Charmonium Production in Heavy-Ion Collisions*. Physical Review Letters, vol. 92, page 212301, 2004.
- [Greiner 95] W. Greiner, L. Neise & H. Stoecker. *Thermodynamique et mécanique statistique*. Springer, 1995.
- [Griffiths 87] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. Wiley, 1987.
- [Gross 73] D.J. Gross & F. Wilczek. *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*. Physical Review Letters, vol. 30, page 1343, 1973.
- [Group 00] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. The European Physical Journal, vol. 15, 2000.
- [Guardiola 04] R. Guardiola & J. Navarro. *Minimal mass-size of a stable helium-3 cluster*. 2004. www.arXiv.org/physics/0408127.
- [Gunion 97] J. F. Gunion & R. Vogt. *Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Upsilon suppression at the LHC*. Nuclear Physics B, vol. 492, page 301, 1997.

- [Hagedorn 65] R. Hagedorn. *Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies*. Nuovo Cimento Supplemento, vol. 3, page 147, 1965.
- [Hagedorn 84] R. Hagedorn. Quark matter 84, proceedings helsinki. Springer-Verlag, 1984. Contribution : How we got to QCD matter from the hadron side by trial and error.
- [Halzen 84] F. Halzen & A.D. Martin. Quarks and leptons : An introductory course in modern particle physics. John Wiley and Sons, 1984.
- [Hemmick 04] T.K. Hemmick. *Experimental developments in relativistic heavy-ion collisions published between Quark Matter 2002 and the beginning of Quark Matter 2004*. Journal Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 30, page S659, 2004.
- [Huovinen 02] P. Huovinen, P.V. Ruuskanen & S.S. Rasanen. *Photon emission in heavy ion collisions at the CERN SPS*. Physics Letters B, vol. 535, page 109, 2002.
- [Iancu 03] E. Iancu & R. Venugopalan. *The Color Glass Condensate and High Energy Scattering in QCD*. 2003. www.arXiv.org/hep-ph/0303204.
- [Iancu 05] Ed. Iancu. *Chercheur CNRS de SPT Saclay*. Communication privée, 2005.
- [INDRA 95] Collaboration INDRA. *INDRA, a 4 charged product detection array at GANIL*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 357, page 418, 1995.
- [INDRA 01] Collaboration INDRA. *Evidence for Spinodal Decomposition in Nuclear Multifragmentatio*. Physical Review Letters, vol. 86, page 3252, 2001.
- [J. Kwiecinski 95] A. D. Martin J. Kwiecinski & P. J. Sutton. *The gluon distribution at small x obtained from a unified evolution equation*. Physical Review D, vol. 52, page 1445, 1995. www.arXiv.org/hep-ph/9503266.
- [Jahnke 99] U. Jahnke, W. Bohne, T. von Egidy, P. Figuera, J. Galin, F. Goldenbaum, D. Hilscher, J. Jastrzebski, B. Lott, M. Morjean, G. Pausch, A. Péghaire, L. Pienkowski, D. Polster, S. Proschitzki, B. Quednau, H. Rossner, S. Schmid & W. Schmid. *Prevalence of Fission and Evaporation in the Decay of Heavy Nuclei Excited up to 1000 MeV with Energetic Antiprotons*. Physics Review Letters, vol. 83, page 4959, 1999.
- [Jahnke 03] U. Jahnke, C. M. Herbach, D. Hilscher, V. Tishchenko, J. Galin, A. Letourneau, B. Lott, A. Péghaire, F. Goldenbaum & L. Pienkowski. *A combination of two 4D detectors for neutrons and charged particles. Part I. The Berlin neutron ball neutron multiplicity meter and a reaction detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 508, page 295, 2003.
- [Karsch 99] F. Karsch. Workshop on nuclear matter. Kluwer Academic, 1999.

- [Karsch 02a] F. Karsch. *Lattice QCD at High Temperature and Density*. Lecture Notes of Physics, vol. 583, 2002. www.arXiv.org/hep-lat/0106019.
- [Karsch 02b] F. Karsch. *Lattice Results on QCD Thermodynamics*. Nuclear Physics A, vol. 698, 2002. www.arXiv.org/hep-ph/0103314.
- [Karsch 02c] F. Karsch & et al. *Proceedings of Quark Matter 2001, January 2001, Stony Brook, NY, USA*. Nuclear Physics A, vol. 698, page 199c, 2002.
- [Karsch 04] Frithjof Karsch. *News from lattice QCD on heavy quark potentials and spectral functions of heavy quark states*. Journal of Physics, vol. G30, pages S887–S894, 2004. www.arXiv.org/hep-lat/0403016.
- [Kharzeev 03] Dmitri Kharzeev, Eugene Levinb & Larry McLerran. *Parton saturation and Npart scaling of semi-hard processes in QCD*. Physics Letters B, vol. 561, page 93, 2003.
- [Knecht 98] M. Knecht. *Une introduction à la symétrie chirale*. Ecole Joliot-Curie, 1998. <http://www.cenbg.in2p3.fr/extra/autresites/joliot-curie/themes.html>.
- [Ko 98] C. M. Ko, X. N. Wang, B. Zhang & X. F. Zhang. *Charmonium production from hot hadronic matter*. Physics Letters B, vol. 444, page 237, 1998.
- [Krasnitz 01] A. Krasnitz & et al. *Initial Gluon Multiplicity in Heavy-Ion Collisions*. Physical Review Letters, vol. 86, page 1717, 2001.
- [Kwiatkowski 95] K. Kwiatkowski, D. S. Bracken, K. B. Morley, J. Brzychczyk, E. Renshaw-Foxford, K. Komisarzik, V. E. Viola, N. R. Yoder, J. Dorsett, J. Poehlman & et al. *The Indiana silicon sphere 4π charged-particle detector array*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 360, page 571, 1995.
- [L3 03] Collaboration L3. *Search for a Higgs boson decaying to weak boson pairs at LEP*. Physics Letters B, vol. 568, page 191, 2003.
- [Landau 67] L. Landau & E. Lifchitz. *Physique statistique*. MIR, 1967.
- [Leegte 92] H. K. W. Leegte, E. E. Koldenhof, A. L. Boonstra & H. W. Wilschut. *Calibration of phoswich detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 313, page 26, 1992.
- [Lopez 00] J.A Lopez & C.O. Dorso. *Phase transformations in nuclear matter*. World Scientific, 2000.
- [Lopez 05] O. Lopez, D. Lacroix & E. Vient. *Bimodality as a Signal of a Liquid-Gas Phase Transition in Nuclei ?* Physics Review Letters, vol. 95, page 242701, 2005.
- [Lott 99] B. Lott, W. Bohne, J. Eades, T.v. Egidy, P. Figuera, H. Fuchs, J. Galin, K. Gulda, F. Goldenbaum, D. Hilscher, U. Jahnke, J. Jastrzebski, W. Kurcewicz, M. Morjean, G. Pausch, A. Péghaire,

- L. Pienkowski, D. Polster, S. Proschitzki, B. Quednau, H. Rossner, S. Schmid, W. Schmid & P. Ziem. *Formation and decay of nuclei heated with high-energy antiproton*. Nuclear Physics A, vol. 654, page 803c, 1999.
- [Marques 95] F.M. Marques & et al. *Identification of photons and particles in the segmented electromagnetic calorimeter TAPS*. Nuclear Instruments and Methods A, vol. 365, page 392, 1995.
- [Marqués 02] F.M. Marqués & et al. *Detection of neutron clusters*. Physical Review C, vol. 65, page 044006, 2002.
- [Martínez 94] G. Martínez & et al. *Impact parameter dependence of hard photon production in intermediate energy heavy-ion collisions*. Physics Letters B, vol. 334, page 23, 1994.
- [Martínez 95] G. Martínez & et al. *Bremsstrahlung photons as a probe of hot nuclei*. Physics Letters B, vol. 349, page 23, 1995.
- [Martínez 99] G. Martínez & et al. *Photon production in heavy ion collisions close to the pion threshold*. Physics Letters, vol. 461, page 28, 1999.
- [Martínez 01] Ginés Martínez. *ALICE, the heavy ion experiment at LHC*. 2001. www.arXiv.org/hep-ex/0106034.
- [Martínez 05a] Ginés Martínez. *The Muon Spectrometer of the ALICE experiment*. Nuclear Physics A, vol. 749, page 313, 2005.
- [Martínez 05b] Ginés Martínez. *Physics of the Muon Spectrometer of the ALICE Experiment*. 2005. www.arXiv.org/hep-ex/0505021.
- [Matsui 86a] T. Matsui & H. Satz. *J/psi suppression by quark-gluon plasma formation*. Physics Letters B, vol. 178, page 416, 1986.
- [Matsui 86b] T. Matsui & H. Satz. *J/psi suppression by quark-gluon plasma formation*. Physics Letters, vol. 178, page 416, 1986.
- [McLerran 81] L. McLerran & B. Svetitsky. *A Monte Carlo study of SU(2) Yang-Mills theory at finite temperature*. Physics Letter B, vol. 98, page 195, 1981.
- [McLerran 94] L. McLerran & R. Venugopalan. *Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum*. Physical Review D, vol. 49, page 3352, 1994.
- [Mc.Lerran 01] L. Mc.Lerran. *The Color Glass Condensate and Small x Physics : 4 Lectures*. 2001. www.arXiv.org/hep-ph/0104285.
- [Müller 92] Berndt Müller & Xin-Nian Wang. *Probing parton thermalization time with charm production*. Physical Review Letters, vol. 68, page 2437, 1992.
- [Molnár 05] D. Molnár & P. Huovinen. *Dissipation and elliptic flow at RHIC*. Physics Review Letters, vol. 94, page 012302, 2005.

- [Morsch 01] A. Morsch & et al. *LHC Experimental Conditions*. ALICE Internal Note, no. ALICE-INT-2001-10, 2001.
- [Morsch 05] A. Morsch. *Researcher at CERN laboratory*. Private Communication, 2005.
- [NA50 00] Collaboration NA50. *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SP*. Physics Letters B, vol. 477, page 28, 2000.
- [Nasa] Nasa. *The Universe*. http://liftoff.msfc.nasa.gov/academy/universe/plasma_univ.html.
- [Nason 89] P. Nason, S. Dawson & R. K. Ellis. *The one particle inclusive differential cross section for heavy quark production in hadronic collisions*. Nuclear Physics B, vol. 327, page 49, 1989.
- [Natowitz 02a] J.B. Natowitz, K. Hagel, Y. Ma, M. Murray, L. Qin, R. Wada & J. Wang. *Limiting temperatures and the Equation of State of Nuclear Matter*. Physical Review Letters, vol. 89, page 212701, 2002. www.arXiv.org/nucl-ex/0204015.
- [Natowitz 02b] J.B. Natowitz, R. Wada, K. Hagel, T. Keutgen, M. Murray, A. Makeev, L. Qin, P. Smith & C. Hamilton. *Caloric curves and critical behavior in nuclei*. Physical Review C, vol. 65, page 034618, 2002. www.arXiv.org/nucl-ex/0106016.
- [Nifenecker 85] H. Nifenecker & J.P. Bondorf. *Nuclear electromagnetic bremsstrahlung : A new tool for studying heavy-ion reaction*. Nuclear Physics A, vol. 442, page 478, 1985.
- [OPAL 04] Collaboration OPAL. *Flavour independent search for Higgs bosons decaying into hadronic final states in $e+e-$* . Physics Letters, vol. B597, page 11, 2004.
- [Ortega 06] R. Ortega, D. d'Enterria, G. Martinez, D. Baiborodin, H. Delagrangé, J. Diaz, F. Fernandez, H. Loehner, T. Matulewicz, R.W. Ostendorf, S. Schadmand, Y. Schutz, P. Thusty, R. Turrisi, V. Wagner, H.W. Wilschut & N. Yahlali. *Constraints on the time-scale of nuclear breakup from thermal hard-photon emission*. European Physical Journal A, vol. 28, page 161, 2006. www.arXiv.org/nucl-ex/0508032.
- [Peigné 06] S. Peigné. *Chercheur CNRS de Subatech*. Communication privée, 2006.
- [Peris 84] J. Aguilar Peris. *Curso de termodinámica*. Editorial Alhambra Universidad, 1984.
- [Perkins 00] D.H. Perkins. *Introduction to high energy physics*. Cambridge, 2000.
- [PHENIX] Collaboration PHENIX. *Systematic studies of the centrality and $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dependence of the $dE_T/d\eta$ and $dN_{ch}/d\eta$ in heavy ion collisions at midrapidity*. Physical Review C, vol. 71.

- [PHENIX 01a] Collaboration PHENIX. *Centrality Dependence of Charged Particle Multiplicity in Au-Au Collisions at $\sqrt{s} = 130$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 86, page 3500, 2001.
- [PHENIX 01b] Collaboration PHENIX. *Measurement of the Midrapidity Transverse Energy Distribution from $\sqrt{s} = 130$ GeV Au-Au Collisions at RHIC*. Physical Review Letters, vol. 87, page 052301, 2001.
- [PHENIX 03a] Collaboration PHENIX. *Absence of Suppression in Particle Production at Large Transverse Momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au Collisions*. Physical Review Letters, vol. 91, page 072303, 2003.
- [PHENIX 03b] Collaboration PHENIX. *Suppressed π^0 Production at Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 91, page 072301, 2003.
- [PHENIX 05a] Collaboration PHENIX. *The azimuthal anisotropy of electrons from heavy flavor decays in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au-Au collisions by PHENIX*. 2005. www.arXiv.org/nucl-ex/0510027, Quark Matter 2005 proceedings.
- [PHENIX 05b] Collaboration PHENIX. *Centrality Dependence of Direct Photon Production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au Collisions*. Physical Review Letters, vol. 94, page 232301, 2005.
- [PHENIX 05c] Collaboration PHENIX. *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration*. Nuclear Physics A, vol. 757, page 184, 2005.
- [PHENIX 05d] Collaboration PHENIX. *PHENIX results on J/ψ production in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV*. 2005. www.arXiv.org/nucl-ex/0510051, Quark Matter 2005 proceedings.
- [PHOBOS 00] Collaboration PHOBOS. *Charged particle multiplicity near mid-rapidity in central Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 56$ and 130 AGeV*. Physical Review Letters, vol. 85, page 3100, 2000.
- [PHOBOS 02] Collaboration PHOBOS. *Energy dependence of particle multiplicities near mid-rapidity in central Au+Au collisions*. Physical Review Letters, vol. 88, page 22302, 2002.
- [PHOBOS 05a] Collaboration PHOBOS. *Energy dependence of directed flow over a wide range of pseudorapidity in Au+Au collisions at RHIC*. Submitted to Physical Review Letters, no. nucl-ex/0511045, 2005.
- [PHOBOS 05b] Collaboration PHOBOS. *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*. Nuclear Physics A, vol. 757, page 28, 2005.
- [Pieper 03] S.C. Pieper. *Can Modern Nuclear Hamiltonians Tolerate a Bound Tetraneutron ?* Physical Review Letters, vol. 90, page 252501, 2003.
- [Pochodzalla 95] J. Pochodzalla & et al. *Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition*. Physical Review Letters, vol. 75, page 1040, 1995.

- [Pochodzalla 97] J. Pochodzalla. *The search for the liquid-gas phase transition in nuclei*. Progress in Particle and Nuclear Physics, vol. 39, page 443, 1997.
- [Politzer 73] H.D. Politzer. *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?* Physical Review Letters, vol. 30, page 1346, 1973.
- [Poskanzer 98] A.M. Poskanzer & S.A. Voloshin. *Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions*. Physical Review C, vol. 58, page 1671, 1998.
- [Preston 75] M.A. Preston & R.K. Bhaduri. *Structure of the nucleus*. Addison-Wesley, 1975.
- [Périer 98] Y. Périer, B. Lott, Y. El-Masri, J. Galin, Th. Keutgen, J.H.Le Faou, M.Morjean, A.Pégghaire, B.M.Quednau & I.Tilquin. *Response functions of the 4(pi) detector ORION to 10-70 MeV neutrons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 413, page 321, 1998.
- [Rafelski 05] Johann Rafelski, Jean Letessier & Giorgio Torrieri. *Centrality Dependence of Bulk Fireball Properties at RHIC*. Physical Review C, vol. 72, page 024905, 2005. www.arXiv.org/nucl-th/0412072.
- [Rajagopal 00] Krishna Rajagopal & Frank Wilczek. *The Condensed Matter Physics of QCD*. 2000. www.arXiv.org/hep-ph/0011333, At the Frontier of Particle Physics / Handbook of QCD III, Ed. M. Shifman (World Scientific).
- [Raufeisen 04] J. Raufeisen. *Heavy quark production and gluon shadowing at RHIC and LHC*. Journal Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 30, page S1159, 2004.
- [Riccati 99] L. Riccati, M. Maserà & E. Vercellin, éditeurs. *Proceedings of quark matter 1999, torino, italy,, volume 661, 1999*.
- [Safarik 04] K. Safarik. *Physics programme of ALICE experiment*. Nuclear Physics A, vol. 749, page 229, 2004.
- [Satz 03] H. Satz. *Limits of Confinement : The First 15 Year of Ultra-Relativistic Heavy Ion Studies*. Nuclear Physics, vol. A715, page 3c, 2003.
- [Schaefer 05] Thomas Schaefer. *Phases of QCD*. 2005. www.arXiv.org/hep-ph/0509068, Lectures at the Hampton University Graduate Studies Program (HUGS 2005), 56 pages, to appear in the proceedings (World Scientific, Singapore).
- [S.Grigoryan 05] S.Grigoryan. *Quarkonia production vs centrality in the Pb-Pb collisions using the ALICE muon spectrometer*. ALICE Internal note in preparation, 2005.
- [Singh 04] Simon Singh. *El enigma de fermat*. Planeta, 2004.
- [Sjöstrand 05] Torbjörn Sjöstrand. *PYTHIA (and JETSET) Webpage*. <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>, 2005.

- [Smilga 03] A. Smilga. *Professeur de l'Université de Nantes*. Communication privée, 2003.
- [STAR 01] Collaboration STAR. *Elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 86, page 402, 2001.
- [STAR 02] Collaboration STAR. *Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 90, page 082302, 2002.
- [STAR 04a] Collaboration STAR. *Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 93, page 252301, 2004. www.arXiv.org/nucl-ex/0407007.
- [STAR 04b] Collaboration STAR. *Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Physical Review Letters, vol. 92, page 112301, 2004. www.arXiv.org/nucl-ex/0310004.
- [STAR 04c] Collaboration STAR. *Measurements of transverse energy distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Physical Review C, vol. 70, page 054907, 2004.
- [STAR 05a] Collaboration STAR. *Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Physical Review C, vol. 72, page 014904, 2005. www.arXiv.org/nucle-ex/0409033.
- [STAR 05b] Collaboration STAR. *Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma : The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions*. Nuclear Physics A, vol. 757, page 102, 2005.
- [Stocker 99] H. Stoker, F. Jundt & G. Guillaume. *Toute la physique*. DUNOD, 1999.
- [Stracener 90] D. W. Stracener, D. G. Sarantites, L. G. Sobotka, J. Elson, J. T. Hood, Z. Majka, V. Abenante, A. Chbihi & D. C. Hensley. *Dwarf Ball and Dwarf Wall : Design, instrumentation, and response characteristics of a 4π CsI(Tl) plastic phoswich multidetector system for light charged particle and intermediate mass fragment spectrometry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :, vol. 294, page 485, 1990.
- [Takai 04] H. Takai. *Heavy ion physics with the ATLAS detector*. Journal Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 30, page S1105, 2004.
- [Thews 01] R.L. Thews, M. Schroedter & J. Rafelski. *Enhanced J/ψ production in deconfined quark matter*. Physical Review C, vol. 63, page 054905, 2001.
- [Trautmann 05] Wolfgang Trautmann. *Multifragmentation and the liquid-gas phase transition : an experimental overview*. Nuclear Physics A, vol. 752, 2005. www.arxiv.org/nucl-ex/0411023.

- [Tserruya 06] Itzhak Tserruya. *Quark Matter 2005 : Experimental Conference Summary*. to be published in Nuclear Physics A, 2006. www.arxiv.org/nucl-ex/0601036, to be published in Nuclear Physics A.
- [UA1 83] Collaboration UA1. *Hadronic Jet Production at CERN proton-antiproton collider*. Physics Letters B, vol. 132, page 214, 1983.
- [van Hees 05] H. van Hees & R. Rapp. *Thermalization of heavy quarks in the quark-gluon plasma*. Physical Review C, vol. 71, page 034907, 2005.
- [Venugopalan 01] R. Venugopalan & A. Krasnitz. *Proceedings of Quark Matter 2001, Stony Brook, New York*. Nuclear Physics A, vol. 698, page 209, 2001.
- [WA98 91] Collaboration WA98. *Proposal for a Large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*. CERN-SPSLC-91-17 and CERN-SPSLC-P-26, 1991.
- [WA98 00] Collaboration WA98. *Observation of Direct Photons in Central 158A GeV Pb+Pb Collisions*. Physical Review Letters, vol. 85, page 3595, 2000.
- [Wang 91] X.N. Wang. *Role of multiple minijets in high-energy hadronic reactions*. Physical Review D, vol. 43, page 104, 1991.
- [Wang 98] X.N. Wang. *Effects of jet quenching on high p_T hadron spectra in high-energy nuclear collisions*. Physical Review C, vol. 58, page 2321, 1998.
- [Wiedemann 00] Urs. Wiedemann. *Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment : opacity expansion*. Nuclear Physics B, vol. 588, page 303, 2000.
- [Wilczek 03] F. Wilczek. *Opportunities, Challenges, and Fantasies in Lattice QCD*. 2003. www.arxiv.org/hep-lat/0212041, Keynote talk at Lattice 2002, Boston, June 2002.
- [Wong 98] S.M.H. Wong. *Open charm, photon, and dilepton production in an increasingly strongly interacting parton plasma*. Physical Review C, vol. 58, page 2358, 1998.
- [Youngblood 99] D. H. Youngblood, H. L. Clark & Y.-W. Lui. *Incompressibility of Nuclear Matter from the Giant Monopole Resonance*. Physical Review Letters, vol. 82, page 691, 1999.
- [Zakharov 97] B.G. Zakharov. *Radiative energy loss of high-energy quarks in finite-size nuclear matter and quark-gluon plasma*. JETP Letter, vol. 65, 1997. www.arXiv.org/hep-ph/9704255.
- [Zhang 04] B.W. Zhang, B.-W. Zhang, E. Wang & X.-N. Wang. *Heavy Quark Energy Loss in a Nuclear Medium*. Physical Review Letters, vol. 93, page 072301, 2004.

- [Zintchenko 03] A. Zintchenko, G. Chabratova, V. Pismennaia, A. Vodopianov, , K. Boudjemline, J.P. Cussonneau, Ch. Finck, M. Germain, L. Luquin & G. Martinez. *A new approach to cluster finding and hit reconstruction in muon chambers of ALICE*. ALICE Internal Note, vol. ALICE-INT-2003-006, 2003.

Remerciements

Tout d'abord, je voudrais remercier Dr. Federico ANTINORI, Dr. Philippe CROCHET, Prof. Francisco FERNANDEZ, Prof. Herbert LOEHNER et Prof. Jacques MARTINO d'avoir accepté être membres de mon jury de HDR. Tout particulièrement mes rapporteurs Dr. Federico ANTINORI, Dr. Philippe CROCHET et Prof. Francisco FERNANDEZ, Merci Prof. Herbert LOEHNER de m'avoir offert le jour de ma soutenance le livre de Alan LIGHTMAN, *The discoveries -Great breakthroughs in 20th century science-*. Je vous propose sa lecture.

Merci aux collègues avec lesquels j'ai eu de bonnes discussions qui m'ont permis d'avancer, d'apprendre et de motiver ma curiosité. Ils ont été toujours disponibles pour lire, corriger et améliorer la qualité de mon rapport : Dr. Laurent APHECETCHE, Dr. Zaida CONESA DEL VALLE, Dr. Philippe CROCHET, Dr. Magali ESTIENNE, Dr. Christian FINCK, Prof. Pol-Bernard GOSSIAUX et Dr. Stéphan PEIGNÉ.