



**HAL**  
open science

**Étude de la production de saveurs lourdes et de la multiplicité de particules chargées dans le cadre du formalisme du Color Glass Condensate pour les collisions p+p et p+Pb dans l'expérience ALICE au LHC**

M. Malek

► **To cite this version:**

M. Malek. Étude de la production de saveurs lourdes et de la multiplicité de particules chargées dans le cadre du formalisme du Color Glass Condensate pour les collisions p+p et p+Pb dans l'expérience ALICE au LHC. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT: . tel-00450342

**HAL Id: tel-00450342**

**<https://theses.hal.science/tel-00450342>**

Submitted on 26 Jan 2010

**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.

THÈSE PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE GRADE DE  
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

---

**Étude de la production de saveurs lourdes et de la multiplicité de  
particules chargées dans le cadre du formalisme du Color Glass  
Condensate pour les collisions p+p et p+Pb dans l'expérience ALICE au  
LHC**

---

**Magdalena MALEK**

Thèse soutenue le 20 juillet 2009

Membres du jury :

<b>M. Giuseppe DELLACASA</b>	examineur
<b>M. Olivier DRAPIER</b>	rapporteur
<b>M. Bruno ESPAGNON</b>	directeur de thèse
<b>M. François GELIS</b>	examineur
<b>M. Jean-Yves GROSSIORD</b>	rapporteur
<b>Mme Tiina SUOMIJÄRVI</b>	présidente du jury



- « Voudriez-vous me dire, s'il vous plaît, par où je dois m'en aller d'ici ?  
- Cela dépend beaucoup de l'endroit où tu veux aller.  
- Peu importe l'endroit...  
- Dans ce cas, peu importe la route que tu prendras...  
- ...pourvu que j'arrive quelque part, ajouta Alice en guise d'explication.  
- Oh, tu ne manqueras pas d'arriver quelque part, si tu marches assez longtemps. »

Alice au pays des merveilles, Lewis Carroll

Tekst ten dedykuję  
Rodzicom i Dziadkom





---

# Remerciements

---

Je tiens, en premier lieu, à exprimer ma gratitude envers M. Bruno Espagnon pour avoir dirigé ma thèse avec une remarquable qualité scientifique et pédagogique. Merci d'avoir eu confiance en moi très tôt me permettant ainsi de développer mon autonomie. Merci également de m'avoir donné les moyens de présenter mes travaux dans les nombreuses conférences à travers le monde. Ses conseils avisés, sa disponibilité et ses encouragements m'ont permis de mener cette thèse jusqu'à son terme.

Cette thèse a été effectuée au sein du groupe ALICE de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je remercie Mme Dominique Guillemaud-Mueller (directrice) et M. Bernard Berthier (directeur de la division de recherche) de m'avoir accueillie au sein du laboratoire.

J'aimerais particulièrement remercier les personnes avec lesquelles j'ai quotidiennement travaillé. Tout d'abord Christophe Suire, Yves LeBornec, Nicole Willis et Louis Bimbot qui ont partagé leur expérience avec moi. J'ai beaucoup apprécié nos discussions de physique qui ont souvent conduit à des questions communes.

Je remercie Mercedes Lopez Noriega, Daniel Jesus Tapia Takaki et Bruno Boyer, les jeunes physiciens avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir au cours de ma thèse.

J'ai eu l'opportunité pendant ma thèse de travailler avec des ingénieurs des services techniques. Parmi eux, mes remerciements vont à Valérie Chambert et Gerard Lalu. Un grand merci à Christophe Diarra et Ivana Hrivnacova.

J'aimerais tout particulièrement remercier François Gelis, avec qui j'ai beaucoup collaboré, et à qui je dois l'aboutissement d'une grande partie de ma thèse. Il m'a initié à la phénoménologie de la physique des ions lourds. Ce fut un grand plaisir de travailler avec lui.

Mes remerciements très chaleureux vont à Alexandre Charpy, mon premier collaborateur scientifique, avec qui j'ai beaucoup travaillé dans une excellente ambiance.

Je remercie également Hans Hjersing Dalsgaard et Christian Holm Christensen pour le travail effectué en collaboration.

Je remercie Madame Tiina Suomijärvi d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. MM. Jean-Yves Grossiord et Olivier Drapier qui ont accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Je remercie MM. Giuseppe Dallacasa et François Gelis d'avoir accepté de participer dans mon jury en tant qu'examineurs.

Enfin, je voudrais terminer ces remerciements par une note plus personnelle pour mes Amis et ma Famille. Merci de m'avoir soutenu et d'avoir cru en moi !



---

# Table des matières

---

<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>I Introduction à la physique du plasma de quarks et de gluons</b>	<b>3</b>
I.1 Modèle Standard . . . . .	3
I.2 Les principes de base de la QCD . . . . .	6
I.2.1 Le lagrangien de la QCD . . . . .	6
I.2.2 La constante de couplage de QCD . . . . .	7
I.2.3 Vers un nouvel état de la matière . . . . .	9
I.2.3.1 Le modèle du sac . . . . .	10
I.2.3.2 La QCD sur réseau . . . . .	11
I.3 Le plasma de quarks et de gluons . . . . .	12
I.3.1 Le scénario de la transition de phase . . . . .	12
I.3.2 Le diagramme de phase de QCD . . . . .	14
I.3.3 La nature du PQG . . . . .	16
I.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes . . . . .	16
I.4.1 Rappel des variables cinématiques . . . . .	17
I.4.2 Un peu d'histoire : de l'AGS au LHC ... . . . .	17
I.4.3 La géométrie de la collision . . . . .	18
I.4.3.1 La centralité d'une collision . . . . .	18
I.4.3.2 La transparence, le pouvoir d'arrêt . . . . .	21
I.4.3.3 La densité d'énergie . . . . .	22
I.4.4 L'évolution spatio-temporelle d'une collision . . . . .	24
I.5 Les sondes expérimentales . . . . .	25
I.5.1 Les observables globales . . . . .	25
I.5.1.1 La production de particules : les spectres en impulsion transverse . . . . .	25
I.5.1.2 La multiplicité . . . . .	26
I.5.2 Les signatures du PQG . . . . .	29
I.5.2.1 Le déconfinement et restauration de la symétrie chirale . . . . .	29
I.5.2.2 La perte d'énergie des partons dans un milieu dense . . . . .	30
I.5.2.3 Le $J/\psi$ comme sonde du milieu . . . . .	32
I.5.2.3.1 la production des quarks lourds . . . . .	33
I.5.2.3.2 la formation des quarkonia . . . . .	34
I.5.2.3.3 le mécanisme de suppression des quarkonia . . . . .	35
I.5.2.3.4 le mécanisme de recombinaison des quarkonia . . . . .	40
<b>Bibliographie</b>	<b>43</b>
<b>II QCD à haute énergie</b>	<b>47</b>

II.1	La diffusion profondément inélastique . . . . .	47
II.2	La structure du proton . . . . .	48
II.2.1	Le modèle des partons . . . . .	48
II.2.2	L'équation d'évolution DGLAP . . . . .	50
II.2.3	L'équation d'évolution BFKL . . . . .	53
II.2.4	Le Color Glass Condensate . . . . .	55
II.3	Les observations expérimentales marquantes . . . . .	57
II.3.1	Loi d'échelle ou <i>scaling</i> géométrique . . . . .	57
II.3.2	Le facteur de modification nucléaire . . . . .	59
II.3.3	La fragmentation limite . . . . .	61
<b>Bibliographie</b>		<b>63</b>
<b>III L'expérience ALICE auprès du LHC</b>		<b>69</b>
III.1	Le collisionneur LHC . . . . .	69
III.2	Le détecteur ALICE . . . . .	72
III.2.1	Les détecteurs de la partie centrale . . . . .	74
III.2.1.1	Le système interne de trajectographie <i>ITS : Inner Tracking System</i> . . . . .	75
III.2.1.2	La chambre à projection temporelle <i>TPC : Time Projection Chamber</i> . . . . .	75
III.2.1.3	Le détecteur à radiation de transition <i>TRD : Transition Radiation Detector</i> . . . . .	77
III.2.1.4	Le détecteur de temps de vol <i>TOF : Time Of Flight</i> . . . . .	77
III.2.1.5	Le détecteur de particules de grande impulsion transverse <i>HMPID : High Momentum Particle Identification Detector</i> . . . . .	78
III.2.1.6	Le spectromètre électromagnétique <i>PHOS : PHOTon Spectrometer</i> . . . . .	79
III.2.1.7	Le calorimètre électromagnétique <i>EMCAL : ElectroMagnetic CALorimeter</i> . . . . .	79
III.2.2	Les détecteurs à grande rapidité . . . . .	80
III.2.2.1	Le calorimètre à zéro degré <i>ZDC : Zero Degree Calorimeter</i> . . . . .	80
III.2.2.2	Le détecteur de multiplicité des photons <i>PMD : Photon Multiplicity Detector</i> . . . . .	82
III.2.2.3	Le détecteur de multiplicité à l'avant <i>FMD : Forward Multiplicity Detector</i> . . . . .	82
III.2.2.4	Le T0 . . . . .	83
III.2.2.5	Le V0 . . . . .	85
III.3	Le système de déclenchement d'ALICE . . . . .	85
III.4	Le système d'acquisition DAQ ( <i>Data AcQuisition</i> ) . . . . .	85
III.5	Quelques mots sur les outils informatiques . . . . .	86
III.5.1	Simulation d'événements . . . . .	87
III.5.2	Reconstruction et analyse d'événements . . . . .	88
<b>Bibliographie</b>		<b>89</b>
<b>IV Le spectromètre à muons</b>		<b>91</b>
IV.1	Les absorbeurs . . . . .	92
IV.2	Le dipôle magnétique . . . . .	92
IV.3	Le système de trajectographie du spectromètre à muons . . . . .	92
IV.3.1	Cahier des charges . . . . .	93
IV.3.2	Les chambres de trajectographie . . . . .	94
IV.3.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	94
IV.3.2.2	Géométrie des chambres . . . . .	95
IV.3.2.3	Description d'un quadrant de la station 1 . . . . .	96

IV.3.3	Électronique de lecture . . . . .	98
IV.3.3.1	MANU : l'électronique frontale . . . . .	98
IV.3.3.2	CROCUS : le système de <i>read-out</i> . . . . .	100
IV.3.3.3	La séquence d'acquisition . . . . .	101
IV.3.3.4	TCI : le système de distribution de <i>trigger</i> . . . . .	101
IV.3.4	Algorithmes de reconstruction . . . . .	102
IV.3.4.1	Reconstruction des points d'impact . . . . .	102
IV.3.4.1.1	Recherche des <i>clusters</i> . . . . .	102
IV.3.4.1.2	Reconstruction du point d'impact via la méthode Mathieson-Gatti . . . . .	102
IV.3.4.1.3	Reconstruction du point d'impact via la méthode MLEM ( <i>Maximum Likelihood Expectation Maximization</i> ) . . . . .	103
IV.3.4.2	Reconstruction des traces et des masses invariantes . . . . .	103
IV.4	Le système de déclenchement . . . . .	103
<b>Bibliographie</b>		<b>105</b>
<b>V Contrôle-qualité de l'électronique frontale du système de trajectographie du spectromètre à muons</b>		
V.1	Fonctionnement de la carte MANU et de l'électronique frontale . . . . .	109
V.2	Le banc de test industriel . . . . .	110
V.3	La suppression de zéro . . . . .	112
V.4	Calibration de l'électronique . . . . .	113
V.4.1	Mesure des piédestaux et des bruits . . . . .	114
V.4.2	Mesure du gain . . . . .	115
V.4.3	Linéarité du gain . . . . .	118
V.4.4	Capacité de calibration . . . . .	118
V.4.5	Fichier de calibration . . . . .	121
<b>VI Mise en service de la station 1 du système de trajectographie du spectromètre à muons</b>		
VI.1	Le dispositif expérimental . . . . .	123
VI.1.1	Le banc de test cosmiques . . . . .	123
VI.1.2	Les alimentations basses tensions et le mélange gazeux . . . . .	124
VI.1.3	Chaîne d'acquisition et de lecture . . . . .	125
VI.2	Mesure des piédestaux et des bruits . . . . .	125
VI.2.1	Stabilité dans le temps . . . . .	126
VI.2.2	Stabilité en fonction de la fréquence de lecture . . . . .	126
VI.2.3	Mesure des chutes de tension sur les bus PATCH . . . . .	127
VI.2.4	Sensibilité des piédestaux aux valeurs des basses tensions d'alimen- tation . . . . .	128
VI.2.5	Le couplage piédestaux-bruits . . . . .	131
VI.3	L'analyse des données expérimentales . . . . .	133
VI.3.1	Reconstruction des <i>clusters</i> . . . . .	135
VI.3.2	Étude du gain en fonction de la haute tension . . . . .	136
VI.3.3	Homogénéité du gain . . . . .	137
VI.3.4	L'efficacité du détecteur . . . . .	138
VI.4	Mise en service au Point 2 du LHC . . . . .	138
<b>VII Étude des saveurs lourdes :</b>		
<b>charme et beauté</b>		<b>151</b>
VII.1	Introduction . . . . .	151
VII.1.1	Motivations . . . . .	151
VII.1.2	Principe des simulations . . . . .	152
VII.2	Production des quarks lourds : modèles et section efficaces . . . . .	153
VII.2.1	Différentes approches théoriques . . . . .	153
VII.2.2	Calculs des sections efficaces pour les collisions p-p . . . . .	154

VII.2.2.1	Dépendance en énergie de la section efficace . . . . .	155
VII.2.2.2	Dépendance en énergie du rapport des sections efficaces . . . . .	156
VII.2.2.3	Dépendance en $Q_s^2$ de la section efficace . . . . .	156
VII.2.2.4	Spectres en impulsion transverse et rapidité . . . . .	157
VII.2.3	Collisions noyau-proton : les effets nucléaires et le <i>shadowing</i> . . . . .	157
VII.2.3.1	Définition du <i>shadowing</i> . . . . .	157
VII.2.3.2	Les paramétrisations théoriques du <i>shadowing</i> . . . . .	158
VII.2.3.3	Application des paramétrisations théoriques du <i>shadowing</i> aux collisions plomb-proton . . . . .	159
VII.2.4	Calculs des sections efficaces pour les collisions Pb-p . . . . .	161
VII.2.4.1	Génération avec PYTHIA <i>tuned</i> MNR . . . . .	161
VII.2.4.2	Génération avec CGC . . . . .	161
VII.2.4.3	Section efficace . . . . .	162
VII.2.4.4	Spectres en moment transverse et rapidité . . . . .	162
VII.3	Spectres en muons . . . . .	163
VII.3.1	Fragmentation des quarks lourds . . . . .	163
VII.3.1.1	Les fonctions de fragmentation . . . . .	163
VII.3.1.2	Application à l'approche CGC . . . . .	164
VII.3.2	Décroissance semi-muonique des hadrons . . . . .	165
VII.3.3	Spectres expérimentaux reconstruits . . . . .	166
VII.3.3.1	Le spectromètre à muons . . . . .	166
VII.3.3.2	Spectres en moment transverse et rapidité . . . . .	167
VII.4	Étude du facteur de modification nucléaire $R_{Pb-p}$ . . . . .	168
VII.4.1	$R_{Pb-p}$ des quarks lourds . . . . .	169
VII.4.2	$R_{Pb-p}$ des muons avant reconstruction . . . . .	170
VII.4.3	$R_{Pb-p}$ des muons après reconstruction . . . . .	171
VII.5	Conclusions . . . . .	171
<b>VII</b>	<b>Étude de la multiplicité des particules chargées</b>	<b>173</b>
VIII.1	Motivations . . . . .	173
VIII.2	Nouvelle approche de l'étude de la multiplicité des particules chargées en collisions p-p . . . . .	174
VIII.2.1	Modélisation du système considéré . . . . .	175
VIII.2.2	Production de gluons . . . . .	179
VIII.2.2.1	Étude en fonction de l'échelle de saturation . . . . .	179
VIII.2.3	Résultats des simulations . . . . .	181
VIII.3	Introduction des gluons dans l'environnement expérimental . . . . .	183
VIII.3.1	Génération . . . . .	183
VIII.3.2	Fragmentation . . . . .	184
VIII.3.3	Reconstruction de la multiplicité avec le FMD . . . . .	185
VIII.3.3.1	L'énergie déposée dans le détecteur . . . . .	185
VIII.3.3.2	<i>Hit sharing</i> et comptage de particules . . . . .	185
VIII.3.3.3	Corrections . . . . .	185
VIII.3.3.3.1	Effet de bord du détecteur . . . . .	185
VIII.3.3.3.2	Bruit de fond . . . . .	186
VIII.3.3.4	Multiplicité corrigée . . . . .	188
VIII.3.4	Résultats . . . . .	188
VIII.4	Conclusions . . . . .	189
<b>Bibliographie</b>		<b>193</b>
<b>IX Conclusion générale</b>		<b>195</b>
<b>A Mesures effectuées sur le banc de test à Orsay</b>		<b>199</b>
A.1	Taux de comptage en coïncidence du banc de test cosmique . . . . .	199
A.2	Étude du gain et de la multiplicité en fonction de la haute tension . . . . .	199

---

<b>B</b>	<b>Facteur de modification nucléaire dans les collisions Pb-Pb pour <math>\sqrt{s_{NN}} = 5,5</math> TeV</b>	<b>201</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>203</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>211</b>





# **Motivations théoriques et expérimentales**



# I

---

## Introduction à la physique du plasma de quarks et de gluons

---

Une des énigmes qui se pose en physique des particules est : **existe-t-il des particules fondamentales, et si oui, quelles sont-elles ?** Dans ce contexte il est bien entendu nécessaire de préciser d'abord ce que nous entendons par le concept de particules fondamentales. **On désigne comme particules fondamentales celles qui ne laissent paraître aucune structure interne.** Ceci signifie que, dans le cadre de la précision de la mesure, ces particules ne possèdent ni dimension ni sous-composants. Ces particules fondamentales assurent dans la nature un double rôle : d'une part elles constituent les briques de toute matière et, d'autre part, servent de médiateurs entre toutes les forces agissant entre ces briques.

### I.1 Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) est un ensemble de théories modélisant le comportement des particules élémentaires. Selon le MS, les particules composant la matière qui nous entoure sont divisées en deux catégories distinctes : les *fermions élémentaires* et les *bosons de jauge*.

Les *fermions* sont les briques élémentaires de toute la matière et sont caractérisés par un spin demi-entier. Il y a deux sortes de fermions : les **quarks** et les **leptons**. Le tableau I.1 fournit les principales caractéristiques des quarks <sup>1</sup> et des leptons.

Les **quarks** sont considérés comme les constituants ultimes de la matière dans le cadre de la théorie du MS. Aujourd'hui nous connaissons six quarks : **up**, **down**, **charm**, **strange**, **top**, **bottom**. Ils possèdent une charge électrique fractionnaire :  $-1/3$  ou  $+2/3$  de la charge de l'électron  $e$ . Un quark porte aussi un autre type de charge appelée charge de couleur. Il s'agit d'une grandeur abstraite qui peut prendre 3 valeurs : les trois couleurs primaires (rouge, bleu, jaune). Les quarks sont sensibles à trois interactions fondamentales. En effet ils possèdent une charge électrique (charge de l'interaction électromagnétique), un isospin faible (charge de l'interaction faible) et une charge de couleur (charge de l'interaction forte). Les quarks ne se manifestent pas à l'état libre et pour cette raison aucune expérience n'a pu mettre en évidence leur existence par une observation directe. Ils sont regroupés en hadrons : par paire (méson) ou par triplet (baryon) de façon à ce que la charge électrique totale soit nulle ou égale à un multiple entier de  $e$ . De plus les quarks s'assemblent de manière à créer une matière hadronique « blanche », cette propriété est connue sous le nom de confinement de la couleur.

Les **leptons** sont divisés en deux catégories : les leptons chargés (électron, muon, tau) et les leptons neutres ou neutrinos (neutrino électronique, muonique et tauique). Les leptons ne subissent pas l'interaction forte mais sont sensibles aux interactions électromagnétiques et faibles. Les neutrinos eux, sont insensibles à l'interaction électromagnétique.

Les quarks et les leptons sont groupés en trois familles, chacune comportant un lepton électriquement neutre, un lepton chargé, un quark de charge  $+2/3 e$  et un quark de charge  $-1/3 e$ . Les trois familles des fermions sont :

---

<sup>1</sup>La masse des quarks n'est pas un paramètre défini de façon unique à cause de leur confinement au sein des hadrons.

Nom	Symbole	Masse (GeV/c <sup>2</sup> )	Charge électrique
Quarks (spin = 1/2)			
up	u	0,0015-0,003	+2/3
down	d	0,003-0,007	-1/3
strange	s	0,095 ± 0,025	-1/3
charm	c	1,25 ± 0,09	+2/3
bottom	b	4,2 ± 0,07	-1/3
top	t	174,2 ± 3,3	+2/3
Leptons (spin = 1/2)			
électron	e	0,000511	-1
e-neutrino	$\nu_e$	<10 <sup>-8</sup>	0
muon	$\mu$	0,106	-1
$\mu$ -neutrino	$\nu_\mu$	<0,0002	0
tau	$\tau$	1,7771	-1
$\tau$ -neutrino	$\nu_\tau$	0,02	0

TAB. I.1: Constituants élémentaires du Modèle Standard : caractéristiques des quarks et des leptons.

- famille 1 :  $\nu_e, e, u, d$  ;
- famille 2 :  $\nu_\mu, \mu, c, s$  ;
- famille 3 :  $\nu_\tau, \tau, t, b$ .

À chaque particule de matière, correspond une antiparticule d'antimatière ayant des caractéristiques identiques (masse, spin) mais une charge électrique opposée (même valeur absolue).

Les *bosons de jauge*, décrits dans le MS, étant les médiateurs des forces sont dotés d'un spin entier. Dans le cadre de la théorie quantique des champs l'interaction entre les particules est décrite en termes d'échange de particules de médiation ou bosons de jauge (tableau I.2). La description physique de l'ensemble de tous les phénomènes dynamiques

Bosons (spin = 1)		
Nom	Interaction	Masse (GeV/c <sup>2</sup> )
photon ( $\gamma$ )	électromagnétique	0
Z <sup>0</sup>	faible	91,2
W <sup>+</sup>	faible	80,4
W <sup>-</sup>	faible	80,4
gluon (g)	forte	0

TAB. I.2: Caractéristiques des bosons de jauge des différentes interactions.

observés dans la nature exige seulement quatre interactions fondamentales :

- l'interaction électromagnétique qui possède le photon ( $\gamma$ ) comme particule messagère. C'est une interaction classique qui s'exerce entre particules électriquement chargées, caractérisée par une portée infinie et un potentiel décroissant avec la distance ( $1/r$ );
- l'interaction faible, s'appliquant à toutes les particules de la matière, s'exerce par l'intermédiaire des bosons W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup> et Z<sup>0</sup>. Ces bosons sont très massifs et par conséquent la portée de l'interaction est très courte (10<sup>-17</sup>m);
- l'interaction forte assure la cohésion du noyau par des forces exercées entre les quarks via l'échange des gluons (g). La portée de l'interaction est de l'ordre de 10<sup>-15</sup>m;
- l'interaction gravitationnelle<sup>2</sup> s'exerce entre particules massives et devient extrêmement faible au niveau atomique.

<sup>2</sup>L'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le Modèle Standard.

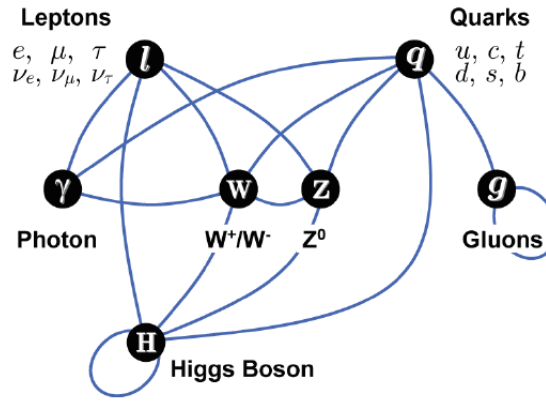


FIG. I.1: Constituants élémentaires du Modèle Standard. Les lignes représentent les interactions permises.

Notons que les interactions électromagnétique et faible sont unifiées et décrites dans une théorie appelée la théorie de l'interaction électrofaible.

Afin de résumer l'essentiel, le MS est une théorie de jauge dont le groupe de jauge est  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  où  $SU(3)_C$  est celui de l'interaction forte et  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  celui des interactions électrofaibles. La figure I.1 synthétise le contenu en particules et les interactions permises dans le cadre du Modèle Standard.

Nous remarquons que la masse des bosons de la théorie électrofaible est très élevée, par opposition au photon de masse nulle. Cette asymétrie de masse nécessite un mécanisme de brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , appelé le mécanisme de Higgs, pour être expliquée. Si la théorie électrofaible est correcte, elle implique l'existence d'un nouveau champ de spin 0 et sa particule associée est le boson de Higgs  $H^0$ . Le boson de Higgs possède la propriété de conférer une masse aux bosons  $W$  et  $Z$  ainsi d'ailleurs qu'aux leptons et aux quarks. Cette partie de la théorie électrofaible n'a pas encore été prouvée expérimentalement ce qui fait que la particule de Higgs est sans doute la particule la plus recherchée aujourd'hui. Sa non observation au LEP<sup>3</sup> (Tevatron) impose une masse supérieure (inférieure) à 114,1 (280)  $\text{GeV}/c^2$  (à 95% de niveau de confiance). Les récents résultats des collaborations CDF et DZero excluent avec une grande probabilité (95% de niveau de confiance) que la masse du boson de Higgs se situe autour de 170  $\text{GeV}/c^2$ .

Le MS s'est révélé un modèle prédictif et très efficace pour interpréter les expériences et les observations relatives aux trois forces fondamentales : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Malgré les nombreuses confirmations expérimentales, certains problèmes permettent de penser qu'il doit exister une théorie plus fondamentale que le Modèle Standard. Les quelques insuffisances du Modèle Standard sont données à titre indicatif ci-dessous :

- nombre de paramètres libres : le MS comporte 19 paramètres libres dont il ne prédit pas la valeur : 3 constantes de couplage, 6 masses de quarks, 3 masses de leptons, l'angle de mélange  $\theta_W$ , 3 angles de mélange et 1 phase de symétrie CP dans la matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, etc... ;
- problème de hiérarchie : les corrections quantiques (radiatives) à la masse des champs scalaires tel que le boson de Higgs deviennent très importantes. En effet, pour une échelle en énergie supérieure au TeV, par exemple l'échelle de Planck ( $10^{19}$  GeV) ou l'échelle de grande unification nous obtenons une correction bien plus importante que la valeur physique de la masse du Higgs. En notant,  $m_0$  la masse « nue » du Higgs et  $m_H$  sa masse renormalisée on obtient :

$$m_H^2 = m_0^2 + \delta m_H^2 = m_0^2 - \lambda \Lambda^2 \quad (\text{I.1})$$

<sup>3</sup>LEP : le collisionneur électron-positon au CERN. L'énergie de la machine a atteint 202 GeV en 1999.

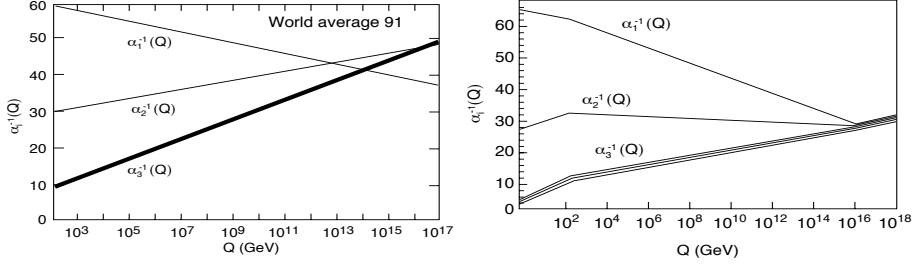


FIG. I.2: Constantes de couplages en fonction de l'énergie [1] : les constantes de couplage de  $SU(3)_C$  et de  $SU(2)_L$  ( $\alpha_3$  et  $\alpha_2$ ) diminuent quand l'énergie augmente, tandis que la constante de couplage de  $U(1)_Y$  ( $\alpha_1$ ) augmente. À gauche : les extrapolations des mesures réalisées au LEP ne convergent pas à haute énergie dans le cadre du Modèle Standard. À droite : elles convergent en incluant des modèles supersymétriques à grande énergie.

où  $\delta m_H^2 \propto -\lambda \Lambda^2$  représente les corrections à la masse du Higgs avec  $\lambda$  la constante de couplage considérée et  $\Lambda$  l'échelle en énergie de validité du modèle. Il faut donc que les deux termes de droite de cette équation se compensent pour donner la masse  $m_H$  dont la valeur est de nombreux ordres de grandeur plus faible : nous parlons d'ajustement fin de la masse du Higgs (*fine-tuning*) ;

- unification des constantes de couplage : l'interaction électromagnétique et l'interaction faible, ont pu être unifiées dans la théorie électrofaible. La figure I.2 montre l'évolution des constantes de couplage des trois interactions du MS à haute énergie. **Existe-t-il une théorie de grande unification GUT (*Grand Unified Theory*) qui unifie toutes les forces à une échelle particulière (échelle de grande unification) ?** Des recherches vers des théories de GUT sont en cours : ces théories sont basées sur un groupe de jauge plus grand, contenant celui du MS ;
- gravitation non incluse : le MS décrit très précisément trois des quatre interactions de la nature. La question qui se pose est : **comment décrire la gravitation quantique et comment l'unifier avec les trois autres forces fondamentales ?** Des théories contenant les quatre forces connues sont recherchées ;
- l'asymétrie baryonique de l'univers : le problème qui se pose est le suivant : **pourquoi observons-nous plus de matière que d'antimatière dans l'univers ?** Dans le MS, il y a une différence absolument minuscule entre les particules et antiparticules mais cette différence ne semble pas suffisante pour expliquer ce phénomène.

## I.2 Les principes de base de la QCD

L'interaction forte est décrite par la théorie nommée la chromodynamique quantique [2, 3, 4, 5] (QCD : *Quantum ChromoDynamics*). C'est une théorie de jauge non-abélienne dans laquelle le champ d'un fermion est essentiellement basé sur le groupe de symétrie de couleur  $SU(3)_C$ . Un nouveau degré de liberté des quarks, la charge de couleur, a été introduit suite à la découverte expérimentale [6], du baryon  $\Delta^{++}$ . Ce baryon, étant composé de 3 quarks up, possède un spin de 3/2 et une fonction d'onde symétrique. La statistique de Fermi-Dirac impose à sa fonction d'onde d'être antisymétrique. Pour récupérer la propriété d'antisymétrie de la fonction d'onde du baryon  $\Delta^{++}$  il a été nécessaire d'introduire ce nouveau degré de liberté.

### I.2.1 Le lagrangien de la QCD

La densité lagrangienne de Dirac permet de décrire la dynamique des champs de quarks libres avec l'équation :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{j=1}^{N_f} \bar{\Psi}_j^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j) \Psi_j^\alpha \quad (I.2)$$

où  $\Psi_j^\alpha$  représente un spineur de Dirac modélisant le champ d'un quark de masse  $m_j$ , de saveur  $j$  ( $j = u, d, s, c, b, t$ ) et de couleur  $\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ). Les matrices de Dirac (taille  $4 \times 4$ )  $\gamma^\mu$  ( $\mu = 0, \dots, 3$ ) sont la forme généralisée des matrices de spin de Pauli.

Pour rendre le lagrangien de Dirac invariant sous une transformation de jauge locale, la dérivée partielle  $\partial_\mu$  doit être remplacée par la dérivée covariante  $D_\mu$  telle que :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \sum_{a=1}^8 T_a A_\mu^a \quad (I.3)$$

où  $g$  est la constante de couplage de QCD qui caractérise l'intensité de l'interaction.  $T_a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) sont les générateurs du groupe de jauge SU(3) de couleur.  $A_\mu^a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) sont les champs vectoriels de couleur a aussi appelés les champs de jauge. Ces champs de jauge sont identifiés aux particules bosoniques responsables de l'interaction : les gluons dans le cas de l'interaction forte.

Le terme dynamique du lagrangien, aussi invariant de jauge locale, décrit la propagation des champs de gluons ; il est défini par l'équation :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (I.4)$$

où  $G_{\mu\nu}^a$  est le tenseur du champ de gluons :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \sum_{b,c=1}^8 f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c \quad (I.5)$$

où  $f_{bc}^a$  sont les constantes de structure de SU(3)<sub>C</sub>.

En QCD, la densité lagrangienne  $\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{jauge}$  s'écrit finalement comme :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}_j^\alpha (i\gamma^\mu D_\mu - m_j) \Psi_j^\alpha - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (I.6)$$

Les termes de couplages dans ce lagrangien permettent les interactions quark-gluon et gluon-gluon. Ce dernier couplage est possible grâce au caractère non-abélien de la théorie de jauge de couleur SU(3)<sub>C</sub>. En effet, ce type d'interaction est autorisé puisque les gluons possèdent une charge de couleur. Cette propriété se manifeste par l'existence de couplages de trois ou quatre gluons. L'interaction gluon-gluon confère un caractère non-linéaire à la QCD et permet d'expliquer des phénomènes tels que le confinement et la liberté asymptotique [7, 8, 9].

### I.2.2 La constante de couplage de QCD

La constante de couplage  $\alpha_s$  de l'interaction forte peut être écrite comme  $\alpha_s = g^2 / 4\pi\hbar c$ . Les deux propriétés essentielles de cette constante sont la liberté asymptotique à courte distance et le confinement à grande distance. En effet, le calcul d'une observable physique  $O$  dans le cadre de la théorie quantique des champs est effectué par un développement en série perturbative autour de la constante  $\alpha_s$  ( $O = \alpha_s O_1 + \alpha_s^2 O_2 + \dots$ ). Cette théorie des perturbations introduit des termes qui font diverger la série et doivent donc être éliminés. La propriété de renormalisation des théories de jauge permet d'éliminer ces divergences. Elle consiste à calculer l'évolution de la constante de couplage  $\alpha_s$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q^2$  : nous parlons maintenant d'une constante de couplage courante  $\alpha_s(Q^2)$  (*running coupling constant*). Cette évolution est déterminée à partir de l'équation du groupe de renormalisation :

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2} = \beta(\alpha_s) \quad (I.7)$$

La solution de l'équation de renormalisation I.7 à l'ordre le plus bas du développement perturbatif (l'ordre d'une boucle) conduit à l'équation :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{(11N_c - 2N_f)}{12\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (I.8)$$



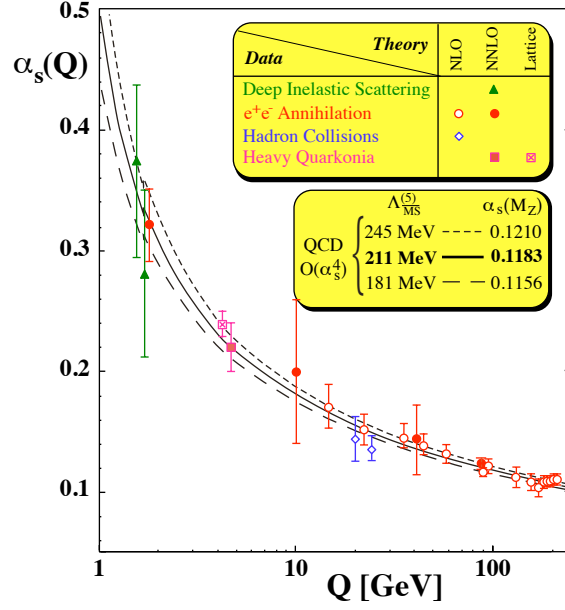


FIG. I.3: Évolution de la constante de couplage  $\alpha_s$  en fonction de l'échelle d'énergie. Les courbes montrent les valeurs prédites par la théorie et les points représentent les mesures expérimentales.

où  $N_f$  et  $N_c$  sont respectivement le nombre de saveurs et de couleurs,  $\mu$  est l'échelle d'énergie de renormalisation c'est-à-dire la valeur de l'énergie à partir de laquelle les divergences sont éliminées. Il en découle que pour un nombre de saveurs  $N_f \leq 16,5$  la constante de couplage courante  $\alpha_s(Q^2)$  est une fonction décroissante de l'énergie  $Q^2$ . Cette propriété, caractéristique de la QCD, est nommée la liberté asymptotique. À l'inverse, la valeur de cette constante est très importante à mesure que  $Q^2$  diminue traduisant ainsi le phénomène de confinement des quarks dans les hadrons. Les différentes expériences (figure I.3) ont mesuré la constante de couplage courante  $\alpha_s(Q^2)$  [10, 11, 12]. Actuellement, la valeur de la constante de couplage est prédite à partir de sa valeur mesurée à la masse du  $Z^0$  :  $\alpha_s(M_{Z^0}) = 0,1189 \pm 0,0010$  à laquelle un schéma standard de renormalisation  $\overline{MS}$  pour un nombre de saveurs de quarks  $N_f$  égal à 5 est appliqué. Nous constatons sur la figure I.3 que les mesures expérimentales confirment l'évolution prédite théoriquement. La constante de couplage peut aussi s'exprimer en introduisant un paramètre d'échelle caractéristique  $\Lambda_{QCD}$  de la manière suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\left(\frac{11N_c - 2N_f}{12\pi}\right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (I.9)$$

Ce paramètre permet de distinguer les deux régions de la QCD. Quand  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$  la valeur de la constante de couplage courante  $\alpha_s(Q^2)$  est petite c'est-à-dire que nous sommes dans un régime de la liberté asymptotique et donc le développement perturbatif peut être réalisé. Dans le cas contraire, lorsque  $Q^2 \leq \Lambda_{QCD}^2$ , les quarks et les gluons sont fortement liés et par conséquent confinés au sein des hadrons. La constante de couplage diverge et le traitement perturbatif n'est plus possible, nous sommes dans le régime non-perturbatif de la QCD. La frontière entre ces deux régimes est déterminée expérimentalement et fixée par  $\Lambda_{QCD} = 210_{-30}^{+34}$  MeV pour  $N_f = 5$  [10].

L'explication plus intuitive [13] du phénomène de la variabilité de la constant de couplage en fonction de  $Q^2$  repose sur l'effet de la polarisation du vide quantique. Cette polarisation du vide quantique est liée à sa structure très compliquée causée par ses fluctuations qui mènent à la variation de la force d'interaction en fonction de la distance. Deux types de fluctuations sont possibles en QCD :

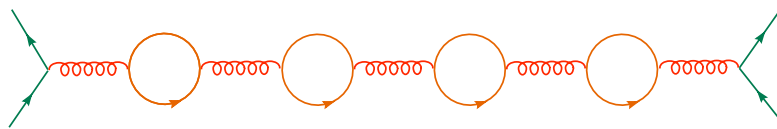


FIG. I.4: Fluctuations fermioniques.

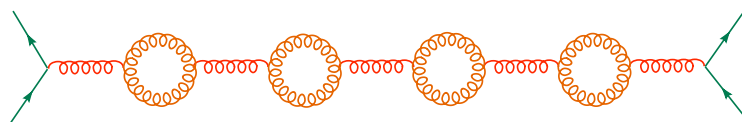


FIG. I.5: Fluctuations gluoniques.

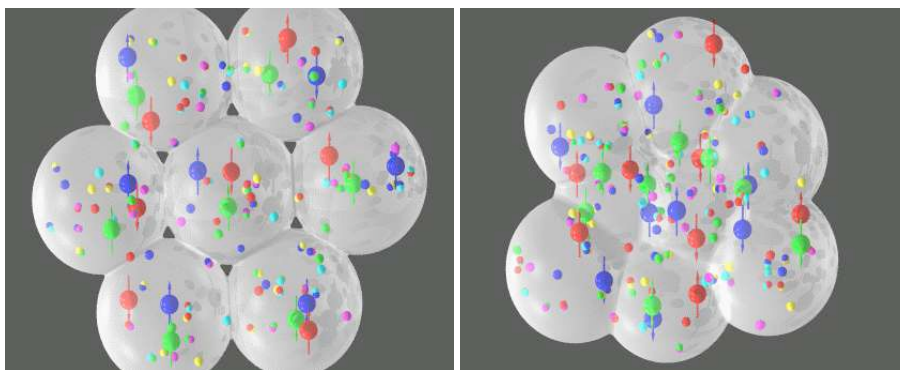


FIG. I.6: Vue schématique de la matière hadronique ordinaire (à gauche) et de la matière dans un état déconfiné PQG (à droite).

- les fluctuations fermioniques (création et annihilation de paires quark-antiquark, figure I.4) qui produisent un effet d'écrantage de la charge de couleur et par conséquent une diminution de la constante de couplage en fonction de la distance ;
- les fluctuations gluoniques (les boucles de gluons liées au caractère non-abélien de la QCD, figure I.5) provoquent un effet d'anti-écrantage conduisant à une augmentation de la force d'interaction à grande distance.

Par l'intermédiaire du terme  $11N_c - 2N_f > 0$  de la formule I.9 nous notons que la contribution des fluctuations gluoniques est plus importante que celle des fluctuations fermioniques.

### I.2.3 Vers un nouvel état de la matière

La liberté asymptotique a conduit à supposer l'existence d'un état de la matière dans lequel les partons (quarks et gluons) sont déconfinés, c'est-à-dire qu'ils peuvent se déplacer librement : le PQG pour Plasma de Quarks et de Gluons. Comme déjà mentionné, la matière nucléaire classique dite confinée, est caractérisée par une valeur importante de la constante de couplage  $\alpha_s$  et est constituée de partons enfermés à l'intérieur de hadrons. Le libre parcours moyen des partons est toujours inférieur à la taille typique d'un hadron. Dans des conditions extrêmes de température et de densité, la matière hadronique est susceptible de subir une transition de phase vers un état déconfiné PQG (figure I.6). Cet état de la matière est caractérisé par la constante de couplage  $\alpha_s$  qui tend vers zéro ; par conséquent les quarks et les gluons peuvent se mouvoir quasi-librement sur des distances supérieures

à la taille d'un hadron. Il y a deux façon de procéder pour aboutir à la transition de phase :

- la compression de la matière ordinaire, en conservant une température basse, conduit au rapprochement des hadrons jusqu'à leur contact. Lorsque la densité atteint la densité critique  $\varepsilon_c = 5 - 10 \varepsilon_0$  ( $\varepsilon_0$  est la densité typique de la matière ordinaire :  $0,17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ) les hadrons se recouvrent et les partons dont ils sont constitués perdent leur identité. Les forces de confinement sont alors écrantées et le milieu devient déconfiné ;
- le chauffage de la matière hadronique en augmentant la densité d'énergie via un apport d'énergie thermique qui permet la création de nombreuses paires quark-antiquark. La densité baryonique  $\rho_B^4$  et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  restent nuls car le système se remplit de baryons et d'anti-baryons en égale proportion. La température du système augmente et le PQG se forme quand elle devient supérieure au seuil  $T_c$  nommé température critique.

Ces deux grandeurs  $T_c$  et  $\varepsilon_c$  qui caractérisent la transition de phase du gaz hadronique au PQG ne peuvent pas être calculées analytiquement à partir des principes premiers de la QCD, car cette transition se passe dans la région non-perturbative de la QCD. Les valeurs de  $T_c$  et  $\varepsilon_c$  sont obtenues en utilisant deux méthodes : la première est une approche phénoménologique dite du modèle du sac et l'autre est une approche numérique nommée la QCD sur réseau.

### I.2.3.1 Le modèle du sac

Le modèle du sac développé en 1974 [14] permet une description phénoménologique du confinement des quarks au sein des hadrons et de la transition de phase. Ce modèle, basé sur la loi de Stefan-Boltzman de la thermodynamique classique, est valable dans le cas où le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  est nul. Cette approche a permis d'estimer la température critique de la transition de phase vers l'état de PQG.

Dans ce modèle la phase hadronique, caractérisée par une température faible, est réduite à un milieu qui contient uniquement des mésons, en particulier des pions (les hadrons les plus légers donc de masse négligeable). La pression d'un gaz de bosons sans masse est donnée en fonction du nombre de degrés de liberté  $d$  et de la température  $T$  par la formule de Stefan-Boltzman :

$$P = d \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (\text{I.10})$$

Dans le cas d'un gaz de pions, le nombre de degrés de liberté  $d = 3$  ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ). La formule I.10 devient alors :

$$P_\pi = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (\text{I.11})$$

Pour le PQG (en supposant deux saveurs de quarks) le nombre de degrés de liberté est beaucoup plus grand  $d = d_g + d_q$ , où  $d_g$  et  $d_q$  sont respectivement le nombre de degré de liberté pour les gluons et les quarks. En effet,  $d_g = 16$  (8 couleurs  $\times$  2 spin) et  $d_q = \frac{7}{8} \times 24$  (3 couleurs  $\times$  2 spin  $\times$  2 saveurs  $\times$  2 charges)<sup>5</sup>. Par conséquence, la pression  $P_{PQG}$  est donnée par :

$$P_{PQG} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (\text{I.12})$$

Afin de prendre en compte le confinement des quarks, un terme supplémentaire doit être ajouté dans l'expression de  $P_{PQG}$ . Pour ce faire, on suppose que les quarks de masse faible sont emprisonnés à l'intérieur d'un sac sphérique de rayon  $R$  où règne le vide de QCD perturbatif ; le condensat de quarks  $\langle q\bar{q} \rangle$  est donc nul. La taille du sac est de l'ordre de la taille d'un hadron. Les interactions entre les quarks sont négligeables. À l'extérieur du sac un vide non-perturbatif est constitué de quarks sous une forme d'états confinés conduisant à une valeur du condensat de quarks  $\langle q\bar{q} \rangle \sim (235 \text{ MeV})^3$  [15, 16]. Le terme

<sup>4</sup>Le nombre baryonique net  $B$  défini comme la différence entre le nombre de baryons  $N_B$  et d'anti-baryons  $N_{\bar{B}}$  est une quantité conservée : aucun processus en QCD n'est susceptible de le changer. La densité nette baryonique est le nombre de baryons par unité de volume.

<sup>5</sup>Il est démontré mathématiquement que  $P_{bosons} = \frac{7}{8} P_{fermions}$ .

correctif traduit la pression exercée de l'extérieur sur le sac c'est-à-dire par le condensat de quarks du vide non-perturbatif : il est nommé la constante de sac  $B$ . Finalement, la pression  $P_{PQG}^{conf} = P_{PQG} - B$ . La valeur numérique de la constante de sac dans le cas du proton est de l'ordre de<sup>6</sup>  $175 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ . La transition de phase a lieu quand  $P_{PQG}^{conf} = P_\pi$ , ce qui conduit à la formule de la température critique  $T_c$  :

$$T_c = \left( \frac{90}{34\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \quad (\text{I.13})$$

Grâce à ce raisonnement nous obtenons  $T_c \sim 150 \text{ MeV}$  pour un potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul.

### I.2.3.2 La QCD sur réseau

La chromodynamique quantique sur réseau [17] (LQCD : *Lattice QCD*) est une approche qui permet de traiter les calculs de la QCD dans le régime non-perturbatif. La région non-perturbative comprend le domaine où l'énergie est proche de la constante  $\Lambda_{QCD}$ . En effet, c'est dans ce domaine que la transition de phase de la matière hadronique ordinaire vers le PQG a lieu. Les observables thermodynamiques caractérisant un système de volume  $V$ , de température  $T$  et de potentiel chimique  $\mu_f$ <sup>7</sup> sont calculées à partir de la fonction de partition grand-canonique  $Z(V, T, \mu_f)$ . Cette fonction est donnée par l'équation [18, 19] :

$$Z(V, T, \mu_f) = \int dA d\bar{\Psi} d\Psi e^{-S_E(A, \bar{\Psi}, \Psi, V, T, \mu_f)} \quad (\text{I.14})$$

où  $\bar{\Psi}$  et  $\Psi$  sont les champs des quarks,  $A$  est le champ de jauge (gluons) et  $S_E$  est l'action dans l'espace euclidien<sup>8</sup>. Les observables physiques : la pression  $p$ , la densité d'énergie  $\varepsilon$  et la densité d'entropie  $s$  sont déterminées à partir des relations suivantes :

$$\frac{p}{T^4} = \frac{1}{VT^3} \ln Z \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{\varepsilon - 3p}{T^4} = T \frac{d}{dT} \left( \frac{p}{T^4} \right) \Big|_{\frac{\mu_f}{T} \text{ fixé}} \quad (\text{I.16})$$

$$s = (\varepsilon + p)T \quad (\text{I.17})$$

Le principe de base de la LQCD consiste à formuler la QCD dans un espace-temps discrétisé. Le réseau a un volume fini de l'ordre de  $3 \text{ fm}^3$ . La taille  $a$  de la maille élémentaire du réseau est actuellement de l'ordre de  $0,1 \text{ fm}$ . La taille du réseau est donnée par le nombre de noeuds spatio-temporels  $N_s^3 N_t$  espacés de  $a$ . Les quarks sont placés à chacun des noeuds du réseau. Les champs de gluons sont introduits comme des variables de liens. Le volume physique et la température (équation I.18) sont liés à la dimension du réseau au travers des formules :

$$V = (N_s a)^3 \quad T = \frac{1}{N_t a} \quad (\text{I.18})$$

En pratique, la fonction  $Z(V, T, \mu_f)$  est calculée en utilisant la méthode Monte-Carlo. En fonction de la valeur du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ , deux méthodes sont employées pour effectuer ce calcul. Lorsque  $\mu_B = 0$ , l'action  $S_E$  est réelle et positive, ce qui permet de

<sup>6</sup>Nous pouvons calculer la valeur de  $B$  en utilisant la formule  $E(R_0) = 4V_0 B$  où  $V_0$  est le volume à l'équilibre. Pour le proton on a :  $E \simeq 1 \text{ GeV}$ ,  $V_0 = \frac{4}{3}\pi R^3$  avec  $R \simeq 0,7 \text{ fm}$ .

<sup>7</sup>Le potentiel chimique est l'énergie à fournir au système pour lui ajouter un quark et correspond à l'énergie de Fermi quand  $T = 0$ . Le potentiel chimique  $\mu_f$  est équivalent au potentiel baryonique  $\mu_B$  via l'expression  $\mu_B = 3\mu_f$ .

<sup>8</sup>L'action de QCD est définie comme l'intégrale de la densité lagrangienne de QCD dans l'espace-temps euclidien  $S_{QCD}(A, \bar{\Psi}, \Psi) = \int dt d^3x \mathcal{L}_{QCD}$ . L'action  $S_E$  est composée de deux termes :  $S_g(V, T)$  et  $S_f(V, T, \mu_f)$ .  $S_g(V, T)$  décrit uniquement les interactions entre les gluons et dépend de la valeur de la constante de couplage forte  $g$ .  $S_f(V, T, \mu_f)$  contient les interactions entre les quarks, elle dépend de la masse du quark  $m_q$ , du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  ainsi que de  $g$ .

prendre en compte uniquement les configurations significatives des champs gluoniques et fermioniques. Quand  $\mu_B$  est différent de zéro, l'action  $S_E$  devient complexe et il devient difficile de choisir les configurations dominantes. Pour résoudre ce problème la méthode consiste dans un premier temps à calculer la dérivée de l'observable physique qui nous intéresse. Ensuite, l'évolution de cette quantité en fonction de  $\mu_B$  est déterminée en construisant une série de Taylor en puissance de  $\mu_B$ .

Les deux principales limitations de la LQCD sont les suivantes :

- souvent la QCD est utilisée dans une limite appelée *quenched approximation* [17], c'est-à-dire que les boucles internes des quarks dans les diagrammes de Feynman sont négligées ;
- le temps de calcul est très long. Il augmente quand la masse des quarks diminue. Il augmente également en s'approchant de la limite continue du milieu. Pour ce faire, nous augmentons la taille du réseau en diminuant en même temps la taille de la maille élémentaire  $a$ .

Depuis quelques années, la LQCD est un domaine multidisciplinaire qui, en dépit des nombreuses contraintes techniques, est en pleine expansion. Les principaux résultats de la LQCD pour la physique du plasma de quarks et de gluons portent sur le scénario de la transition de phase et l'obtention de la valeurs de  $T_c$  et  $\varepsilon_c$ , ainsi que la prédiction de la restauration de la symétrie chirale au moment de la transition. Ces résultats sont discutés dans le paragraphe suivant.

### I.3 Le plasma de quarks et de gluons

#### I.3.1 Le scénario de la transition de phase

Au moment de la transition de phase hadronique vers le plasma de quarks et de gluons, le nombre de degrés de liberté partoniques  $d$  du système change considérablement. Pour la phase hadronique ( $T \rightarrow 0$ ) modélisée comme un gaz de pions  $d$  est égale à 3. Cependant, pour le PQG, i.e à  $T \rightarrow \infty$ ,  $d$  atteint la valeur de 37. La libération du nombre de degrés de liberté partoniques du milieu conduit à une variation soudaine de ses caractéristiques thermodynamiques. La pression et l'entropie du système augmentent avec la température. Par conséquent, lorsque la température s'approche du point critique  $T_c$  une augmentation brutale et importante de la densité d'énergie  $\varepsilon$  doit avoir lieu. Ceci est confirmé par les calculs de la LQCD. La figure I.7 illustre l'évolution de la densité d'énergie  $\varepsilon$  du système en fonction de la température à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul. Sur cette figure nous voyons trois compositions différentes (en fonction du nombre et de la masse des constituants) pour le PQG. Nous constatons, qu'autour de  $T_c$ , la densité d'énergie  $\frac{\varepsilon}{T^4} = 6 \pm 2$  augmente d'un ordre de grandeur sur un intervalle de 20 MeV en température. D'après les calculs sur réseau, à potentiel chimique baryonique nul et pour deux saveurs de quarks légers (u, d), la transition de phase a lieu pour une température critique de  $T_c = 173 \pm 15$  MeV et pour une densité critique de  $0,7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  [18].

Une question substantielle se pose sur la nature de la transition de phase : **quelle est son ordre ?** Comme présenté sur la figure I.8, deux scénarios sont envisagés :

- transition de premier ordre qui se caractérise par une modification brutale de l'état du système avec la coexistence de la phase hadronique et le PQG. Cette transition a lieu dans la région où la valeur du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  est grand ;
- transition de type *crossover*, est une transition douce à potentiel chimique baryonique petit.

Cela suggère l'existence d'un point critique (*endpoint*) où les deux ordres de transition se rencontrent. Les calculs de la LQCD situent ce point critique à  $\mu_B = 360 \pm 40$  MeV et  $T = 162 \pm 2$  MeV pour un PQG du type  $N_f = 2+1$ , donc composé de deux saveurs de quarks légers et une saveur plus lourde [21].

À faible potentiel chimique le paramètre contrôlant l'ordre de la transition est la masse des quarks qui constituent le PQG. Dans le cas de la QCD du type  $N_f = 2+1$ , pour des masses des quarks u ( $m_u$ ) et d ( $m_d$ ) suffisamment petites, la transition est du premier ordre lorsque la masse du quark s ( $m_s$ ) est aussi petite. Il existe une masse critique  $m_{crit}$  permettant de déterminer l'influence de cette dernière sur l'ordre de la transition [18]. Pour

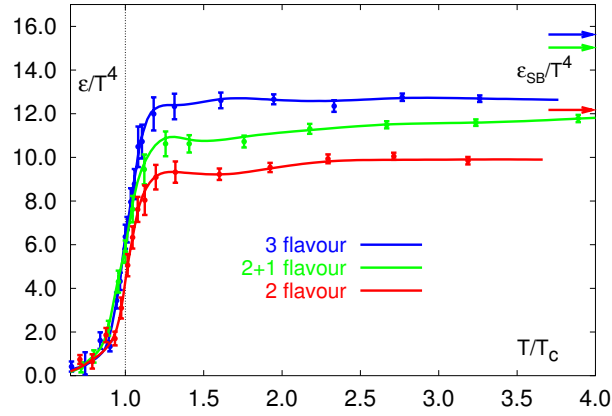


FIG. I.7: Densité d'énergie du système  $\frac{\epsilon}{T^4}$  en fonction de la température  $T$  pour différentes compositions du PQG : 2 quarks légers (en rouge), 3 quarks légers (en bleu), 2 quarks légers + un quark lourd (en vert). Les flèches correspondent à la loi de Stefan-Boltzmann dans un PQG idéal sans interaction entre les constituants [20].

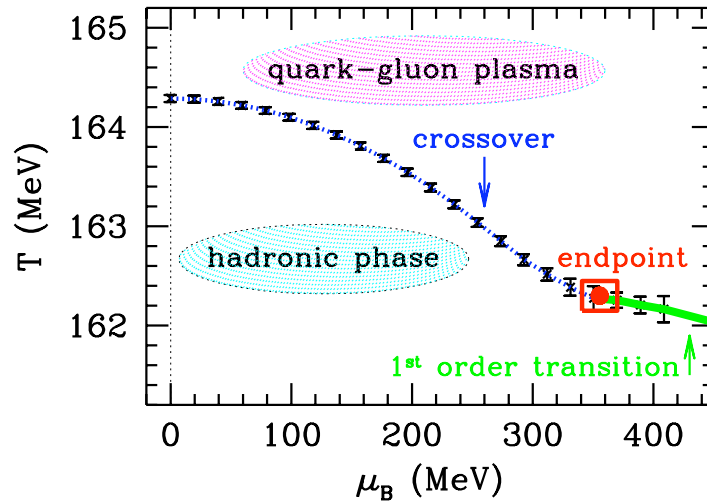


FIG. I.8: Diagramme de phase de la matière nucléaire. La limite de transition entre la phase hadronique et le PQG est calculée par la QCD sur réseau pour un potentiel chimique baryonique non nul. La limite entre un crossover et une transition du premier ordre se traduit par l'existence d'un point critique de second ordre nommé *endpoint* [21].

$m_s > m_{crit}$  la transition entre le gaz de hadrons et le PQG est de type *crossover*.

La transition de phase entre le gaz de hadrons et le PQG peut aussi être modélisée en terme de potentiel d'interaction  $V_{q\bar{q}}$  entre deux quarks statiques  $q$  et  $\bar{q}$  séparés d'une distance  $r$ . Cette paire de quarks est noyée dans un environnement de température  $T$  composé des quarks et de gluons. À température nulle l'interaction inter-quarks peut être approchée par :

$$V(r, T = 0) = -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma r \quad (\text{I.19})$$

où  $r$  est la distance entre les deux quarks,  $\alpha_s = \pi/12$  est la constante de couplage de l'interaction et  $\sigma = 0,2 \text{ GeV}^2$  est la tension de corde liant les quarks.

Le premier terme est l'analogie QCD du potentiel Coulombien qui traduit l'interaction due à la présence de source de couleur. Le deuxième terme est responsable du confinement. Ce potentiel peut avoir deux comportements extrêmes qui sont déterminés par la distance inter-quarks  $r$  :

- quand  $r$  est petit le terme Coulombien domine et par conséquent l'interaction entre les deux quarks devient répulsive ;
- en augmentant  $r$  le potentiel croît et devient confinant. L'énergie nécessaire pour retirer un quark d'un hadron augmente jusqu'à être infinie. Cette force attractive, de portée infinie, permet la formation d'un état lié neutre en couleur (hadron). La taille du hadron ainsi formé est définie par la distance  $r_0$  séparant les composantes de l'état lié.

Pour une température  $T$  supérieure à la température critique  $T_c$  de déconfinement, le potentiel inter-quarks (formule I.19) est modifié par la présence de la matière déconfinée porteuse des charges de couleur. La charge de couleur de ces partons libres s'interpose entre les deux quarks et agit comme un écran. Par conséquent, le potentiel d'interaction entre les quarks est atténué, c'est l'écrantage de couleur. Dans ces conditions, le potentiel prend la forme :

$$V(r, T > T_c) = -\frac{\alpha_s}{r} e^{-\mu r} + \sigma r \left\{ \frac{1 - e^{-\mu r}}{\mu r} \right\} \quad (\text{I.20})$$

où  $\mu(T)^{-1}$  est le rayon d'écran pour les charges de couleur nommé aussi rayon de Debye  $\lambda_D$ . Ce facteur, traduisant l'effet d'écrantage, dépend de la température du milieu et est inversement proportionnel à la densité de partons du milieu. Si la transition vers une phase déconfinée est atteinte, la tension de la corde  $\sigma(T)$  s'annule et donc l'expression du potentiel d'interaction est réduite au terme Coulombien écranté. Dès que  $\lambda_D$  devient suffisamment petit ( $\lambda_D < r_0$ ) et donc la température assez élevée, l'état lié est dissous. Nous parlons de l'effet de dissociation par écrantage de couleur. Le comportement de cette quantité (figure I.9) peut également être étudiée par la QCD sur réseau.

### I.3.2 Le diagramme de phase de QCD

Les calculs de la QCD sur réseau ont permis d'établir le diagramme de phase de la matière hadronique (figure I.10) pour lequel les paramètres de contrôle utilisés sont la température  $T$  (MeV) et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (MeV). L'origine du diagramme de phase où la température et le potentiel chimique baryonique sont nuls représente le vide de la QCD. En changeant les paramètres de contrôle la matière nucléaire passe par les différentes phases décrites ci-dessous. À basse température et à bas potentiel chimique baryonique la matière nucléaire peut être décrite par un gaz de hadrons. Dans cette phase les partons sont emprisonnés sous forme de hadrons, c'est-à-dire des états liés des quarks et des gluons. Cette matière est une phase isolante de couleur car un hadron est toujours neutre du point de vue de l'interaction forte c'est-à-dire que la somme des couleurs de tous les quarks contenus dans le hadron est blanche. En se déplaçant suivant l'axe du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (à  $T$  faible) le gaz hadronique passe d'une phase de la matière nucléaire ordinaire à une phase supraconductrice de couleur. Cette phase, composée de paires de quarks (analogie des paires de Cooper formées par les électrons dans un supraconducteur), existerait au coeur des étoiles à neutrons. En faisant croître la température  $T$ , le gaz de hadrons subit une transition de phase vers le plasma de quarks et de gluons.

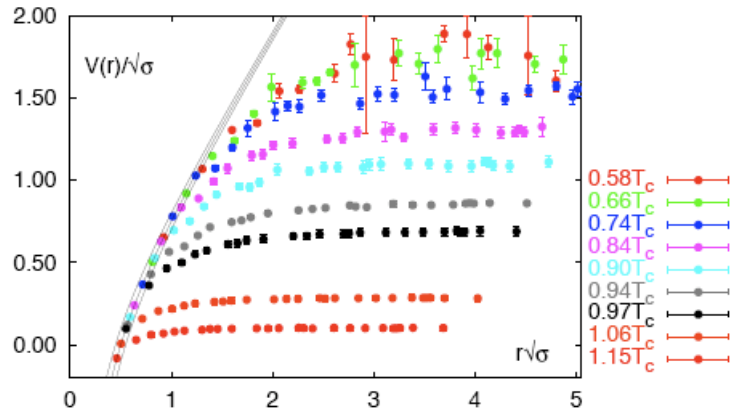


FIG. I.9: Évolution du potentiel inter-quarks en fonction de la température sur le réseau. À courte distance le potentiel est normalisé au potentiel de Cornell :  $V(r) = -\alpha/r + r\sigma$  avec  $\alpha = 0,25 \pm 0,05$  [22].

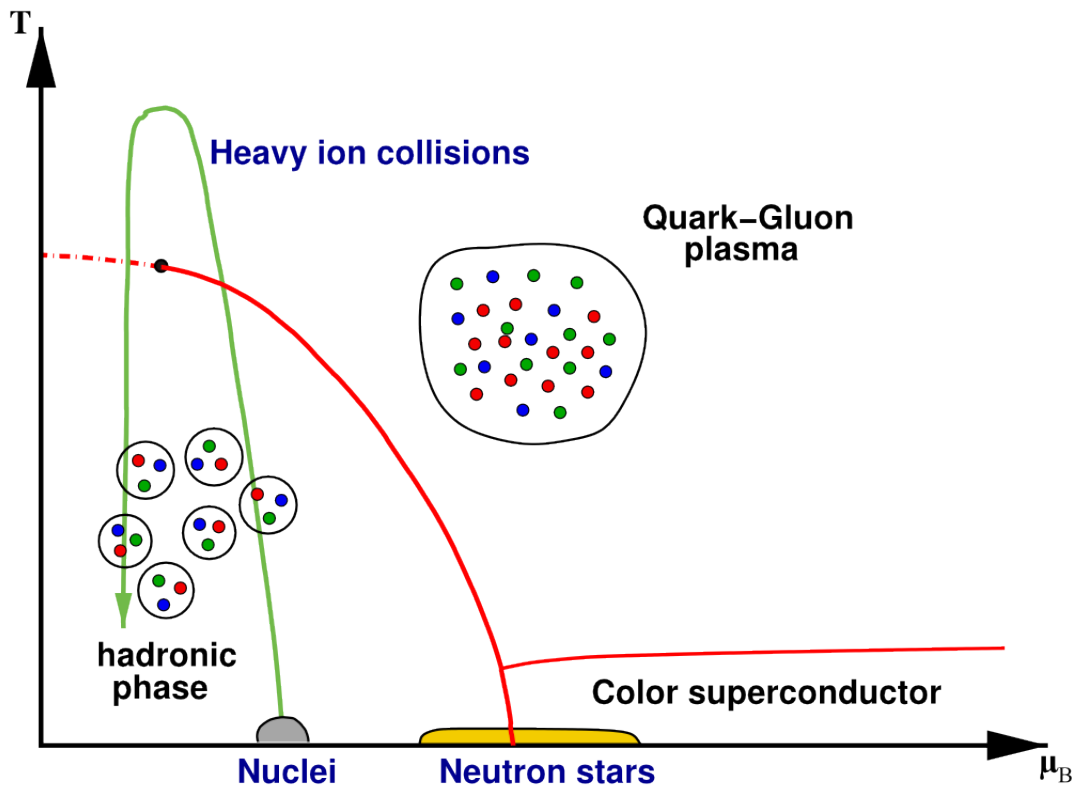


FIG. I.10: Diagramme de phase de la matière nucléaire.



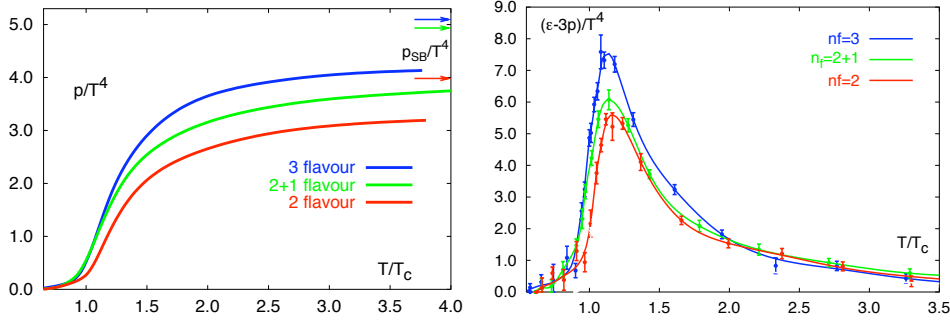


FIG. I.11: Caractéristiques du PQG : évolution de la pression (à gauche) et du terme d'interaction (à droite) [23].

Le déconfinement des quarks et des gluons ouvre les degrés de liberté de couleur et en conséquence cette phase devient conductrice de couleur.

### I.3.3 La nature du PQG

L'étude de l'évolution de la pression du système  $p/T^4$  et du terme d'interaction  $\varepsilon - 3p$  permet de mieux comprendre la nature du PQG. Les formules I.11 et I.12 donnent respectivement la pression du système dans le cas d'un gaz parfait de pions et un gaz composé des quarks légers et de gluons libres. La figure I.11 (à gauche) illustre l'évolution de la pression du système en fonction de la température pour les différentes compositions en quarks du PQG calculée avec la LQCD à  $\mu_B = 0$ . Sur la même figure les calculs de la LQCD sont comparés à la limite de Stefan-Boltzmann (les trois flèches) où le PQG est considéré comme un gaz parfait sans interaction entre les constituants. Nous constatons que la pression prédite par LQCD autour de  $4T_c$  ( $\sim 600$  MeV) reste en dessous de la limite idéale de Stefan-Boltzmann. La figure I.11 (à droite) montre l'évolution du terme d'interaction  $\varepsilon - 3p$  avec la température du système. Ce terme représente la déviation de l'équation d'état du PQG par rapport à celle d'un gaz parfait de quarks et de gluons. Nous notons que la déviation  $\varepsilon - 3p \neq 0$ .

Ces deux résultats indiquent que l'état déconfiné formé au-dessus de  $T_c$  n'est pas un gaz parfait de quarks et de gluons. Au contraire, les partons interagissent fortement dans la phase de PQG ce qui a donné naissance au sPQG pour *strongly interacting* PQG. La température nécessaire pour atteindre la limite du PQG idéal est très supérieure à  $T_c$ . Les expériences du RHIC ont confirmé que la limite idéale de Stefan-Boltzmann n'a pas été atteinte.

## I.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

L'étude de la transition de phase vers un état déconfiné en laboratoire est, depuis les années 80, l'un des défis expérimentaux de la physique nucléaire. En effet, la transition de phase nécessite d'atteindre des conditions extrêmes de température ( $T_c$ ) et de densité ( $\varepsilon_c$ ), très difficiles à obtenir en laboratoire. Cette température critique est de l'ordre de 150 - 200 MeV, équivalent à  $10^{13}$  K. À titre de comparaison, la température au centre de soleil est de l'ordre de  $10^7$  K. **Comment créer ces conditions ?** À l'heure actuelle, l'utilisation des collisions d'ions lourds ultra-relativistes est la seule méthode expérimentale permettant d'atteindre les conditions thermodynamiques nécessaires afin de créer l'état déconfiné de la matière, état supposé avoir existé quelques microsecondes après le Big-Bang. En effet, l'énergie cinétique initiale des noyaux constitue le principal réservoir d'énergie du système. Lors de la collision, cette énergie est dissipée dans les degrés de liberté internes du système en créant les conditions requises à la transition de phase. En fonction de l'énergie des faisceaux d'ions lourds incidents, les différentes régions du diagramme de phase de la QCD (figure I.10) pourront être explorées.

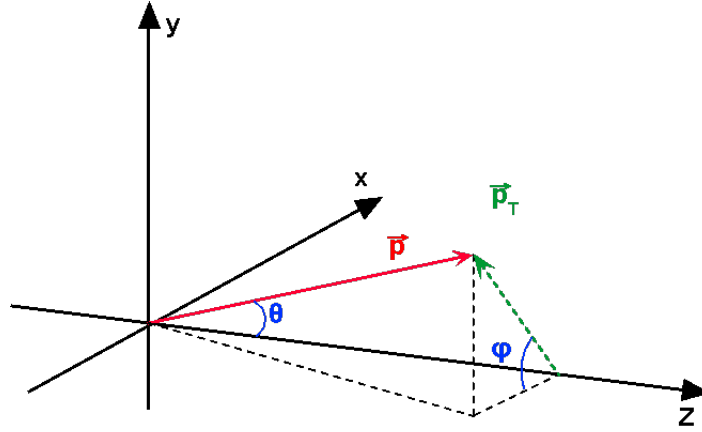


FIG. I.12: Définition du système de coordonnées globales :  $z$  est l'axe du faisceau,  $p_T$  le moment transverse,  $\theta$  l'angle polaire et  $\varphi$  l'angle azimuthal.

#### I.4.1 Rappel des variables cinématiques

Le système de coordonnées utilisé dans le cadre des collisions d'ions lourds ultra-relativistes est illustré sur la figure I.12. Les principales variables cinématiques usuelles nécessaires à la description de ce système sont présentées ci-dessous :

La **rapidité**  $y$  est une variable liée au mouvement longitudinal de la particule et est définie de la façon suivante :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{I.21})$$

où  $p_z$  est l'impulsion de la particule suivant l'axe du faisceau et  $E$  son énergie totale. La mesure de la rapidité  $y$  nécessite la connaissance des deux variables  $E$  et  $p_z$ . C'est pour cette raison que nous utilisons plus volontiers la **pseudorapidité**  $\eta$ . La pseudorapidité définie dans l'équation I.22 nécessite uniquement la mesure de la variable  $\theta$  représentant l'angle entre la direction de la particule et l'axe du faisceau :

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{I.22})$$

Pour des particules de grandes impulsions pour lesquelles  $m \ll p$  (i.e.  $E = \sqrt{p^2 + m^2} \sim p$ ), la rapidité peut être reliée à la pseudorapidité de la manière suivante :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \right) = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{I.23})$$

L'**impulsion transverse**  $p_T$ , invariante sous les transformations de Lorentz est donnée par la relation :

$$p_T = |p \sin(\theta)| \quad (\text{I.24})$$

À partir de l'impulsion transverse et de la masse  $m$  d'une particule, nous pouvons définir sa masse transverse  $m_T$  (également quantité invariante de Lorentz) telle que :

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (\text{I.25})$$

#### I.4.2 Un peu d'histoire : de l'AGS au LHC ...

Les premières grandes expériences d'ions lourds accélèrent des noyaux sur des cibles fixes. Elles ont été menées auprès des accélérateurs : AGS (*Alternating Gradient Synchrotron* au *Brookhaven National Laboratory*, États Unis) et SPS (*Super Proton Synchrotron* au CERN, Suisse). C'est en particulier, les analyses des résultats des différentes expériences du SPS

qui ont abouti à l'annonce par le CERN de la création d'un nouvel état de la matière [24, 25]. En parallèle le collisionneur RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) au BNL voyait le jour. En mode collisionneur, la cible n'est plus fixe, les deux noyaux sont accélérés en sens contraire avant d'entrer en collision. Ce mode de fonctionnement permet d'atteindre une énergie de collision dans le centre de masse très élevée. Actuellement, la machine la plus puissante jamais construite, le LHC (*Large Hadron Collider*) au CERN et prêt pour son premier faisceau à l'automne 2009.

Les caractéristiques des principaux accélérateurs d'ions lourds sont résumées dans le tableau I.3.

	AGS	SPS	RHIC	LHC
1 <sup>er</sup> faisceau	1992	1994	2001	2009
Mode	cible fixe	cible fixe	collisionneur	collisionneur
Circonférence (km)	0,8	7	4,6	27
Collision	Au-Au	Pb-Pb	Au-Au	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	4,8	17,3	200	5500
$\varepsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	$\sim 1,5$	$\sim 3,5$	<4-5	<10-40
$\tau_0$ (fm/c)	5,4	1,5	0,13	0,05
$\tau^{vie}$ (fm/c)	-	-	2-4	$\geq 10$

TAB. I.3: Caractéristiques générales des collisions d'ions lourds pour différents collisionneurs : énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), densité d'énergie  $\varepsilon$ , temps de formation ( $\tau_0$ ) et durée de vie du PQG ( $\tau^{vie}$ ).

La figure I.13 illustre les performances des différents accélérateurs/collisionneurs en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ . L'axe des ordonnées à gauche donne l'énergie transverse par unité de pseudorapacité  $dE_T/d\eta|_{\eta=0}$  mesurée dans un intervalle de pseudorapacité centré sur zéro. Nous noterons que l'énergie transverse augmente de manière logarithmique avec  $\sqrt{s_{NN}}$ . À partir de cette quantité il est possible d'estimer la densité volumique d'énergie notée  $\varepsilon_{BJ}$  (axe des ordonnées à droite), qui peut être comparée à la densité d'énergie critique  $\varepsilon_c$  de la transition vers le PQG. La densité d'énergie atteinte à l'AGS est autour de 1 GeV/fm<sup>3</sup>. Au SPS, au RHIC et au LHC cette densité est largement au-delà de la densité critique  $\varepsilon_c$ .

### I.4.3 La géométrie de la collision

La figure I.14 illustre la géométrie d'une collision entre deux ions lourds accélérés à des vitesses ultra-relativistes. Dans ce domaine cinématique la contraction de Lorentz confère aux noyaux une forme de disque d'épaisseur  $2R/\gamma$  où  $\gamma \gg 1$  est le facteur de Lorentz et  $R$  le rayon du noyau. Au LHC le noyau de plomb possède une vitesse de l'ordre de 99,999993 % de la vitesse de la lumière et donc le facteur  $\gamma$  est égal à 2750.

#### I.4.3.1 La centralité d'une collision

Le déroulement d'une collision est imposé par sa centralité. La centralité d'une collision est définie à partir du paramètre d'impact  $b$  qui est la distance dans le plan transverse (perpendiculaire à l'axe du mouvement) séparant les centres des deux noyaux (figure I.14 A). Ce paramètre  $b$  définit ainsi le degré de recouvrement des deux noyaux au moment de la collision et donc le volume de la zone d'interaction. Les nucléons présents dans la zone de recouvrement, c'est-à-dire ceux ayant subi au moins une collision, sont appelés participants ( $N_{part}$ ). Lorsque le recouvrement est total ( $b \sim 0$ ) la collision est dite centrale. Le temps de recouvrement des deux noyaux, directement lié à leur épaisseur, est de l'ordre de 5,3 fm/c et 1,6 fm/c respectivement pour l'AGS et le SPS. Au RHIC il est de seulement 0,13 fm/c à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Lorsque les noyaux ne se touchent qu'à leur périphérie, la collision est périphérique. Dans ce cas là, certains nucléons ne participent pas directement aux interactions et poursuivent leur trajectoire initiale (figure I.14 B) : ils sont appelés nucléons spectateurs ( $N_{spec}$ ). Les nucléons spectateurs possèdent une rapidité égale à celle du

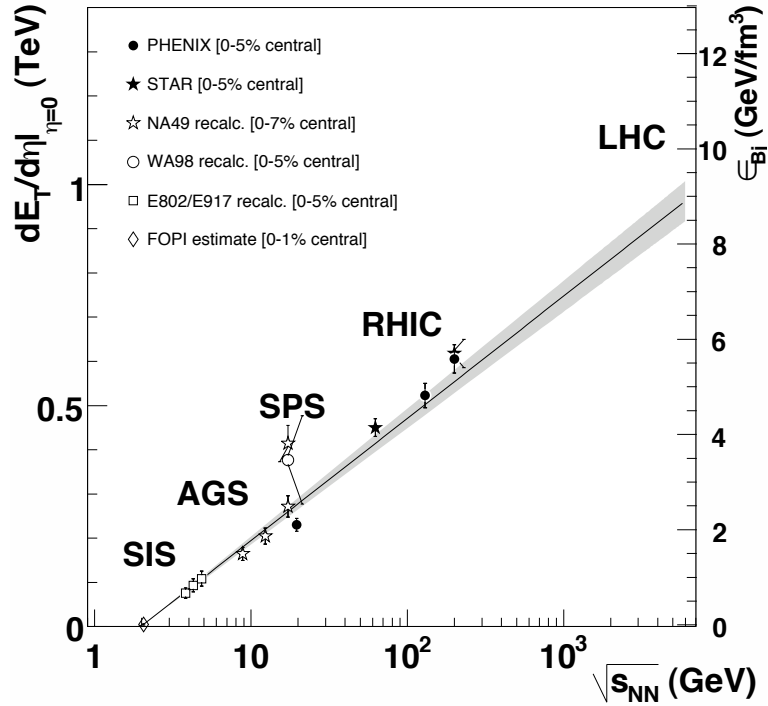


FIG. I.13: Énergie transverse par unité de pseudorapidité  $\frac{dE_T}{d\eta}|_{\eta=0}$  et densité d'énergie correspondante  $\epsilon_{B,J}$  calculée pour les collisions d'ions lourds les plus centrales réalisées à différents énergies  $\sqrt{s_{NN}}$  disponibles dans les différents accélérateurs/collisionneurs. L'ajustement représenté sur la figure contient une dépendance logarithmique en  $\sqrt{s_{NN}}$  [26].

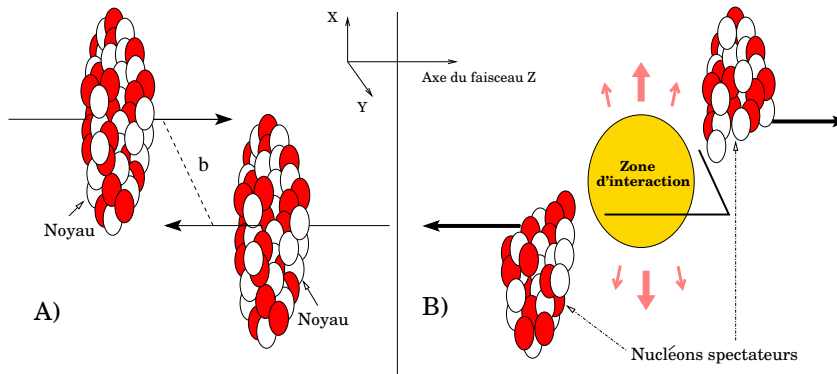


FIG. I.14: Vue schématique de la géométrie d'une interaction entre deux ions lourds ultra-relativistes : (A) avant la collision et (B) après la collision.

faisceau.

Lorsque la collision a lieu, une zone dense de matière se forme autour du point d'interaction (mi-rapacité). L'énergie déposée dans cette zone résulte des interactions inélastiques entre les nucléons participants. C'est dans cette zone que le PQG est susceptible de se former si les conditions thermodynamiques critiques ( $\epsilon_c, T_c$ ) sont atteintes. Plus le paramètre d'impact est petit, plus ce volume d'interaction est grand ; par conséquent la densité d'éner-

gie est plus importante et les conditions sont alors beaucoup plus favorables à la formation du PQG. Au contraire, une collision périphérique ne peut pas rassembler les conditions nécessaires pour la création du PQG.

Le paramètre d'impact est une variable théorique non mesurable directement. Le modèle géométrique de Glauber permet de relier le paramètre d'impact à des observables mesurables expérimentalement telles que l'énergie déposée par les particules spectatrices et la distribution des particules chargées.

Ce modèle décrit les collisions noyau-noyau comme une superposition de mécanismes élémentaires c'est-à-dire de collisions nucléon-nucléon. Il utilise l'approximation eikonale dans laquelle la trajectoire des nucléons est supposée rectiligne. Cette approximation est valable dans le cas de collisions ultrarelativistes où l'énergie incidente est telle que l'effet du potentiel de répulsion coulombien est négligeable. Les noyaux incidents A et B (figure I.15) sont considérés comme deux sphères dures, composées respectivement de  $A$  et  $B$  nucléons distribués selon le profil de densité de type Woods-Saxon. La densité nucléaire s'exprime

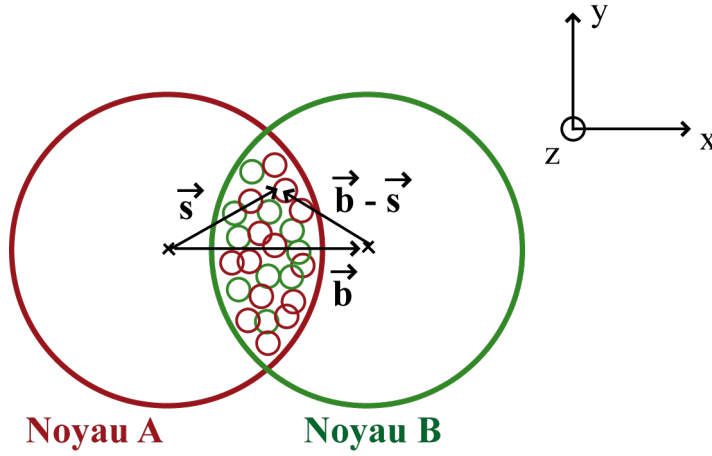


FIG. I.15: Vu dans le plan transverse d'une collision noyau-noyau à un paramètre d'impact  $\vec{b}$  donné.

en fonction de la distance  $r$  par rapport au centre du noyau :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{c}\right)} \quad (\text{I.26})$$

où  $\rho_0$  est la densité nucléaire ( $\sim 0,17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ),  $R$  est le rayon du noyau et  $c$  le facteur paramétrisant la diffusivité de la surface. Ces trois paramètres ont été mesurés grâce à des expériences de diffusion e-Au [27].

La densité  $T_A(s)$  de nucléons par unité de surface à une position  $\vec{s}$  dans le noyau A a pour expression [28] :

$$T_A(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A\left(\sqrt{s^2 + z^2}\right) \quad (\text{I.27})$$

Pour un paramètre d'impact  $b$  fixé, une fonction de recouvrement<sup>9</sup> des noyaux A et B peut être définie par la formule [28] :

$$T_{AB}(b) = \int ds^2 T_A(s) T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \quad (\text{I.28})$$

où  $ds^2 = 2\pi s ds$  et  $\int d^2 b T_{AB}(b) = AB$ . En connaissant la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon  $\sigma_{NN}$  nous pouvons en déduire le nombre de collisions binaires

<sup>9</sup>Dans cette région, les nucléons ont une probabilité non nulle d'interagir alors qu'à l'extérieur de cette zone, cette probabilité est nulle.

nucléon-nucléon  $N_{coll}$  obtenues quand le noyau A traverse le noyau B avec un paramètre d'impact  $b$  :

$$N_{coll}(b) = \sigma_{NN} T_{AB}(b) \quad (\text{I.29})$$

Le nombre de nucléons participants  $N_{part}$  pour un paramètre d'impact  $b$  est donné par la formule [29] :

$$N_{part}(b) = \int d^2s T_A(s) \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{\sigma_{NN} T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)}{B} \right]^B \right\} + \int d^2s T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{\sigma_{NN} T_A(s)}{A} \right]^A \right\} \quad (\text{I.30})$$

#### I.4.3.2 La transparence, le pouvoir d'arrêt

L'énergie des noyaux incidents et la géométrie de collision sont des paramètres importants pour la détermination de la composition chimique du milieu créé lors d'une collision. Lorsque l'énergie initiale des deux noyaux incidents est faible, ils sont fortement ralentis. En augmentant l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}}$ , la trajectoire des nucléons incidents est de moins en moins affectée, nous disons que les noyaux deviennent transparents l'un pour l'autre. Pour quantifier ce phénomène nous introduisons la notion du pouvoir d'arrêt (l'inverse de la transparence) de la matière nucléaire. Le pouvoir d'arrêt est défini comme le décalage entre la rapidité initiale des nucléons ( $y_{faiscseau}$ ) et leur rapidité ( $y$ ) après la collision. Suite à la collision, nous distinguons trois régions correspondant à trois domaines de rapidité : deux régions de fragmentation situées à grande rapidité et une région centrale à mi-rapidité. La façon dont la matière est répartie sur ces trois régions est directement liée au pouvoir d'arrêt. Dans le cas d'un pouvoir d'arrêt important (i.e. énergie faible), les baryons sont comprimés (figure I.16) dans la région autour de point d'interaction ( $y = 0$ ) qui est caractérisée par un nombre baryonique net (nombre de baryons auquel est soustrait le nombre d'antibaryons) élevé. Dans ce cas, l'interaction ne permet pas ou

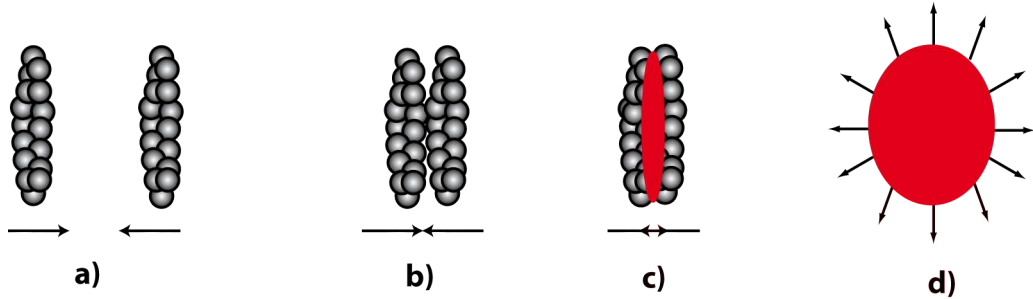


FIG. I.16: Illustration d'une collision caractérisée par la transparence nulle.

peu la formation de nouvelles particules. Lorsque le pouvoir d'arrêt diminue (i.e. l'énergie augmente) les nucléons se déplacent sur des distances beaucoup plus importantes du point d'interaction. La section efficace totale des processus élastiques diminue. L'énergie déposée dans le système, résultant des chocs inélastiques entre les nucléons composant les noyaux, permet la création de particules et d'antiparticules. Le nombre baryonique net diminue et les fragments des noyaux sont placés à des rapidités de quelques unités de part et d'autre de  $y = 0$  (figure I.17). Si les noyaux sont complètement transparents, la totalité du nombre baryonique initial est emportée dans les régions de fragmentation, conduisant à une densité baryonique nette très proche de zéro dans la région centrale. Expérimentalement, ce phénomène a été mis en évidence par la mesure du nombre de protons net en fonction de la rapidité  $dN/dy$ . Cette distribution  $dN/dy$  (figure I.18) a été mesurée par différentes collaborations (à l'AGS : E802, E877, E917 ; au SPS : NA49 ; au RHIC par BRAHMS). À l'AGS ( $\sqrt{s_{NN}} \sim 5$  GeV) la distribution de la densité nette de protons est concentrée autour de

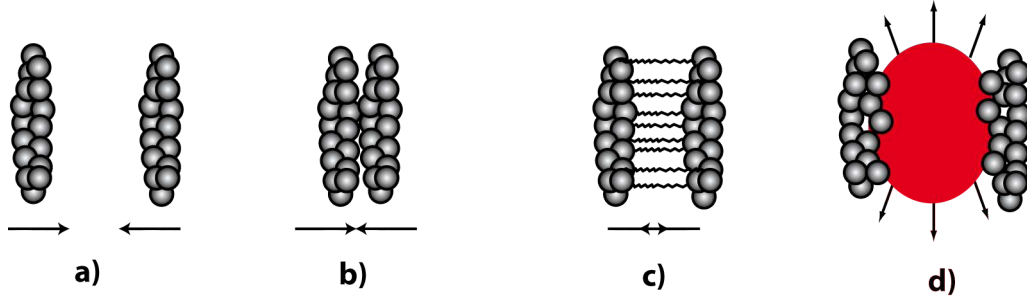


FIG. I.17: Illustration d'une collision avec un pouvoir d'arrêt nul.

zéro [30, 31, 32]. Cela signifie un grand pouvoir d'arrêt et une perte de rapidité de l'ordre de 1 pour un faisceau de rapidité d'environ 1,6. Au SPS ( $\sqrt{s_{NN}} \sim 17$  GeV), la diminution de la densité baryonique nette à mi-rapidité traduit l'augmentation de la transparence des noyaux : les baryons incidents caractérisés par un nombre baryonique élevé se retrouvent à des rapidités de plus en plus grandes. La perte en rapidité est de l'ordre de 2 pour un faisceau de rapidité 2,9. Au RHIC ( $\sqrt{s_{NN}} \sim 200$  GeV) pour une rapidité de faisceau de 5,4 [33, 34] la forme de cette distribution est très différente. À mi-rapidité, le nombre de protons net inférieur à 10 traduit la création très abondante de matière. Cette distribution n'a pas encore été mesurée dans la région des grandes rapidités ( $y > 3$ ). La conservation du nombre baryonique impose une augmentation de la densité nette aux grandes rapidités. La figure I.19 illustre parfaitement ce point [33, 34, 35]. Elle montre les taux de production des anti-hadrons rapportés aux taux des hadrons associés. Le rapport est proche de l'unité dans la zone centrale ( $0 < y < 1$ ). Cela suggère que, dans ce domaine, les particules et antiparticules sont créées par paires. C'est vrai pour les pions ( $\sim 1$ ), un peu moins pour les kaons ( $\sim 0,95$ ) et encore moins pour les protons ( $\sim 0,76$ ). Il semble qu'il existe des processus responsables d'une brisure de la symétrie antiparticules/particules. Par exemple, un processus du type  $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$  peut entraîner une augmentation de nombre de  $K^+$  dans la région riche en baryons et donc aux grandes rapidités.

### I.4.3.3 La densité d'énergie

La densité d'énergie  $\varepsilon$  est une grandeur permettant de savoir si la transition de phase entre un gaz de hadrons et un plasma de quarks et de gluons a été atteinte lors d'une collision. Les calculs de la QCD sur réseau ont montré que cette densité doit être supérieure à une densité d'énergie critique  $\varepsilon_c$  de l'ordre de  $0,7$  GeV/fm<sup>3</sup>. Cette quantité dépend essentiellement de deux paramètres : l'énergie des faisceaux incidents et la nature de la collision. Plus la collision est centrale, plus la densité d'énergie est grande : le système est plus prédisposé à évoluer vers un PQG. Il est donc important d'estimer la densité d'énergie atteinte dans une collision noyau-noyau. Cette estimation peut être réalisée en utilisant la formule de Bjorken [37] :

$$\varepsilon = \frac{1}{A_T \tau_0} \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \quad (\text{I.31})$$

où  $A_T$  est la surface transverse de recouvrement des deux noyaux (dans le cas d'une collision centrale la surface  $A_T = \pi R^2$  où  $R$  est le rayon du noyau),  $E_T$  l'énergie transverse à rapidité nulle et  $\tau_0$  le temps de formation du PQG (estimé à 1 fm/c dans le scénario de Bjorken).

L'énergie transverse mesurée dans les expériences auprès de l'AGS, du SPS et du RHIC semble suivre une loi de puissance de l'énergie dans le centre de masse telle que [38] :

$$\left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} = 133 \sqrt{s_{NN}}^{0,3} \quad (\text{I.32})$$

Le tableau I.4 résume les densités d'énergie disponibles pour les collisions noyau-noyau dans différentes expériences, ainsi qu'une estimation en ce qui concerne le LHC [38]. L'équa-

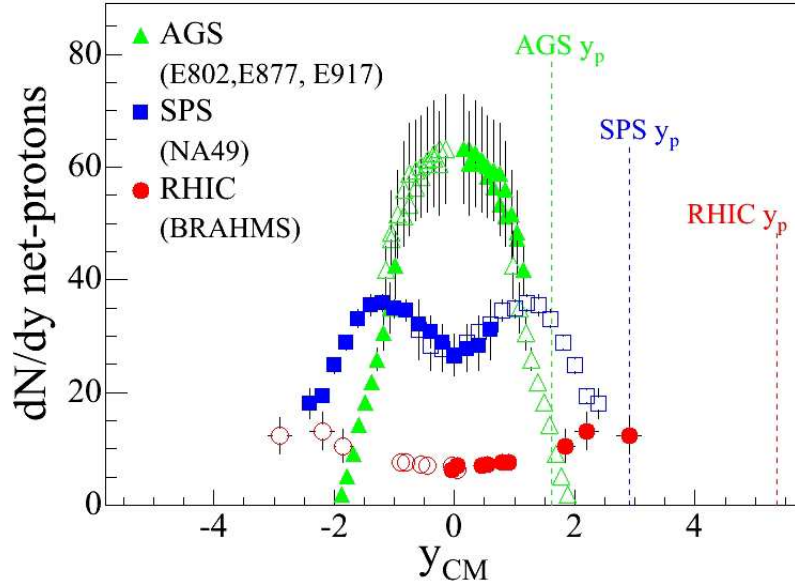


FIG. I.18: Distributions en rapidité de la densité nette de protons mesurées à l'AGS (Au-Au à 5 GeV), au SPS (Pb-Pb à 17 GeV) et au RHIC (Au-Au à 200 GeV) lors des collisions les plus centrales [33].

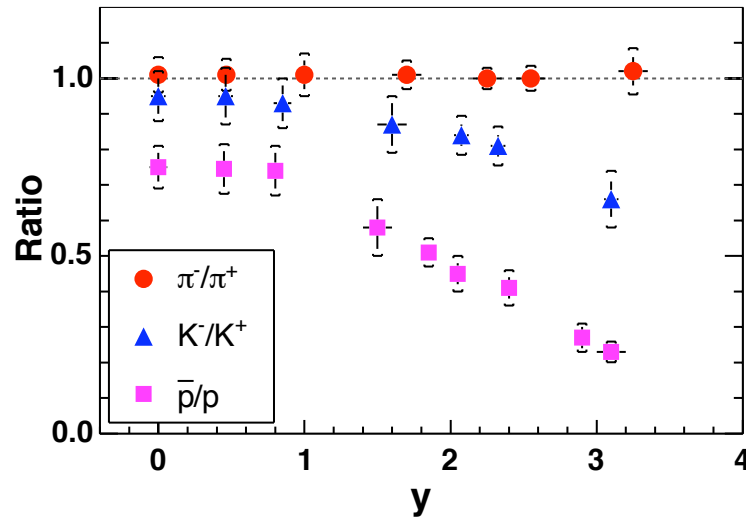


FIG. I.19: Rapports anti-hadrons/hadrons :  $\pi^-/\pi^+$ ,  $K^-/K^+$  et  $\bar{p}/p$  en fonction de la rapidité pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [36].

tion I.31 indique que, la densité d'énergie dépend directement du temps de formation  $\tau_0$ . Historiquement,  $\tau_0$  a été fixé à 1 fm/c en supposant qu'il ne change pas avec l'énergie de la collision. Ce temps de formation  $\tau_0$  a été estimé au RHIC [39] à partir de la mesure de la masse transverse moyenne  $\langle m_T \rangle$ . Cette méthode consiste à postuler que les particules ayant une masse transverse moyenne  $\langle m_T \rangle$  dans le plan transverse ( $y = 0$ ) sont formées en moyenne après un temps  $\langle \tau_0 \rangle = \hbar / \langle m_T \rangle$ , d'où  $\tau_0 \sim 0,35$  fm/c. La densité d'énergie, estimée pour les collisions centrales Pb-Pb en prenant  $\tau_0 \sim 0,35$  fm/c, atteint 40 GeV/fm<sup>3</sup>. Il apparaît alors clairement que nous pouvons affirmer de la densité d'énergie critique a été dépassée au RHIC et qu'elle le sera très largement au LHC.



Machine	AGS	SPS	RHIC	LHC
Collisions	Au-Au	Pb-Pb	Au-Au	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	4,9	17,3	200	5500
$\varepsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	1,2	2,4	4,1	11,6

TAB. I.4: Densités d'énergie attendues pour différents systèmes noyau-noyau et différentes énergies. Le temps de formation  $\tau_0$  est égale à 1 fm/c.

#### I.4.4 L'évolution spatio-temporelle d'une collision

Selon le scénario d'évolution de Shuryak/Bjorken, une collision d'ions lourds peut être illustrée par une succession de phases dans un diagramme espace-temps ( $t, z$ ). Les différentes étapes de l'expansion du système sont représentées par des hyperboles de temps propre  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ . La figure I.20 représente schématiquement l'enchaînement des différentes phases lors d'une collision noyau-noyau de haute énergie. À  $\tau < 0$  les noyaux sont accélérés à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. Comme nous l'avons dit, les deux noyaux incidents prennent la forme de disques en raison de la contraction de Lorentz. Les noyaux entrent en collision à  $\tau = 0$  fm/c. Juste après la collision, une **phase de pré-équilibre** durant environ  $\tau_0 = 1$  fm/c est formée. Dans cette phase les multiples collisions inélastiques entre les nucléons de chaque noyau conduisent à une augmentation de température. Les partons du milieu interagissent fortement et donc les processus d'interaction peuvent être décrits par la QCD perturbative. Les quarks lourds, jets et photons directs sont produits dans cette phase. Si la densité d'énergie est supérieure à la densité d'énergie critique  $\varepsilon_c$ , le système évolue vers un milieu où les quarks et les gluons sont déconfinés. Si les conditions extrêmes sont maintenues pendant suffisamment longtemps, un équilibre thermodynamique est alors atteinte à  $\tau = \tau_{therm}$  : le système se thermalise pour entrer dans une **phase de PQG**. Notons, que la phase de thermalisation n'est pas bien comprise dans le cadre de la QCD. La durée de vie du PQG, qui dépend essentiellement de la densité d'énergie ne devrait pas excéder quelques fm/c. Au-delà, le système se refroidit à cause de son expansion longitudinale de nature hydrodynamique. Progressivement, les quarks et les gluons sont reconfinés à l'intérieur des hadrons. En se refroidissant, le système subit une transition de phase à  $T = T_c$ . Après un certain temps, lorsque tous les degrés de

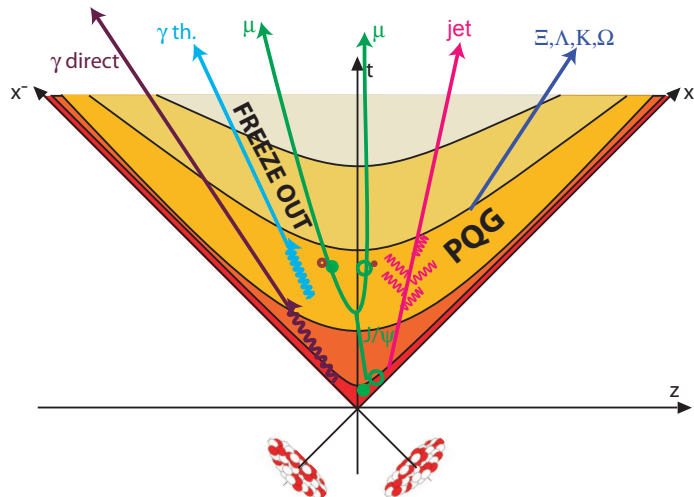


FIG. I.20: Évolution spatio-temporelle d'une collision de deux noyaux lourds ultrarelativistes.

liberté partoniques ont été confinés, le plasma disparaît complètement pour donner place à une phase purement hadronique. Le système évolue comme un gaz de hadrons libres dans lequel nous distinguons deux étapes. Dans la première, appelée le **gel chimique** (*chemical freeze-out*), la densité d'énergie du système est trop petite pour permettre la création de particules via des chocs inélastiques. La composition chimique du milieu est alors fixée. L'expansion et le refroidissement du système se poursuivent jusqu'à atteindre la deuxième étape, nommée le **gel cinétique** (*kinematic freeze-out*). Dans cette phase les collisions élastiques cessent et par conséquent les propriétés cinématiques des hadrons sont figées. Les hadrons ou les produits de leurs désintégrations seront ensuite détectés. Le temps caractéristique de la formation du gel chimique et cinétique est un point discutable. Deux cas sont envisagés : le gel chimique et cinétique se produisent à deux instants distincts  $\tau_{chim}$  et  $\tau_{cin}$  [40, 41] ou ces deux instants sont confondus [42].

## I.5 Les sondes expérimentales

### I.5.1 Les observables globales

Les observables globales (la multiplicité, l'énergie transverse à mi-rapidité,...) permettent d'obtenir des renseignements sur le déroulement de la collision (le paramètre d'impact, le plan de la réaction, la densité d'énergie initiale,...). Ces observables peuvent fournir des indications concernant la possible création du PQG.

#### I.5.1.1 La production de particules : les spectres en impulsion transverse

La majorité des particules produites lors de la collision est émise dans le plan transverse de la collision et leur cinématique est caractérisée par la composante transversale  $p_T$  du vecteur impulsion  $\vec{p}$ . L'ensemble des particules créées est constitué essentiellement de pions, kaons et protons de basse impulsion transverse  $p_T \leq 2$  GeV/c. Cet ensemble de particules à bas  $p_T$  constitue le *bulk* de la réaction. La section efficace différentielle de production de particules  $E \frac{d^3\sigma}{d^3p}$  en fonction de  $p_T$  peut être décrite par deux régimes : les régimes de bas et de haut  $p_T$  [39]. Les particules de bas  $p_T$  sont produites par des processus non-perturbatifs (processus mous), leur production peut être modélisée par un profil thermique qui est indépendant de l'énergie disponible dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} |_{mou} \propto \exp(-6p_T) \quad (I.33)$$

Les particules de haut  $p_T$  sont produites par des processus perturbatifs (processus durs) et la section efficace différentielle suit une loi de puissance en  $p_T$  et dépend fortement de  $\sqrt{s}$  :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} |_{dur} = \frac{1}{p_T^n} F(x_T) = \frac{1}{\sqrt{s}^n} G(x_T) \quad (I.34)$$

où  $x_T$  est la fraction d'impulsion transverse du hadron défini comme  $x_T = 2p_T / \sqrt{s}$ . La figure I.21 (à gauche) montre la section efficace différentielle de production inclusive de hadrons chargés  $\frac{h^+ + h^-}{2}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  du hadron dans les collisions p-p. La frontière entre la région dominée par les processus mous et celle dominée par les processus durs se manifeste par le changement de la dépendance de la production inclusive de particules en fonction de  $p_T$ . Dans la région de basse impulsion transverse ( $< 2$  GeV/c) cette dépendance suit une loi exponentielle en  $p_T$ . Au-dessus de 2 GeV/c, elle suit une loi de puissance en  $p_T$ . Cette description peut être mise en évidence (figure I.21 à droite) en représentant la quantité  $G(x_T)$  en fonction de  $x_T$  :

$$\sqrt{s}^{n(x_T, \sqrt{s})} \times E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = G(x_T) \quad (I.35)$$

où  $n(x_T, \sqrt{s}) = 6,3$  pour une valeur de  $x_T$  accessible au RHIC.

Nous remarquons que pour une valeur de  $\sqrt{s}$  fixée, la production de hadrons chargés

converge asymptotiquement vers une loi de puissance à haut  $x_T$ . Lorsque la valeur de  $x_T$  diminue, les points expérimentaux chutent au-dessous de l'asymptote traduisant la transition des processus durs vers les processus mous.

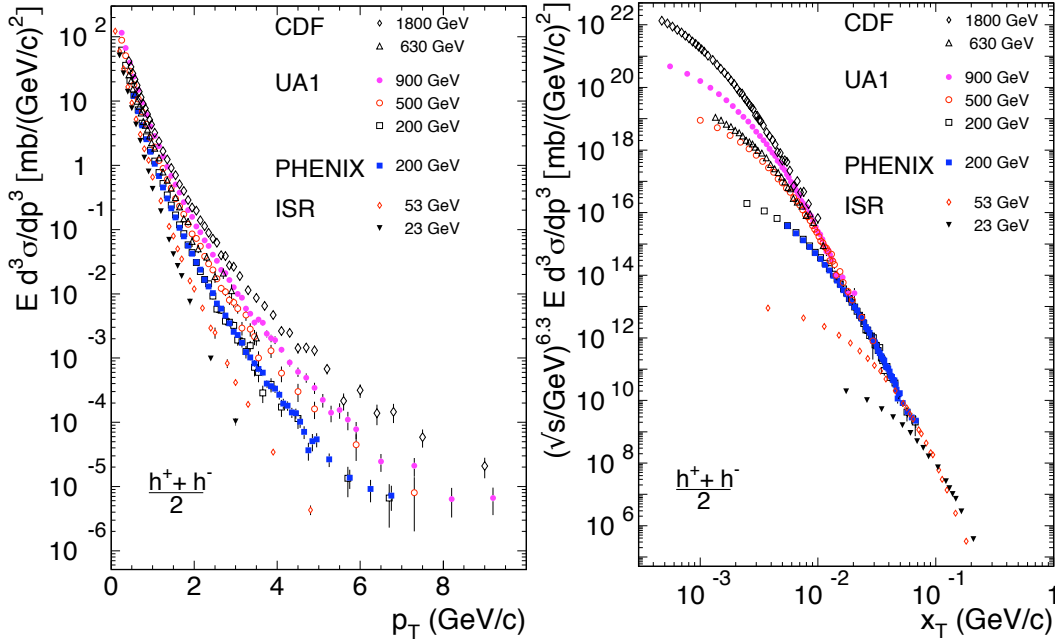


FIG. I.21: Dépendance en impulsion transverse  $p_T$  (ou en fraction d'impulsion transverse  $x_T$ ) de la production inclusive de hadrons chargés, mesurée à mi-rapacité par diverses expériences à différentes valeurs de  $\sqrt{s}$  dans les collisions p-p [39].

### I.5.1.2 La multiplicité

La multiplicité d'une collision correspond au nombre de hadrons chargés  $N_{ch}$  (intégré en  $p_T$ , en  $y$  et sur tout l'angle solide) produits au cours de l'interaction de deux noyaux. Cette observable est très importante car elle permet d'estimer le paramètre d'impact et la densité d'énergie atteints lors de la collision.

Les particules créées au cours de la collision sont produites essentiellement par des processus mous et donc à bas  $p_T$ . La figure I.22 montre le taux de production total de particules chargées normalisé par le nombre moyen de paires de nucléons participants dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 62,4, 130$  et  $200$  GeV en fonction du nombre de nucléons participants  $N_{part}$ . Les mesures ont été réalisées par l'expérience PHOBOS au RHIC et extrapolées sur tout l'angle solide. Nous remarquons que le nombre de particules chargées produites par paire de nucléons participants dans la collision est constant en fonction de  $N_{part}$ . Ce comportement se confirme pour plusieurs valeurs de  $\sqrt{s_{NN}}$ . Ce résultat permet de conclure que la production de particules par des processus mous est proportionnelle à  $N_{part}$ . Le taux de production total pour des collisions  $p(\bar{p})-p$  est représenté sur la même figure. Ce résultat montre que la multiplicité observée dans les collisions d'ions et normalisée par le nombre de paires de nucléons participants n'est pas égale à celle mesurée en  $p(\bar{p})-p$  à la même valeur de l'énergie.

À plus haute énergie, nous nous attendons à une augmentation de la production des particules à haut  $p_T$  par des processus durs, décrits par la QCD perturbative, qui ont lieu aux premiers instants de la collision. Ces processus rares sont assimilables à des interactions élémentaires et multiples entre les nucléons des noyaux. Ils sont, par exemple, à l'origine de la production de quarks lourds. Dans le cadre du modèle des partons, un processus dur peut être décrit par l'interaction de deux partons. Par conséquent, la production de particules par des processus durs est proportionnelle au nombre de rencontres de deux partons

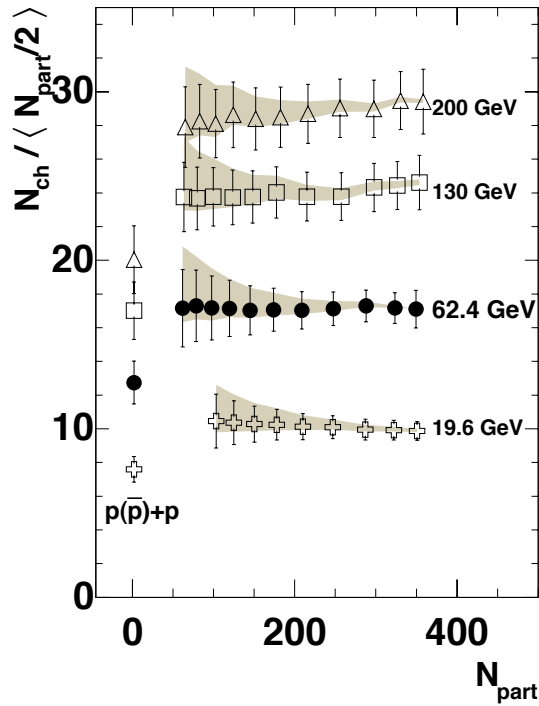


FIG. I.22: Taux de production total de particules chargées normalisé par le nombre de paires de nucléons participants  $N_{ch} / \langle N_{part} / 2 \rangle$  dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 62,4, 130$  et  $200$  GeV en fonction du nombre de nucléons participants  $N_{part}$ .  $N_{ch}$  est obtenu par une extrapolation sur tout l'angle solide des mesures réalisées par PHOBOS. Le taux de production total en collisions  $p(\bar{p})-p$  aux mêmes énergies est également représenté [43].

et donc au nombre de collisions binaires nucléon-nucléon  $N_{coll}$  dans une collision d'ions. Expérimentalement, la dépendance en  $N_{coll}$  du taux de production de charme ouvert a été mesurée au RHIC par la collaboration PHENIX dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Cette mesure consiste à mesurer le taux de production d'électrons non-photoniques<sup>10</sup> provenant de la décroissance semi-leptonique de mésons charmés, (figure I.23). Nous notons que cette production est constante en fonction de  $N_{coll}$ , ce qui met en évidence les processus durs dominant. Le taux de production mesuré dans les collisions p-p ( $N_{coll} = 1$ ) est en accord avec celui normalisé mesuré dans les collisions Au-Au.

L'évolution de la multiplicité des particules chargées à rapidité nulle  $N_{ch} / 0,5 N_{part}$  en fonction de l'énergie incidente  $\sqrt{s_{NN}}$  est montrée sur la figure I.24. Pour les collisions p-p, cette évolution est logarithmique et peut être modélisée par l'équation :  $0,6 \ln(\sqrt{s}/1,88)$ . Pour les énergies du SPS ( $\sqrt{s} \sim 17$  GeV) cette multiplicité est de l'ordre de  $\sim 2$ , au RHIC ( $\sqrt{s} = 200$  GeV) elle est de l'ordre de 2,5 et aux énergies du LHC ( $\sqrt{s} = 5,5$  TeV) l'extrapolation conduit à une valeur de 5.

Pour les collisions noyau-noyau, le nombre de particules chargées varie comme  $\sim \sqrt{s}^{0,38}$ . Ce comportement reproduit correctement les données du RHIC et conduit à une prédiction de 13 particules par paire de participants (par unité de rapidité pour  $y = 0$ ) pour les collisions Pb-Pb au LHC [22]. La multiplicité de particules chargées à pseudo-rapidity nulle  $dN_{ch}/dy|_{y=0}$  mesurée au RHIC est de l'ordre de 650. Au LHC, la multiplicité pourrait atteindre  $\sim 2500$  pour les collisions centrales Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV. Avant les résultats du RHIC, la plupart des modèles prédisaient une multiplicité beaucoup plus élevée, pouvant

<sup>10</sup>Les électrons photoniques proviennent de désintégration Dalitz de mésons neutres légers ( $\pi^0, \eta, \eta', \rho, \omega$  et  $\phi$ ) en photons qui, lors du passage dans la matière constituant les détecteurs, subissent une conversion en électrons.

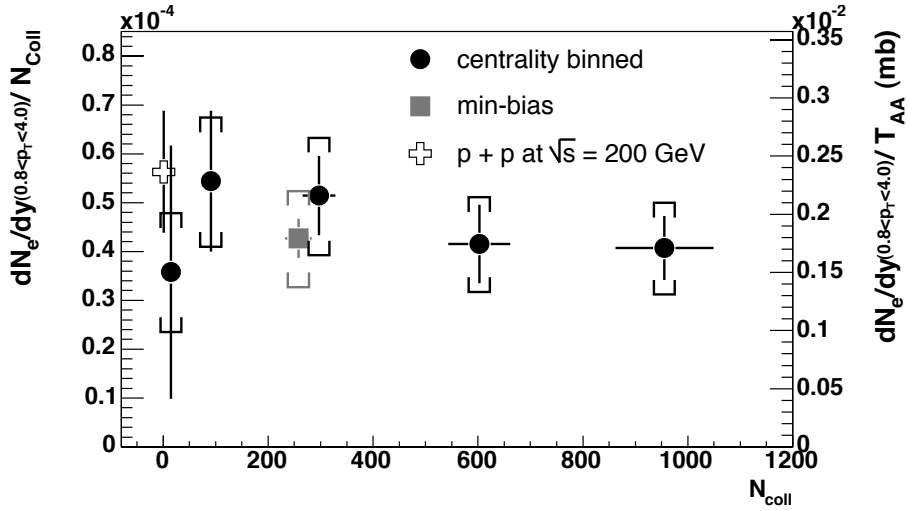


FIG. 1.23: Taux de production d'électrons non-photoniques mesurés dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, normalisé par le nombre  $N_{coll}$  de collisions binaires nucléon-nucléon en fonction de  $N_{coll}$  (cercle pleins). Le taux de production total normalisé par  $N_{coll}$  est indiqué en carré plein. La croix indique le taux de production dans les collisions p-p à la même énergie [39].

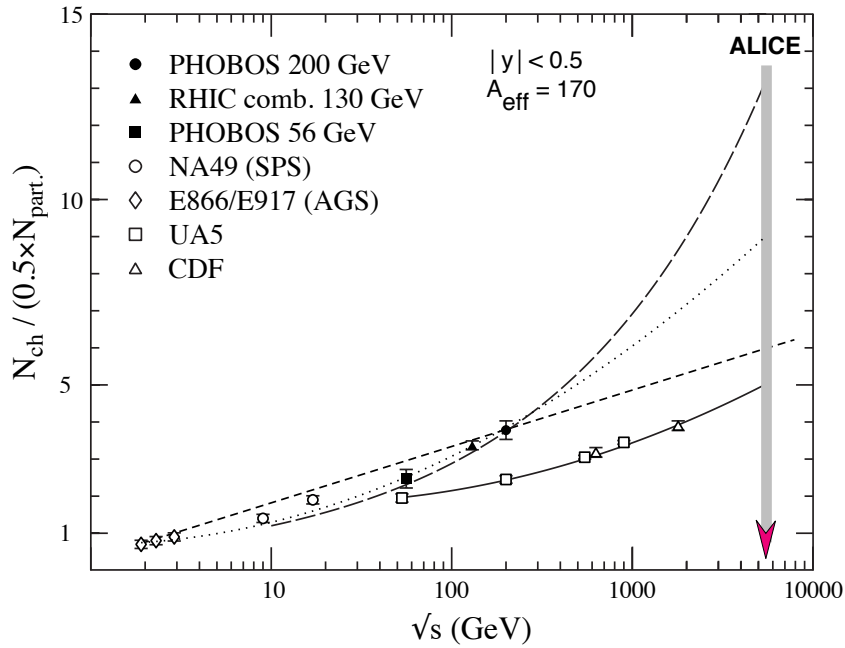


FIG. 1.24: Multiplicité de particules chargées en fonction de l'énergie incidente pour les collisions p-p et A-A. Les données p-p (UA5 et CDF) sont ajustées par une fonction logarithmique représentée en trait plein. Les données A-A sont ajustées par : une fonction logarithmique (trait pointillé), une loi de puissance (tirets longs) et une loi linéaire (tirets courts) [22].

atteindre 8000 particules chargées par unité de rapidité à rapidité nulle.

## I.5.2 Les signatures du PQG

### I.5.2.1 Le déconfinement et restauration de la symétrie chirale

Le champ de quarks  $\Psi$  peut être décomposé en une composante droite  $\Psi_R$  et une composante gauche  $\Psi_L$  définies comme :

$$\Psi_R = \Psi P_R, \quad \Psi_L = \Psi P_L \quad (\text{I.36})$$

Les projecteurs sur les parties gauche  $P_L$  et droite  $P_R$  des champs fermioniques s'écrivent :

$$P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2}, \quad P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \quad (\text{I.37})$$

Dans la limite ultra-relativiste, la propriété de chiralité n'est rien d'autre que l'hélicité d'une particule. Rappelons que l'hélicité d'une particule est définie comme la projection de son spin sur son impulsion. Si la projection et l'impulsion ont la même direction, la particule est d'hélicité droite, si elles ont des directions opposées, la particule est d'hélicité gauche. Nous pouvons alors définir deux opérateurs de transformation chirale agissant séparément sur chacun des champs droit et gauche :

$$\Psi_R \rightarrow \Psi e^{i\alpha_k \frac{\beta_k}{2}} \Psi_R, \quad \Psi_L \rightarrow \Psi e^{i\alpha_k \frac{\sigma_k}{2}} \Psi_L \quad (\text{I.38})$$

L'introduction de cette décomposition ( $\Psi = \Psi_R + \Psi_L$ ) dans le lagrangien de la QCD en négligeant le terme des champs de gluons, permet de le réécrire de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}_j^\alpha R i \gamma^\mu D_\mu \Psi_j^\alpha R + \bar{\Psi}_j^\alpha L i \gamma^\mu D_\mu \Psi_j^\alpha L - m_j (\bar{\Psi}_j^\alpha R \Psi_j^\alpha L + \bar{\Psi}_j^\alpha L \Psi_j^\alpha R) \quad (\text{I.39})$$

Dans le cas où la masse des quarks est nulle, le lagrangien de QCD est invariant sous cette transformation. Cette propriété conduit à considérer les composantes gauche et droite des fermions comme indépendantes : seuls les quarks de même chiralité peuvent interagir entre eux. Il existerait donc deux familles indépendantes de hadrons, ce qui entraîne que chaque hadron posséderait un partenaire chirale : par exemple, le partenaire chirale du proton serait la résonance S11 d'une masse proche de 1,5 GeV/c. Ce scénario est manifestement exclu car un tel doublement du spectre n'a pas été observé.

Pour des particules de masse non nulle, la symétrie chirale est explicitement brisée, c'est-à-dire que les quarks de chiralité gauche et droite interagissent entre eux. La brisure de symétrie chirale est spontanée et due au fait que le vide n'est pas invariant sous les transformations chirales. Cette brisure est réalisée par un mécanisme qui nécessite l'introduction d'un boson dit de Goldstone de masse nulle. Comme la symétrie est brisée ce boson, en l'occurrence le pion, doit posséder une masse non nulle. Le paramètre d'ordre qui gère cette brisure est le condensat de quarks  $\langle q\bar{q} \rangle$ . Dans le cas de la matière nucléaire ordinaire composée essentiellement des quarks légers (u, d) cette brisure est faible. Les quarks dits nus dans le lagrangien ont une masse presque nulle ( $m_u \sim 1,5$  MeV). Cependant, les quarks confinés dits habillés de gluons ont une masse plus élevée de l'ordre de 300 MeV. Cette différence de masse nous amène à penser que les masses effectives des quarks confinés sont acquises à cause de l'interaction forte conduisant au confinement, la symétrie chirale de QCD est brisée.

Les calculs de la QCD sur réseau, montrent que le déconfinement est accompagné d'une restauration de la symétrie chirale et donc de la perte de cette masse additionnelle. En effet, lors de la transition de phase vers un PQG, la valeur du condensat de quarks tend vers zéro.

Ce phénomène peut être étudié expérimentalement par l'intermédiaire des mésons de basse masse tels que le  $\rho$  et le  $\omega$ . En effet, les prédictions théoriques suggèrent deux scénarios : un élargissement ou un décalage de la masse de ces mésons. La figure I.25 présente la masse de ces résonances mesurée en collisions In-In à 158 GeV/nucléon dans l'expérience NA60 [44, 45]. Ces résultats expérimentaux montrent un élargissement de la masse du méson  $\rho$ .

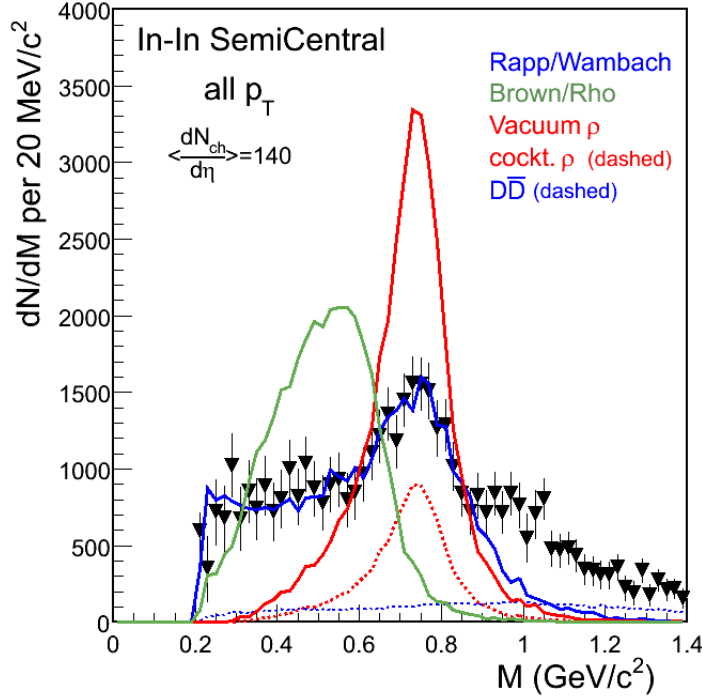


FIG. 1.25: Masse invariante du méson  $\rho$  mesurée par la collaboration NA60. Les données expérimentales sont comparées avec les différents modèles théoriques tenant compte de la restauration de la symétrie chirale [44].

### I.5.2.2 La perte d'énergie des partons dans un milieu dense

Il a été prédit [46] que la formation d'un milieu déconfiné (le PQG) en laboratoire devrait avoir une conséquence importante sur la cinématique des hadrons produits. L'idée de Bjorken a été reprise et améliorée dans les différents modèles [47, 48, 49, 50, 51, 52]. Les partons de haut  $p_T$  émis aux premiers instants de la collision vont perdre leur énergie lors de la propagation dans un milieu très dense de quarks et de gluons. Les différentes sources de perte d'énergie sont : la diffusion élastique avec les partons du milieu, le gluonsstrahlung (l'équivalent en QCD du bremsstrahlung de QED [53, 54]). Cette perte d'énergie entraîne une réduction de l'impulsion transverse des hadrons issus de la fragmentation des partons. Considérons un parton sans masse produit avec une impulsion transverse  $p_T$ . Une fois le milieu traversé, ce parton aura une impulsion transverse  $p'_T$  qui s'écrit :

$$p'_T = p_T - \frac{dE}{dx} L \quad (\text{I.40})$$

où  $\frac{dE}{dx} \simeq \alpha_s^2 \sqrt{\varepsilon}$  représente l'énergie perdue par unité de longueur du parton,  $L$  est la longueur que parcourt le parton dans le milieu et  $\varepsilon$  est la densité d'énergie du milieu.

Ensuite, ces partons fragmentent en hadrons qui auront une impulsion transverse réduite. Ce phénomène devrait se traduire par la suppression des taux de production des hadrons de haut  $p_T$  dans les collisions noyau-noyau par rapport aux taux des hadrons de haut  $p_T$  dans les collisions proton-proton. Pour observer ce comportement, il est utile de définir le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}(p_T, b)$ . Il est défini comme le rapport des distributions en  $p_T$  des collisions A-A et p-p à une même énergie et normalisé au nombre de collisions binaires  $N_{coll}$  estimé en utilisant le modèle de Glauber :

$$R_{AA}(p_T, b) = \frac{d^2 N_{AA} / d^2 p_T dy}{N_{coll} d^2 N_{pp} / d^2 p_T dy} \quad (\text{I.41})$$

Ce rapport est égal à 1 en l'absence d'effets nucléaires c'est-à-dire qu'une collision noyau-noyau est une superposition indépendante de  $N_{coll}$  collisions proton-proton. Autrement dit, les produits des réactions noyau-noyau n'ont pas été modifiés par les effets nucléaires des noyaux ou par une éventuelle formation du PQG. Les collisions d-Au permettent de mettre en évidence les effets nucléaires dans l'état initial de la collision tandis que les collisions Au-Au subissent en plus les effets de l'état final.

Ce rapport a été mesuré par les quatre expériences au RHIC. Quelques résultats obtenus par l'expérience STAR (PHENIX) sont présentés sur les figures I.26 (I.27). La figure I.26 montre les facteurs de modification nucléaire pour les hadrons chargés mesurés en collisions d-Au et Au-Au (centrales). Nous observons clairement dans le cas des collisions Au-Au une diminution du rapport au delà de  $p_T \sim 2,5$  GeV/c. La suppression dans les collisions Au-Au centrales par rapport aux collisions d-Au est de l'ordre de 5 fois plus grande pour les impulsions transverses allant de 5 GeV/c à 10 GeV/c. Dans le cas de collisions d-Au, la densité d'énergie atteinte n'est pas suffisante pour permettre la création du PQG et donc aucune suppression de hadrons de haut  $p_T$  due à la perte d'énergie des partons dans le PQG ne devrait être observée. Nous pouvons conclure que cette suppression dans les collisions Au-Au doit être un effet dans l'état final car elle n'est pas observée dans les collisions d-Au.

La figure I.27 représente le facteur de modification nucléaire des pions neutres, des mé-

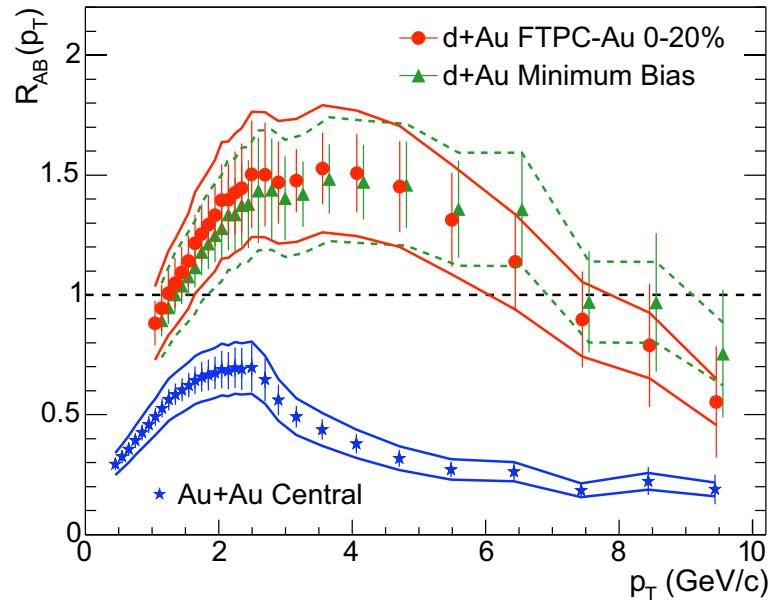


FIG. I.26: Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres et les hadrons chargés dans les collisions d-Au et Au-Au centrales pour  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV mesuré par l'expérience STAR au RHIC [55].

sons  $\eta$  et des photons directs pour les collisions Au-Au centrales. Nous notons que les photons directs ne sont pas supprimés car ils sont neutres de couleur et donc peu affectés par la phase partonique. Les mésons  $\pi^0$  et  $\eta$  sont supprimés dans la région de haut  $p_T$ . Une suppression d'un facteur 5 est également retrouvée par rapport aux collisions d-Au. Le comportement reste constant pour les  $p_T$  compris entre 4 GeV/c et 20 GeV/c. Cette observation permet la conclusion que la suppression se passe au niveau partonique et par conséquent est indépendante de la masse du hadron. La figure I.27 montre une prédiction théorique du rapport  $R_{AA}$  des pions neutres. Dans ce modèle théorique [56] les partons perdent leur énergie dans le milieu dense par la radiation de gluons. Avec une densité de gluons  $dN_g/dy$  de 1100, ce modèle reproduit les données expérimentales. À partir de l'ampleur de la suppression du rapport  $R_{AA}$ , il est possible de faire une estimation de la perte



d'énergie des partons dans le milieu ainsi que de la densité d'énergie initiale du milieu. Ce dernier modèle conduit à une valeur de la densité d'énergie initiale de  $15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  dans les collisions centrales Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [56].

Les effets de la perte d'énergie des partons de hauts  $p_T$  dans un milieu dense peuvent

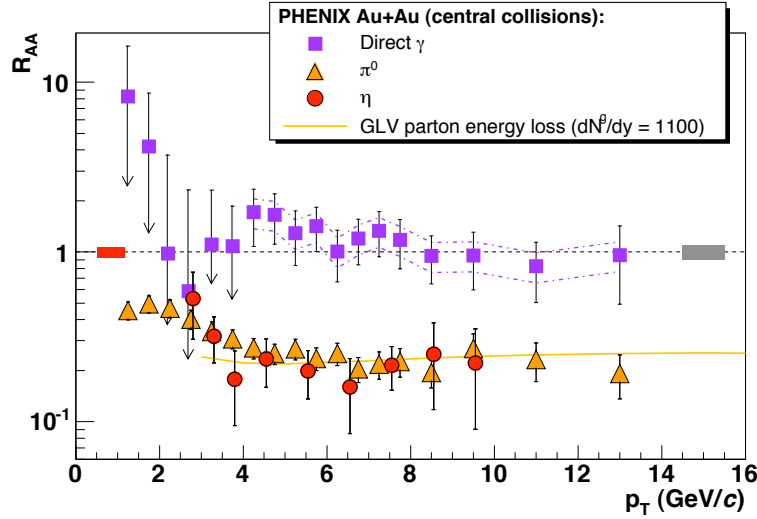


FIG. I.27: Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres, les  $\eta$  et les photons directs dans les collisions Au-Au centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  mesuré par l'expérience PHENIX au RHIC. La courbe correspond à un modèle théorique basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy, Levai, Vitev) [56] [57].

aussi être mis en évidence en étudiant la corrélation azimutale des hadrons de haut  $p_T$ . Les partons de haut  $p_T$  sont produits par paire aux tous premiers instants de la collision par des processus durs. Ces partons interagissent et se fragmentent en hadrons pour produire deux jets dos à dos, avec  $p_T^1 = p_T^2$ . En présence du milieu dense, les partons de haut  $p_T$  interagissent avec ce milieu et donc perdent une partie de leur impulsion transverse en modifiant la topologie et la cinématique des jets. Ces prédictions ont été testées auprès de l'expérience STAR et un des résultats est représenté sur la figure I.28. Cette figure montre la distribution azimutale des hadrons de  $p_T > 2 \text{ GeV}/c$  par rapport à un hadron déclencheur de  $4 \text{ GeV}/c < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ . Le pic à  $\Delta\phi \sim 0$  correspond aux hadrons déclencheurs associés au premier parton. Ce pic est observé dans les collisions p-p, d-Au et Au-Au. Le deuxième pic à  $\Delta\phi \sim 180^\circ$  correspond aux particules corrélées émises dans la direction opposée et donc provenant du deuxième parton. L'observation de ce pic dans les collisions p-p et d-Au indique les corrélations dos à dos caractéristiques de deux jets de haut  $p_T$  produits dos à dos lors de la collision. En revanche, dans les collisions Au-Au centrales cette corrélation a disparu. Cette observation peut être expliquée en admettant qu'un des partons s'échappe du milieu dense en ayant perdu peu d'énergie alors que l'autre perd énormément d'énergie lors de sa traversée du PQG conduisant à une suppression de la production de hadrons de haut  $p_T$ . Cela se traduit par l'absence de particules de haut  $p_T$  autour de  $\Delta\phi \sim 180^\circ$ .

Les performances des détecteurs du LHC permettront l'étude du  $R_{AA}$  et des jets énergétiques [58] jusqu'à des valeurs de  $p_T$  de  $100 \text{ GeV}/c$  ainsi que la perte d'énergie des quarks lourds (charme et beauté) dans le milieu qui seront produits en abondance [59, 60].

### I.5.2.3 Le $J/\psi$ comme sonde du milieu

Le théorème de factorisation permet d'écrire le processus de la formation d'une paire  $c\bar{c}$  à partir de deux partons appartenant respectivement à chaque nucléon de la collision en trois étapes :

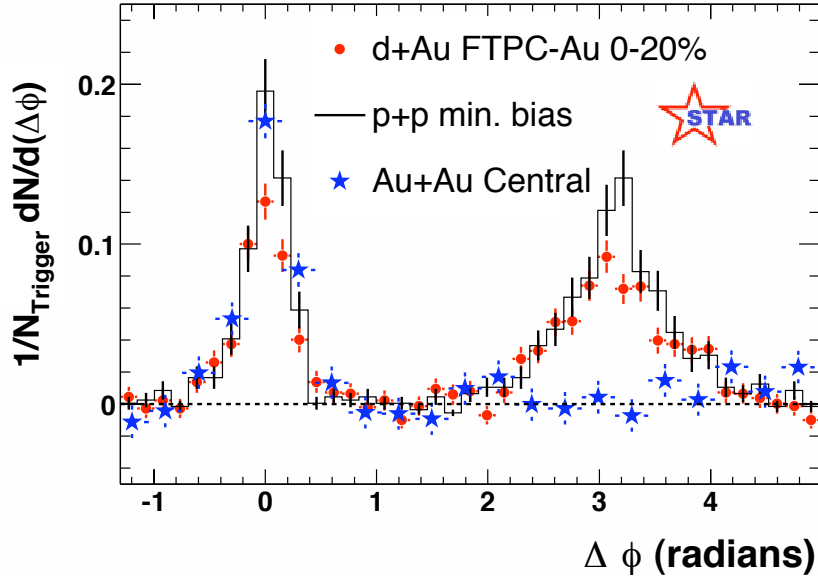


FIG. I.28: Corrélation azimutale des hadrons de haut  $p_T$  mesurée par l'expérience STAR au RHIC dans les collisions p-p (ligne continue), centrales d-Au (ronds) et centrales Au-Au (étoiles) [55].

- l'état initial de la collision précisant la composition partonique d'un nucléon avant la collision est une étape non-perturbative ;
- la création d'une paire  $c\bar{c}$  qui est un processus perturbatif ;
- la formation d'un état lié à partir d'une paire  $c\bar{c}$  qui est de nouveau une étape non-perturbative.

### I.5.2.3.1 la production des quarks lourds

Une paire quark-antiquark lourds  $Q\bar{Q}$  ( $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ ) est produite essentiellement lors de l'interaction dure entre deux partons. Pour créer une paire  $Q\bar{Q}$ , l'énergie du processus doit être suffisamment grande, c'est-à-dire plus grande que la masse d'une paire  $Q\bar{Q}$  : c'est l'effet de seuil. Par conséquent, l'énergie transférée lors du processus est grande par rapport à la valeur de  $\Lambda_{QCD}$  ( $Q > 2m_Q \gg \Lambda_{QCD}$ ) et donc ce processus peut être décrit dans le cadre de la QCD perturbative. Dans le domaine d'énergie où la paire  $c\bar{c}$  ( $b\bar{b}$ ) est créée, la constante de couplage est faible,  $\alpha_s < 0,5$  (0,2) donc la section efficace de production des paires  $Q\bar{Q}$  peut être calculée en faisant le développement perturbatif aux deux premiers ordres en  $\alpha_s$  (LO et NLO). Les diagrammes de Feynman au LO qui contribuent à la production d'une paire  $Q\bar{Q}$  sont la fusion de gluons ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ) et l'annihilation  $q\bar{q}$  ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ) où q représente un quark léger (u, d). À l'ordre NLO, les diagrammes de Feynman qui doivent être pris en compte sont : l'émission d'un gluon dans l'état final, la brisure d'un gluon (*gluon splitting*) et l'excitation de saveur.

Le temps de formation  $\tau_{formation}$  d'une paire de quarks est inversement proportionnel à sa masse  $m_{Q\bar{Q}}$  :

$$\tau_{formation} \sim 1/m_{Q\bar{Q}} \quad (\text{I.42})$$

Ce temps pour une paire  $c\bar{c}$  ( $b\bar{b}$ ) est de l'ordre de 0,1 fm/c (0,02 fm/c). Nous notons que ces paires sont produites aux premiers instants de la collision, avant éventuelle formation du PQG. Par conséquent, ces paires vont interagir avec le milieu coloré produit en gardant l'historique complet de l'évolution de la collision et constituent donc une bonne sonde pour l'étudier.

### I.5.2.3.2 la formation des quarkonia

Après la création de la paire de quarks  $c\bar{c}$ , un état lié peut être formé par coalescence. Le mécanisme de coalescence va dépendre de l'état dans lequel se trouve la paire après sa formation. Si la paire  $Q\bar{Q}$  est dans un état coloré, cette charge de couleur doit être neutralisée afin d'obtenir un quarkonium neutre de couleur. La neutralisation de la couleur nécessite une évolution de la paire sur une longue échelle de temps (comparée à celle nécessaire pour créer la paire) impliquant des processus non-perturbatifs d'émission d'un ou plusieurs gluons peu énergétiques (gluons mous). Plusieurs modèles de coalescence ont été proposés depuis la découverte du  $J/\psi$  en 1974, citons : le modèle d'évaporation de couleur (CEM : *Color Evaporation Model*), le modèle du singlet de couleur (CSM : *Color Singlet Model*) et le modèle de l'octet de couleur (COM : *Color Octet Model*).

#### le modèle d'évaporation de couleur

Le modèle d'évaporation de couleur proposé par H. Fritzsche [61, 62, 63] est le premier modèle décrivant la production de quarkonia. Ce modèle ne spécifie pas les nombres quantiques des quarks ni les états de transition de couleur. La pré-résonance peut être un singlet ou un octet de couleur, sans que le CEM précise la fraction de paires  $c\bar{c}$  créées dans l'un ou l'autre état. Dans le cas d'un octet, la neutralisation de la couleur de la paire  $Q\bar{Q}$  est réalisée via son interaction avec le champ de couleur induit par la collision, c'est-à-dire par l'absorption ou l'émission des gluons. La section efficace de production d'un état lié s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma_{onium} = f_i \int_{2m_Q}^{2m_h} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm} dm \quad (\text{I.43})$$

Les bornes d'intégration sont comprises entre le seuil de production d'une paire quark-antiquark lourds ( $2m_Q$ ) et le seuil d'une paire de hadrons charmés ou beaux (respectivement pour les quarks c et b). Le paramètre  $f_i$  est fixé pour chaque état d'onium par les données expérimentales (tableau I.5).

état lié	$J/\psi$	$\chi_c$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$f_i$	0,025	0,01	0,0035	0,046	0,024	0,0078

TAB. I.5: Paramètre du modèle d'évaporation du couleur pour des résonances de la famille du  $J/\psi$  et du  $\Upsilon$  fixé par les données expérimentales [62].

#### le modèle de singlet de couleur

Dans ce modèle [64, 63] la paire quark-antiquark est toujours produite dans un état singlet de couleur. L'hypothèse de base de ce modèle est que les nombres quantiques (spin, couleur) d'un état lié sont fixés lors de la création de la paire  $Q\bar{Q}$ . Cela veut dire que le mécanisme de coalescence n'affecte pas les nombres quantiques. Cette transition se fait par l'émission d'au moins un gluon mou et donc doit être décrite de manière non-perturbative. Ce modèle suppose que le quark et l'antiquark sont au repos dans le référentiel du centre de masse du quarkonium car l'impulsion des quarks constituant l'état lié est négligeable devant sa masse élevée. Dans cette approximation statique, la section efficace de production des différents quarkonia d'une même famille s'écrit :

$$\sigma_{[2s+1L_J]} = \sum P_L \sigma_{Q\bar{Q}}[2s+1L_J] \quad (\text{I.44})$$

Nous retrouvons dans cette formule la factorisation de la section efficace en un terme non perturbatif  $P_L$  et un terme calculable de manière perturbative  $\sigma_{Q\bar{Q}}$ . Le facteur  $P_L$  traduit la probabilité qu'une paire  $Q\bar{Q}$  évolue en quarkonia et est donnée par une fonction d'onde de Schrödinger soit calculée par la QCD sur réseau, soit ajustée sur les données expérimentales. La quantité  $\sigma_{Q\bar{Q}}$  est évaluée en calculant l'amplitude des processus dominants c'est-à-dire de la fusion de gluons dans le cas du LHC.

### le modèle de l'octet de couleur

Le modèle COM [65, 66, 67], basé sur la QCD non-relativiste (NRQCD : *Non Relativistic QCD*), suppose la production d'une paire  $Q\bar{Q}$  dans un état octet de couleur et prend en compte la vitesse de chaque quark constituant le charmonium. Dans cette approche la formation d'un quarkonia est décomposée en trois étapes illustrées sur la figure I.29 :

- la création d'un état  $c\bar{c}$  dans un état octet de couleur notée  $(c\bar{c})_8$  par la fusion de deux gluons ;
- l'absorption par l'état  $(c\bar{c})_8$  d'un ou plusieurs gluons du milieu jusqu'à obtenir un état pré-résonant singlet de couleur  $(c\bar{c}g)_1$  ;
- la neutralisation de la couleur par émission d'un gluon et la formation d'un état singlet de couleur  $(c\bar{c})_1$  c'est-à-dire le quarkonia.

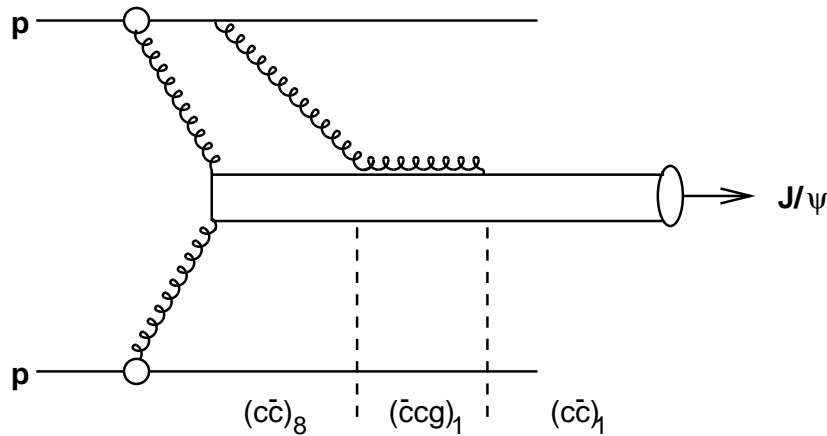


FIG. I.29: Diagramme de production d'un  $J/\psi$  dans le modèle de l'octet de couleur [65].

La confrontation des modèles aux données expérimentales du Tevatron [68, 69] a été un test crucial pour vérifier la validité de ces différents modèles. La figure I.30 montre les mesures de la production du  $J/\psi$  jusqu'à de très hautes valeurs de l'impulsion transverse  $p_T$  dans l'expérience CDF. Nous remarquons que les prédictions du CSM sous estiment la production du  $J/\psi$  par rapport à la valeur mesurée. En revanche, le modèle COM semble décrire correctement les données de la production du  $J/\psi$  en fonction du moment transverse  $p_T$ .

#### I.5.2.3.3 le mécanisme de suppression des quarkonia

##### la suppression normale : l'absorption nucléaire

L'expérience NA38 auprès du SPS au CERN, a observé une diminution du taux de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-noyau par rapport aux collisions proton-proton (figure I.31). La densité d'énergie atteinte dans les collisions proton-noyau n'est pas suffisante pour permettre la création du plasma de quarks et de gluons. **Comment expliquer cette suppression inattendue du  $J/\psi$  en absence du PQG ?** Pour interpréter ces résultats expérimentaux, un mécanisme d'absorption nucléaire du  $J/\psi$  a été envisagé. Une fois produite aux tout premiers instants de la collision, la pré-résonance  $c\bar{c}$  peut interagir avec le milieu nucléaire traversé puis être absorbée. Ce mécanisme peut être paramétrisé par une

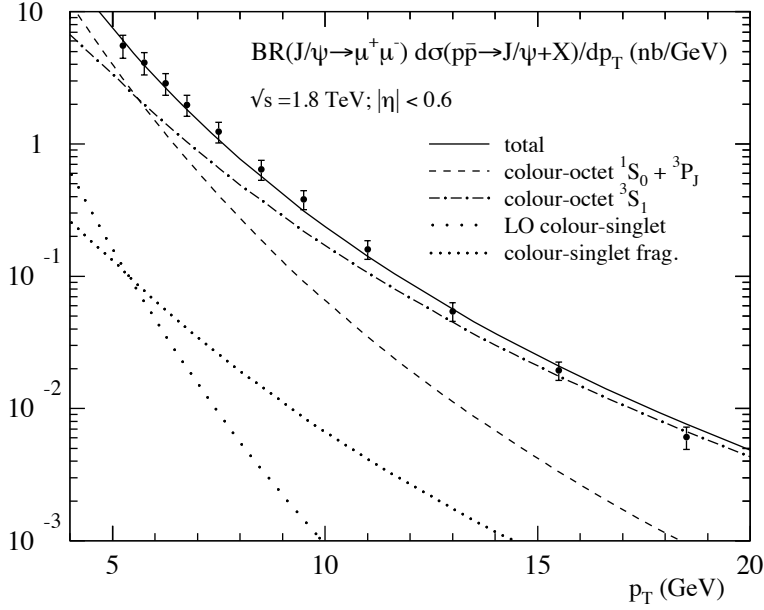


FIG. I.30: Production du  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse mesurée au Tevatron et comparée à différents modèles théoriques [69].

section efficace  $\sigma^{abs}$  d'interaction inélastique de la paire  $c\bar{c}$  avec la matière nucléaire appelée la section efficace d'absorption nucléaire. La probabilité de survie d'une paire  $c\bar{c}$  s'écrit :

$$S \sim \exp(\rho_0 \sigma^{abs} L) \quad (I.45)$$

où  $\rho_0$  est la densité nucléaire normale du noyau et  $L$  est la longueur de la matière traversée par la pré-résonance.

Le taux de production du  $J/\psi$  normalisé au processus Drell-Yan doit donc suivre un comportement exponentiel en fonction de la longueur  $L$  de la matière traversée. Les résultats obtenus dans les diverses expériences du SPS sont en accord avec cette prédiction. Au SPS, des études systématiques ont été menées pour évaluer cette section efficace en utilisant différents systèmes p-A pour une énergie du faisceau de 400 et 450 GeV. L'utilisation des différents noyaux permet de faire naturellement varier la longueur de la matière traversée par la pré-résonance. Nous notons sur la figure I.31 que les collisions de noyaux légers comme l'oxygène et le soufre, sur une cible d'uranium, sont tout à fait compatibles avec le modèle d'absorption. La valeur extraite de la section efficace d'absorption nucléaire du  $J/\psi$  est de  $4,18 \pm 0,35$  mb [70].

### la suppression anormale : le modèle hadronique de co-voyageurs

Sur la figure I.32 est représenté le taux de production du  $J/\psi$  mesuré normalisé au taux de production attendu dans le cas de la suppression normale. La production attendue prend en compte l'effet de l'absorption nucléaire. Cette quantité est exprimée en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  donc directement liée à la densité d'énergie atteinte dans la collision. Dans le cas des collisions noyau-noyau les plus périphériques ( $N_{part}$  et  $\varepsilon$  petits), la suppression du  $J/\psi$  reste normale. Lorsque la collision Pb-Pb est semi-centrale ( $N_{part} \sim 120$ ) nous observons une suppression anormale du  $J/\psi$  de l'ordre de 20%. Nous notons également, dans les collisions centrales Pb-Pb, une suppression encore plus importante, de l'ordre de 40%. Cela veut dire que l'absorption nucléaire n'est pas le seul proces-

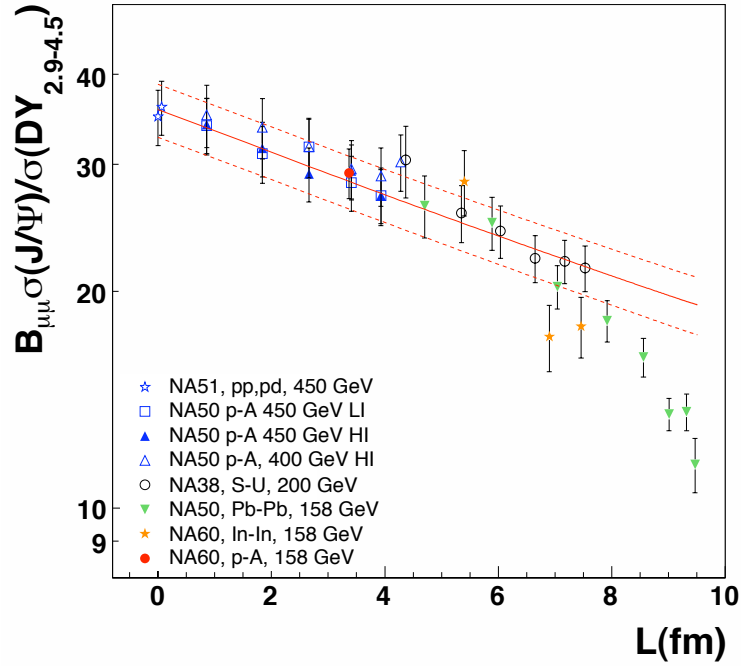


FIG. I.31: Suppression normale et anormale du  $J/\psi$  en fonction de la longueur de la matière traversée [71]. Les courbes ont été normalisées aux résultats obtenus à 158 GeV/nucléon.

sus intervenant dans la suppression du  $J/\psi$ . La densité d'énergie atteinte dans les collisions centrales Pb-Pb est estimée à environ 2 - 4  $\text{GeV}/\text{fm}^3$  et donc nettement supérieure à la densité d'énergie critique  $\varepsilon_c$  prédite par la QCD sur réseau.

Cette suppression anormale peut être reproduite par de nombreux modèles, citons par exemple le modèle de co-voyageurs. Le modèle de co-voyageurs [73] est une description

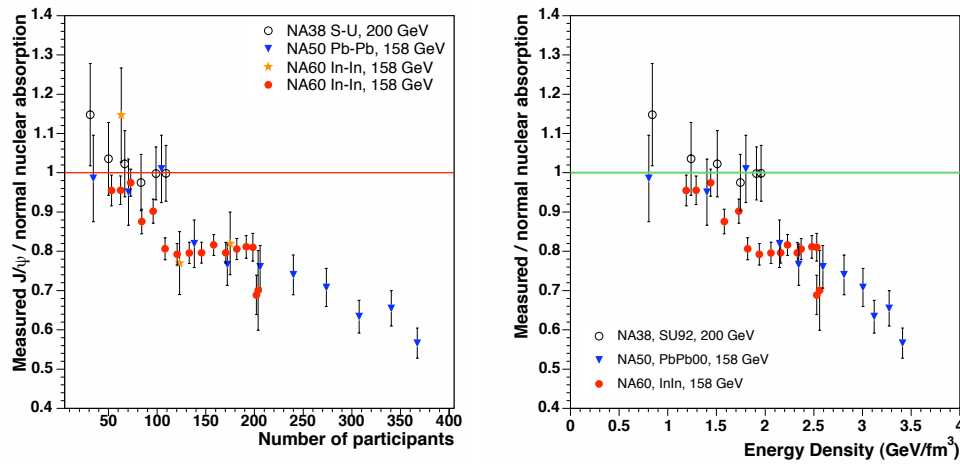


FIG. I.32: Taux de production du  $J/\psi$  mesuré et normalisé par la suppression normale en fonction de nombre de participants (à gauche) et en fonction de la densité d'énergie (à droite) [72].

purement hadronique, sans création du PQG. Le  $J/\psi$  produit au moment de la collision est

noyé dans un milieu rempli d'hadrons qui se meuvent à la même vitesse relative que la résonance, ils sont appelés les co-voyageurs. Par leur proximité, les co-voyageurs peuvent interagir via des collisions inélastiques avec le quarkonia en conduisant à sa dissociation. Le quarkonia est détruit pour être transformé en une paire de hadrons charmés ( $D\bar{D}$ ) via une réaction  $c\bar{c} + h \rightarrow D + \bar{D} + X$ . Le taux de survie dans un milieu dense en hadrons est donné par [72] :

$$S_i = \exp\{-\sigma_{co}n\tau_0 \ln [n/n_f]\} \quad (\text{I.46})$$

où  $\sigma_{co}$  est la section efficace d'interaction du  $J/\psi$  avec le co-voyageur,  $n$  la densité du milieu formé après un temps  $\tau_0$  et  $n_f$  la densité du milieu lors du freeze-out. Ce modèle reproduit convenablement la suppression anormale obtenue en collision Pb-Pb auprès du SPS avec  $\sigma_{co} = 0,65$  mb. Cependant, il ne permet pas d'expliquer l'évolution de la suppression du  $J/\psi$  en fonction de la rapidité au RHIC (figure I.33). En effet, l'expérience PHENIX a mesuré une suppression différente à rapidité centrale et à rapidité à l'avant. La figure I.33 montre que pour un nombre de participants supérieur à 100, la suppression à rapidité sur l'avant représente 60% de celle observée à rapidité centrale. Or, la suppression attendue

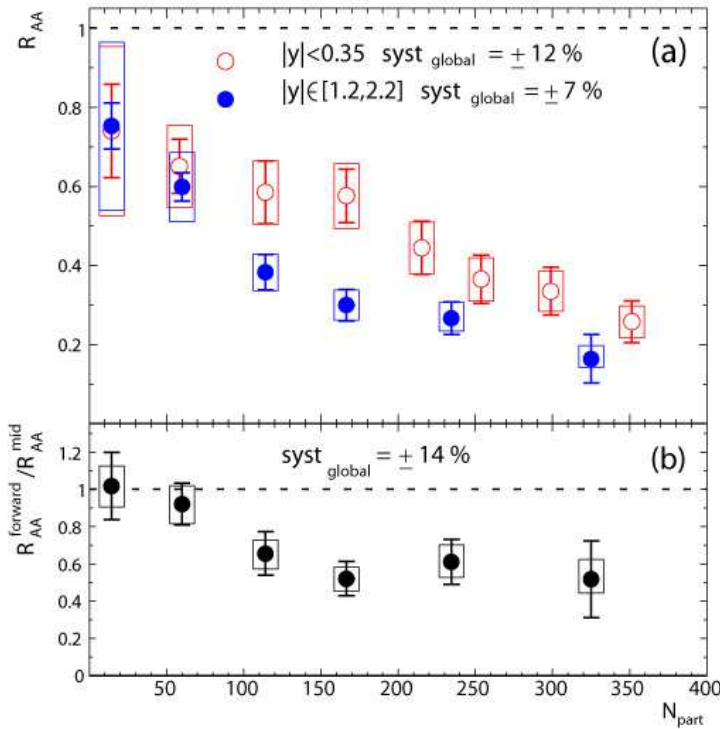


FIG. I.33: Suppression du  $J/\psi$  en fonction du nombre de nucléons participants mesurée à rapidité centrale et à l'avant par l'expérience PHENIX (en haut). Le rapport entre la suppression à rapidité à l'avant et à rapidité centrale est aussi donné [74].

par le modèle des co-voyageurs devrait être plus importante à rapidité centrale puisqu'elle est proportionnelle à la densité de hadrons.

### La suppression anormale : l'écrantage de couleur dans le PQG

La suppression, dans le PQG, des résonances de quarks lourds et en particulier du  $J/\psi$  constitue une forte preuve du passage par une phase déconfinée. Cette signature proposée en 1986 par Matsui et Satz [75] est basée sur le phénomène d'écrantage de couleur dans un milieu déconfiné. Dans cette approche, la liaison entre les deux quarks de la paire  $q\bar{q}$  ne devrait pas survivre lorsque le rayon de Debye est plus petit que la taille de la résonance. En effet, à partir d'une température caractéristique de l'état lié considéré, appelée la température de dissociation  $T_d$ , l'état lié ne peut plus se former. Dans un milieu partonique comme

le PQG, la densité des charges de couleur est très élevée. Le potentiel d'interaction entre les quarks composants la résonance est écranté par la présence de ces charges. Cet écrantage empêche la formation des états liés, les quarks de la paire tendent à se recombiner avec les quarks du milieu (u, d) pour former les mésons et les baryons charmés et beaux.

La QCD sur réseau, permet de calculer le potentiel d'interaction à une température fixée et ensuite d'estimer la température de dissociation  $T_d$ . Les différents états résonants ayant des dimensions différentes sont alors dissociés à des températures différentes. Les valeurs des températures de dissociation obtenues à partir de calculs récents de la LQCD pour les résonances de la famille des  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  sont données dans le tableau I.6. Si les collisions

État lié	$J/\psi$	$\chi_c$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
Masse (GeV)	3,097	3,525	3,686	9,46	10,02	10,35
Dimension (fm)	0,50	0,72	0,90	0,28	0,56	0,78
$T_d/T_c$	2,10	1,16	1,12	>4,0	1,60	1,17

TAB. I.6: Caractéristiques des résonances de la famille du  $J/\psi$  et du  $\Upsilon$  et température de dissociation normalisée à la température critique de transition de phase.

d'ions lourds conduisent à la formation d'un PQG, une suppression séquentielle des différentes résonances devrait être observée en fonction de la température  $T$  ou de la densité d'énergie  $\varepsilon$ . La figure I.34 montre l'évolution des états de charmonium en fonction de la température. Pour une température croissante, l'ordre de cette suppression serait théoriquement :  $\psi'$ ,  $\chi_c$ ,  $\Upsilon''$ ,  $\Upsilon'$ ,  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ . **Pourquoi malgré des densités d'énergies plus grandes, la suppression du  $J/\psi$  observée au RHIC est du même ordre de grandeur que celle obtenue au SPS ?** Les températures de dissociation des résonances  $\psi'$  et  $\chi_c$  sont de l'ordre de

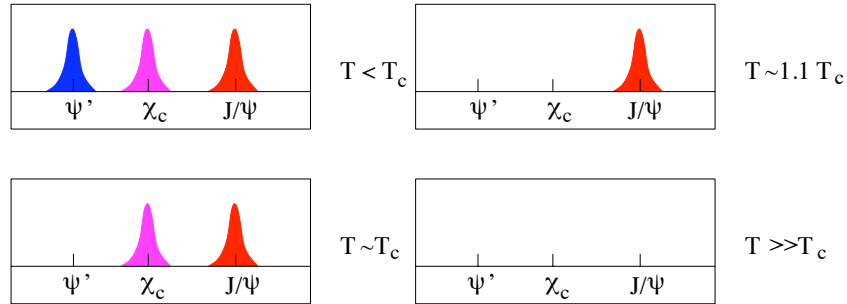


FIG. I.34: Dissociation des résonances de la famille de  $J/\psi$  en fonction de la température [72]

$T_c$ , ce qui correspond à une densité d'énergie autour de  $\varepsilon \sim 2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Le  $J/\psi$  devrait être dissocié pour une température de l'ordre de  $2T_c$  et donc pour une densité d'énergie supérieure à  $25 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Les densités d'énergie atteintes au SPS et au RHIC sont respectivement de l'ordre de  $\varepsilon \sim 2 - 4 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  et de  $\sim 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  alors nettement inférieures au seuil de dissociation du  $J/\psi$ . Cela permet la conclusion qu'au SPS et au RHIC la suppression partielle du  $J/\psi$  de l'ordre de 40% devrait être observée au voisinage de  $T_c$  car 40% des états  $J/\psi$  proviennent de la désintégration du  $\chi_c$  (30%) et du  $\psi'$  (10%). Les résultats des taux de production du  $J/\psi$  obtenues au SPS et au RHIC sont encore sujet à controverse. Récemment, H.Satz a regroupé les mesures du SPS et du RHIC et ceci est résumé sur la figure I.35. La probabilité de survie présentée sur cette figure est définie comme le rapport des taux de production du  $J/\psi$  mesurés sur les taux de production attendus en prenant en compte l'absorption nucléaire normale. Nous notons que la suppression apparaît pour une densité d'énergie d'environ  $1,5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  et se stabilise à  $\sim 40\%$  à partir d'une densité de l'ordre de  $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Sachant que 40% des  $J/\psi$  sont issus de la désintégration du  $\chi_c$  et du  $\psi'$ , H.Satz interprète ce résultat comme une suppression partielle du  $J/\psi$  à cause de la suppression totale du  $\chi_c$  et  $\psi'$ . Finalement, la probabilité de survie du  $J/\psi$  dans le milieu



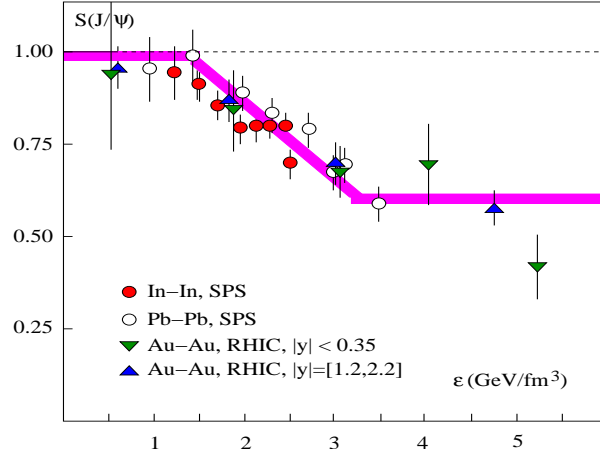


FIG. I.35: Suppression séquentielle des résonances de la famille du  $J/\psi$ . Les spectres indiquent les probabilités de survie des états liés en fonction de la densité d'énergie [76].

peut être illustrée par la formule suivante :

$$S(J/\psi) = 0,6S_{J/\psi} + 0,4S_{\psi',\chi_c} \quad (\text{I.47})$$

où  $S_{J/\psi}$  est la probabilité de survie pour le  $J/\psi$  et  $S_{\psi',\chi_c}$  est la probabilité de survie pour le  $\psi'$  et  $\chi_c$ .

Au LHC, la densité d'énergie atteinte sera suffisante pour faire fondre le  $J/\psi$  de manière directe. Cependant, même si le  $J/\psi$  est supprimé totalement par écrantage de couleur, il ne devrait être que partiellement supprimé car d'autres sources de  $J/\psi$  deviennent non négligeables au LHC. En effet, une fraction importante ( $\sim 40\%$ ) de  $J/\psi$  provient de la désintégration des hadrons beaux. L'ensemble des mesures au LHC avec une statistique plus importante qu'au RHIC permettra une meilleure compréhension du ou des mécanismes de suppression des quarkonia dans les collisions d'ions lourds.

#### I.5.2.3.4 le mécanisme de recombinaison des quarkonia

Les modèles discutés jusqu'ici sont basés sur l'idée que le charme est produit uniquement aux premiers instants de la collision (à cause de sa masse élevée). Par conséquent lors de l'expansion du milieu, la densité d'énergie n'est pas suffisante pour permettre la production du charme. Cette hypothèse conduit à une conclusion que le nombre de  $J/\psi$  initial ne peut donc que décroître lors de l'évolution du milieu. Le nombre de paires  $c\bar{c}$  produit au RHIC est élevé, de l'ordre de 10 pour les collisions Au-Au centrales. Au LHC cette production sera très importante, 130 paires  $c\bar{c}$  sont attendues dans les collisions centrales Pb-Pb [77]. Ce constat, associé au fait que les quarks lourds peuvent se mouvoir librement dans le milieu déconfiné, conduit à un nouveau mécanisme de production du  $J/\psi$  : la recombinaison des quarks  $c$  et  $\bar{c}$ .

La figure I.36 illustre la probabilité de survie du  $J/\psi$  attendue au LHC en considérant soit un scénario de suppression séquentielle ou soit un scénario d'augmentation par recombinaison. Le nombre de paires  $c\bar{c}$  initiales disponibles est plus important à mi-rapidité qu'à rapidité avant et donc le nombre de  $J/\psi$  issus de la recombinaison serait plus important à mi-rapidité. Le LHC devrait être capable de clarifier notre compréhension de la production et de la suppression des quarkonia.

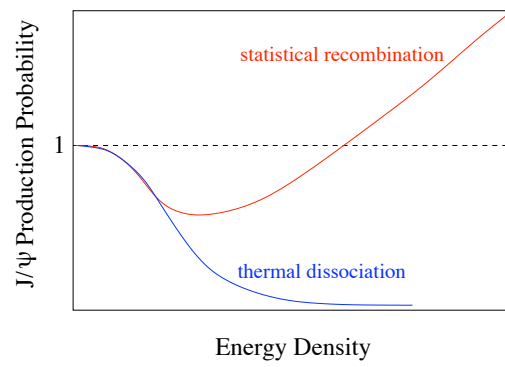


FIG. I.36: Probabilité de survie du  $J/\psi$  extrapolée au LHC pour deux scénarii : augmentation par recombinaison (en rouge) et suppression séquentielle (en bleu) [72].



---

## Bibliographie

---

- [1] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk. Particle dark matter : evidence, candidates and constraints. *Phys. Rep.* 405, 279, 2004.
- [2] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. An introduction to quantum field theory. *Westview Press*, 1995.
- [3] W. Greiner and A. Schafer. Quantum Chromodynamics. *Springer*, 1995.
- [4] S. Weinberg. The Quantum Theory of Fields. *Cambridge University Press*, 1995.
- [5] J. Zinn-Justin. Quantum Field Theory and Critical Phenomena. *Oxford University Press*, 2002.
- [6] O. W. Greenberg. Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13, 598, 1964.
- [7] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet behaviour of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.* 30, 1343, 1973.
- [8] D. J. Gross and F. Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. *Phys. Rev. D* 8, 3633, 1973.
- [9] H. D. Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions ? *Phys. Rev. Lett.* 30, 1346, 1973.
- [10] S. Bethke.  $\alpha_s$  at Zinnowitz 2004. *arXiv :hep-ex/0407021v1*, 2004.
- [11] C. Glasman. Summary of  $\alpha_s$  determinations at ZEUS. *arXiv :0708.0796v1*, 2007.
- [12] S. Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *arXiv :hep-ex/0606035v2*, 2008.
- [13] F. Gelis. Les notes de cours DEA CPM. *Orsay*, 2007.
- [14] A. Chodos et al. New extended model of hadrons. *Phys. Rev. D* 9, 3471, 1974.
- [15] M. A. Shifman. Sum-rule approach to heavy quark spectroscopy. *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science*, 33, 199-233, 1983.
- [16] W. Weise. Nuclear aspects of chiral symmetry. *Nucl. Phys.* A553, 59c, 1993.
- [17] R. Gupta. Introduction to lattice QCD. *arXiv :hep-lat/9807028v1*, 1998.
- [18] F. Karsch and E. Laermann. Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD. *arXiv :hep-lat/0305025*, 2003.
- [19] S. D. Katz. Equation of state from lattice QCD. *arXiv :hep-ph/0511166v1*, 2005.
- [20] J. Stachel, P. Braun-Munzinger, and K. Redlich. Particle Production in Heavy Ion Collisions. *arXiv :nucl-th/0304013v1*, 2003.
- [21] S. D. Katz and Z. Fodor. Critical point of QCD at finite T and  $\mu$ , lattice results for physical quark masses. *JHEP* 0404, 050 ; *arXiv :hep-lat/0402006v1*, 2004.
- [22] ALICE Collaboration. Physics Performance Report of ALICE (Vol. I). *J. of Physics G : Nucl. Part. Phys.* 30, 1517, 2004.

- [23] H. Satz. Colour Deconfinement in Nuclear Collisions. *Rept.Prog.Phys.* 63, 1511, 2000.
- [24] U. Heinz and M. Jacob. Evidence for a New State of Matter : An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Programme. *arXiv : nucl-th/0002042*, 2000.
- [25] Press Office. CERN. <http://info.web.cern.ch/Press/PressReleases/Releases2000/PR01>, 2000.
- [26] D. d'Enterria. Quark-Gluon Matter. *arXiv :nucl-ex/0611012v2*, 2006.
- [27] W. DeJager, H. DeVries, and C. DeVries. *At. Data Nucl. Data Tables* 14, 479, 1974.
- [28] K. J. Eskola, K. Kajantie, and J. Lindfors. Quark and gluon production in high-energy nucleus-nucleus collisions. *Nucl. Phys. B* 323, 37, 1989.
- [29] R. Nouicer. Similarity of Initial States in A+A and p+p Collisions in Constituent Quarks Framework. *arXiv :nucl-ex/0512044v1*, 2005.
- [30] E802 Collaboration : L. AHLE et al. Proton and deuteron production in Au+Au reactions at 11.6A GeV/c. *Phys. Rev. C* 60, 064901 ; *Phys. Rev. C* 60, 044904, 1999.
- [31] E877 Collaboration : J. Barrette et al. Proton and pion production in Au+Au collisions at 10.8A GeV/c. *Phys. Rev. C* 62, 024901., 2000.
- [32] PHOBOS Collaboration : B. B. BACK et al. Baryon Rapidity Loss in Relativistic Au+Au Collisions. *Phys. Rev. Lett.* 86, 1970., 2001.
- [33] BRAHMS Collaboration : I.G. Bearden et al. From y=0 to y=3 : Recent results from BRAHMS. *Nucl. Phys. A* 715, 171c, 2003.
- [34] BRAHMS Collaboration : I. ARSENE et al. Nuclear Stopping in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *arXiv : nucl-ex/0312023*, 2003.
- [35] BRAHMS Collaboration : I. BEARDEN et al. Rapidity Dependence of Charged Antihadron to Hadron Ratios in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.* 90, 102301, 2003.
- [36] J. Song, F. l. Shao, Q. b. Xie, Y. f. Wang, and D. m. Wei. The influence of net-quarks on the yields and rapidity spectra of identified hadrons. *arXiv :hep-ph/0801.0918v2*, 2008.
- [37] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : central rapidity region. *Phys. Rev. D* 27-140, 1983.
- [38] A. Andronic and P.Braun-Munzinger. Ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions and the quark-gluon plasma. *arXiv :hep-ph/0402291v1*, 2004.
- [39] PHENIX Collaboration : K. Adcox et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl.Phys. A* 757 184-283, 2005.
- [40] L. Gaudichet. Thèse de doctorat. *Université des sciences de Nantes*, 2003.
- [41] G. Torrieri and J. Rafelski. Strange hadron resonances as a signature of freeze-out dynamics. *Phys. Lett. B* 509, 239 ; *arXiv :hep-ph/0103149v2*, 2001.
- [42] W. Broniowski, W. Florkowski, and B. Hiller. Thermal analysis of production of resonances in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* 68 (2003) 034911, 2003.
- [43] PHOBOS Collaboration : B.B. Back et al. Charged-Particle Pseudorapidity Distributions in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=62.4$  GeV. *Phys.Rev. C* 74 021901, 2006.
- [44] NA60 Collaboration : S. Damjanovic. First measurement of the  $\rho$  spectral function in nuclear collisions. *Eur.Phys.J.C* 49 :235-241 ; *arXiv :nucl-ex/0609026v1*, 2007.
- [45] NA60 Collaboration : S. Damjanovic et al. NA60 results on the  $\rho$  spectral function in In-In collisions. *Nucl.Phys.A* 783 :327-334, 2007.
- [46] J. D. Bjorken. Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma : Possible Extinction of High  $p_t$  Jets in Hadron - Hadron Collisions. *FERMILAB-PUB-82-059-THY*, 1982.

- [47] X.-N. Wang and M. Gyulassy. Gluon shadowing and jet quenching in A+A collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  A GeV. *Phys. Rev. Lett.* 68, 1480-1483, 1992.
- [48] M. Gyulassy and M. Plumer. Jet quenching in dense matter. *Phys. Lett. B* 243, 432, 1990.
- [49] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, S. Peigné, and D. Schiff. Induced Gluon Radiation in a QCD Medium. *Phys.Lett. B*345, 277-286, 1995.
- [50] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff. Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite volume quark-gluon plasma. *Nucl.Phys. B*483, 291-320, 1997.
- [51] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff. Radiative Energy Loss of High Energy Partons Traversing an Expanding QCD Plasma. *Phys.Rev. C*58, 1706-1713, 1998.
- [52] S. Bass et al. Last Call for RHIC Predictions. *Nucl.Phys. A*661, 205-260, 1999.
- [53] M. Gyulassy and X.-N. Wang. Multiple Collisions and Induced Gluon Bremsstrahlung in QCD. *Nucl.Phys. B*420, 583-614, 1994.
- [54] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peign, and D. Schiff. Radiative energy loss and  $p_{\perp}$ -broadening of high energy partons in nuclei. *Nucl.Phys. B*484, 265-282, 1997.
- [55] STAR Collaboration : J. Adams et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma : The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. *Nucl.Phys. A*757, 102-183; *arXiv :nucl-ex/0501009v3*, 2005.
- [56] I. Vitev and M. Gyulassy. High- $p_T$  Tomography of d+Au and Au+Au at SPS, RHIC, and LHC. *Phys.Rev.Lett.* 89, 252301, 2002.
- [57] PHENIX Collaboration : S.S. Adler et al. Common Suppression Pattern of  $\eta$  and  $\pi^0$  Mesons at High Transverse Momentum in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.* 96, 202301, 2006.
- [58] S. L. Blyth. Jet Study in Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions with the ALICE Detectors at the LHC. *arXiv :nucl-ex/0510065v1*, 2005.
- [59] A. Dainese. Charm production and in-medium QCD energy loss in nucleus-nucleus collisions with ALICE. A performance study. *arXiv :nucl-ex/0311004v2*, 2003.
- [60] A. Dainese, F. Antinori, C. Bombonati, M. Lunardon, and for the ALICE Collaboration R. Turrisi (Padova U). Measuring beauty production in Pb-Pb collisions at the LHC via single electrons in ALICE. *Czech.J.Phys.* 55, 1631-1634, 2005.
- [61] H. Fritzsche. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions - A test of quantum chromodynamics. *Phys. Lett. B*, 67, 217, 1977.
- [62] R. Vogt.  $J/\psi$  production and suppression. *Phys. Rept.* 310, 197-260, 1999.
- [63] G. A. Schuler. Quarkonium production and decays. *Report. No. CERN-TH 717094, hep-ph/9403387*, 1994.
- [64] E. L. Berger and D.L. Jones. Inelastic photoproduction of  $J/\psi$  and  $\psi$  by gluons. *Phys. Rev. D*, 23, 1521, 1981.
- [65] G. T. Bodwin, E. Braaten, and J. Lee. Comparison of the color-evaporation model and the NRQCD factorization approach in charmonium production. *Phys. Rev. D* 72, 014004, *hep-ph/0504014*, 2005.
- [66] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*51, 1125-1171, *hep-ph/9407339*, 1995.
- [67] G. P. Lepage, L. Magnea, C. Nakhleh, U. Magnea, and K. Hornbos. Improved non relativistic QCD for heavy quark physics. *Phys. Rev. D*46, 4052-4067, *hep-lat/9205007*, 1992.

- [68] N. Brambilla et al. (Quarkonium Working Group Collaboration). Heavy quarkonium physics. *CERN Yellow Report, CERN-2005-005, 487*; *hep-ph/0412158*, 2004.
- [69] M. Kramer. Quarkonium production at high-energy colliders. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 47, 141-201; *hep-ph/0106120*, 2001.
- [70] NA50 Collaboration. A new measurement of J/psi suppression in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Eur.Phys.J.C39* :335-345, 2005.
- [71] NA60 Collaboration : A. Ferretti et al. Highlights from the NA60 experiment. *arXiv :nucl-ex/0705.3339v1*, 2007.
- [72] H. Satz. Colour Deconfinement and Quarkonium Binding. *J.Phys. G32, R25*; *arXiv :hep-ph/0512217v2*, 2006.
- [73] A. Capella. Microscopic Models of Heavy Ion Interactions. *arXiv :hep-ph/0305196v1*, 2003.
- [74] PHENIX Collaboration : A. Adare et al. J/psi Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.98* :232301, 2007.
- [75] T. Matsui and H. Satz. J/ $\psi$  suppression by quark-gluon plasma. *Phys. Lett. B 178, 416*, 1986.
- [76] F. Karsch, D. Kharzeev, and H. Satz. Sequential charmonium dissociation. *Phys.Lett. B637, 75-80*; *arXiv :hep-ph/0512239v3*, 2006.
- [77] ALICE Collaboration. Physics Performance Report Vol. 2. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 2006.

## II

---

# QCD à haute énergie

---

L'interaction entre les quarks et les gluons est contenue dans le lagrangien de QCD construit sur la base de l'invariance de jauge non abélienne. Deux propriétés fondamentales justifient la validité de la QCD perturbative comme théorie des interactions entre hadrons à haute énergie :

- la liberté asymptotique qui décrit le fait que le couplage de QCD devient petit quand l'énergie du processus est grande, ce qui justifie une approche perturbative de la dynamique des quarks et des gluons ;
- les théorèmes de factorisation permettent de construire les sections efficaces de diffusion entre hadrons à partir des sections efficaces de processus partoniques.

### II.1 La diffusion profondément inélastique

Avant la naissance de QCD, la structure interne du nucléon a été étudiée dans le cadre de QED (*Quantum ElectroDynamics*) via un processus appelé diffusion profondément inélastique (DIS : *Deep Inelastic Scattering*). Historiquement, ce sont les expériences au SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) au début des années 1970 qui ont joué un rôle fondamental dans l'exploration de la structure du proton. Le processus considéré est  $l + h \rightarrow l + X$  où  $l$  est un lepton chargé (ici un électron  $e^-$ ),  $h$  est un hadron (ici un nucléon) et  $X$  est l'état final hadronique (défini comme étant tout ce qui n'est pas le lepton diffusé) mais non détecté. Ce processus (figure II.1) consiste en l'échange, entre l'électron de moment  $k$  et le proton de moment  $P$ , d'un boson virtuel<sup>1</sup> (ici un photon virtuel  $\gamma^*$ ) de moment  $q$ . Le photon virtuel est absorbé par le proton qui se casse en hadrons. Du point de vue expérimental, seul les leptons sortants sont détectés. La cinématique du processus est définie en utilisant les variables suivantes :

- $k$  et  $k'$  sont les impulsions des leptons incidents et diffusés ;
- $P$  est l'impulsion du proton incident,  $X$  celui de l'état final hadronique ;
- $q = k - k'$  est l'impulsion du photon virtuel échangé lors de l'interaction ;
- $E$  et  $E'$  sont les énergies des leptons incidents et diffusés ;
- $M$  est la masse du nucléon sondé.

À partir de ces variables la cinématique de l'interaction peut être exprimée en fonction des invariants de Lorentz suivants :

- $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$  est la virtualité du boson échangé qui définit le pouvoir de résolution du boson virtuel. Un photon de virtualité  $Q^2$  permet de sonder des dimensions de l'ordre de  $\lambda \sim 1/Q$  ;
- $\nu = P \cdot q$  est le transfert d'énergie ;
- $x_{Bj} = x = \frac{Q^2}{2\nu}$  est la variable de Bjorken, sans dimension, qui s'interprète comme la fraction d'impulsion du proton portée par le parton qui participe à l'interaction. Cette variable est comprise entre 0 et 1 ;
- $y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$  est appelée l'inélasticité de la collision et représente la fraction d'énergie perdue par le lepton dans le référentiel où le hadron est au repos. L'inélasticité  $y$  est comprise entre 0 et 1 ;

---

<sup>1</sup>Un boson virtuel est caractérisé par  $q^2 < 0$ .



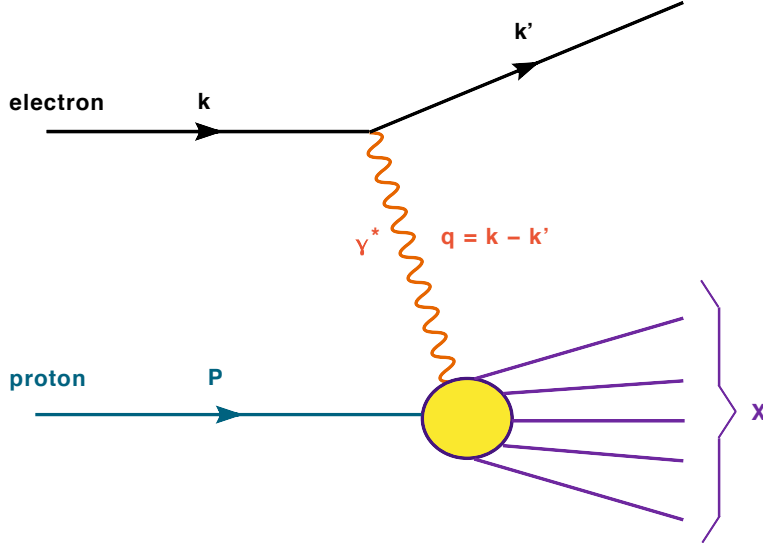


FIG. II.1: Diffusion profondément inélastique entre un lepton chargé et un hadron.

- $W^2 = X^2 = (q + P)^2$  est le carré de la masse invariante de l'état final hadronique ;
- $s = (P + k)^2$  est le carré de l'énergie dans le centre de masse.

La section efficace inclusive, obtenue en sommant sur tous les états finals, peut être décomposée en deux parties : une partie leptonique et une partie hadronique :

$$d\sigma^{e^-N} = \frac{1}{4k \cdot P} \frac{e^4}{q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} \quad (\text{II.1})$$

où le tenseur leptonique  $L_{\mu\nu}$  et le tenseur hadronique  $W^{\mu\nu}$  décrivent respectivement l'interaction lepton-photon et la structure du nucléon. Cette expression peut être réécrite en introduisant les fonctions de structure du proton  $F_2(x, Q^2)$  et  $F_L(x, Q^2)$  :

$$\frac{d\sigma^{e^-N}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_e}{Q^4} [(1 + (1 - y)^2) F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)] \quad (\text{II.2})$$

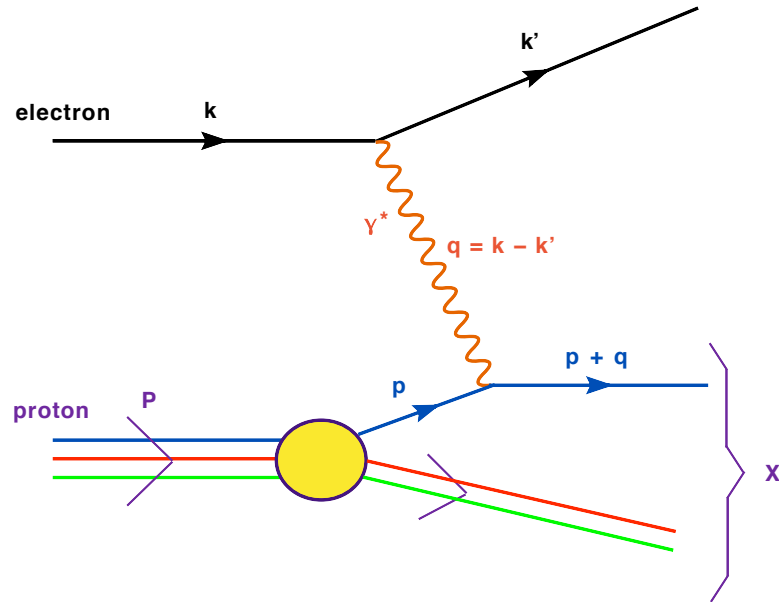
où  $\alpha_e$  est la constante de couplage électromagnétique caractérisant la force du couplage entre le photon et les quarks et  $F_L = F_2 - 2xF_1$ . Les fonctions de structure du proton définissent la probabilité de sonder un parton de fraction d'impulsion  $x$  du proton avec un photon de virtualité  $Q^2$ . Soulignons que l'introduction des fonctions de structure est indépendante de tout modèle ou hypothèse sur la structure du hadron.

## II.2 La structure du proton

### II.2.1 Le modèle des partons

Le modèle des partons développé initialement par Feynman [1] considère le proton comme un objet composé de partons qui sont des particules fermioniques ponctuelles quasi-libres (trois quarks en l'occurrence). Dans le repère d'impulsion infinie du hadron ( $P \sim (E, 0, 0, E)$  et  $E \rightarrow \infty$ ), l'impulsion du proton  $P$  est portée par les constituants :  $p_i = x_i P$  où  $p_i$  est l'impulsion du parton  $i$  et donc  $\sum_i x_i = 1$ . Lorsque le photon est très virtuel (possède un pouvoir de résolution très élevé), il peut « voir » les constituants du proton. Ce modèle permet d'écrire l'interaction  $\gamma^*$ -proton comme une somme incohérente des diffusions élémentaires  $\gamma^*$ -parton. Le processus élémentaire impliqué est illustré sur la figure II.2.

Dans la limite de Bjorken,  $Q^2 \rightarrow \infty$ ,  $\nu \rightarrow \infty$  et  $x = \text{fixé}$  ( $x > 10^{-1}$ ), l'hypothèse de diffu-


 FIG. II.2: Diffusion d'un lepton sur un parton d'impulsion  $p = xP$ .

sion incohérente sur des partons ponctuels conduit à l'invariance d'échelle des fonctions de structure (*scaling* de Bjorken). Dans le cadre du modèle des partons, les fonctions de structure sont indépendantes de  $Q^2$  et peuvent donc s'écrire :

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (\text{II.3})$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i x e_i^2 f_i(x) \quad (\text{II.4})$$

avec  $e_i$  la charge électrique du parton  $i$  en unité de charge  $e$  et  $f_i(x)$  la fonction de distribution partonique donnant la probabilité que le parton  $i$  porte une fraction  $x$  de l'impulsion du proton. Ces deux expressions conduisent à la relation de Callan-Gross  $F_2(x) = 2xF_1(x)$  qui est la conséquence du caractère fermionique des partons.

Une hypothèse supplémentaire dite de factorisation est associée au modèle des partons. Les partons ne sont pas observés dans l'état final, car un processus complexe d'hadronisation conduit à la formation des hadrons neutres de couleur. L'idée de la factorisation est de découper la diffusion inélastique en deux étapes indépendantes :

- la diffusion sur le parton (via l'interaction électromagnétique) dont le temps caractéristique est donné par  $t_q \sim \hbar/\nu$ ;
- l'hadronisation de l'état final de masse  $W$  (via l'interaction forte) dont le temps typique est donné par  $t_h \sim \hbar/M$ .

Notons que  $t_h \gg t_q$ , ce qui veut dire que l'hadronisation se déroule sur une échelle de temps beaucoup plus longue que la diffusion sur un parton. Par conséquent, pendant le temps d'interaction  $\gamma^*$  - parton l'interaction hadronique peut être ignorée. Il paraît donc justifié de négliger les effets de l'interaction forte et de considérer les partons comme libres lors de la diffusion électromagnétique. L'interaction hadron ( $H_1$ ) - hadron ( $H_2$ ), respectivement de moments  $P_1$  et  $P_2$ , se réduit à une interaction entre partons d'impulsions  $p_1 = x_1 P_1$  et  $p_2 = x_2 P_2$  selon le diagramme II.3. La section efficace hadronique s'écrit :

$$\sigma^{H_1 H_2} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^{H_1}(x_1) f_j^{H_2}(x_2) \sigma_{ij}(x_1, x_2, s) \quad (\text{II.5})$$

où  $\sigma_{ij}(x_1, x_2, s)$  est la section efficace de l'interaction dure entre partons calculable perturbativement et dépendante du processus considéré, les  $f_{i/j}^{H_1/H_2}(x)$  sont les fonctions de

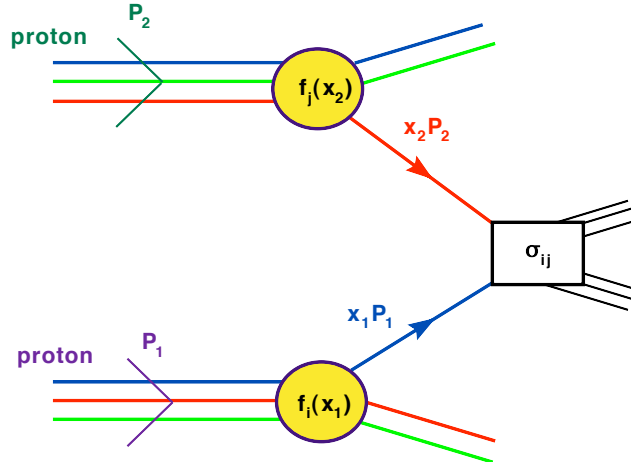


FIG. II.3: Illustration du théorème de factorisation permettant la séparation de la section efficace en une partie liée à l'interaction dure et une partie non perturbative universelle.

distribution partonique. Cette section efficace réunit alors les effets à longue distance contenus dans les fonctions de distribution partonique et les effets de courte distance contenus dans la section efficace partonique dure. La puissance prédictive de la factorisation collinéaire réside dans l'universalité des distributions de partons, indépendantes du processus étudié.

Même si le modèle des partons permet de comprendre approximativement l'invariance d'échelle des fonctions de structure, il est trop naïf pour décrire la structure complexe du proton. En effet, il ne peut être raisonnablement admis que les partons soient libres dans un état aussi fortement lié qu'un proton.

Les données expérimentales des nombreuses expériences de HERA (*Hadron Electron Ring Accelerator*) permettent de couvrir un très grand domaine en  $x$  ( $0,000063 < x < 0,85$ ) et  $Q^2$  ( $0,3 < Q^2 < 30000 \text{ GeV}^2$ ) et donc vérifier la validité du modèle des partons au delà des conditions cinématiques accessibles au SLAC. La figure II.4 montre la fonction de structure  $F_2$  en fonction de  $Q^2$  pour différents  $x$ . L'invariance d'échelle est bien vérifiée pour les valeurs de  $0,05 < x < 0,25$ . Ce n'est pas le cas ni à petit  $x$ , ni à grand  $x$  où une violation est nettement visible. La violation de l'invariance d'échelle a tendance à faire décroître  $F_2$  à  $x > 0,25$  quand  $Q^2$  augmente, tandis qu'aux petites valeurs de  $x$  la fonction de structure  $F_2$  croît rapidement avec  $Q^2$  [2, 3]. L'hypothèse à la base du modèle des partons, selon laquelle les partons sont libres et indépendants dans un hadron, est donc une simplification trop drastique. Il est nécessaire de prendre en compte l'interaction entre partons.

Une description plus complète arrive avec la QCD qui grâce à la propriété de liberté asymptotique reproduit le modèle des partons et surtout prédit une violation de l'invariance d'échelle à tout  $x$ .

## II.2.2 L'équation d'évolution DGLAP

L'illustration de la brisure de l'invariance d'échelle introduite par la QCD est montrée sur la figure II.5. Lors de l'interaction du photon virtuel avec le proton à  $Q^2 \sim Q_0^2$ , le photon sonde une densité de quark  $q_i(x)$  ( $i = u, d, s$ ). Si les quarks étaient réellement libres, l'invariance d'échelle serait exacte et l'observation du proton à une échelle  $Q^2 \gg Q_0^2$  conduit toujours à l'observation de  $q_i(x)$ . Cependant, la QCD prédit qu'en augmentant la résolution le quark apparaît lui-même comme habillé d'un nuage de partons. Lorsque le proton est sondé à des échelles différentes (équivalent à des valeurs de  $Q^2$  différents), les différents niveaux de structures sont distingués. En effet, avec  $Q^2$  croissant, la sonde  $\gamma^*$  va pouvoir résoudre de plus en plus de partons qui se partagent l'impulsion en des fractions de plus en plus faibles. Par conséquent, lorsque  $Q^2$  augmente, la probabilité de trouver un parton à petit  $x$  croît. Les fonctions de structure doivent donc briser l'invariance

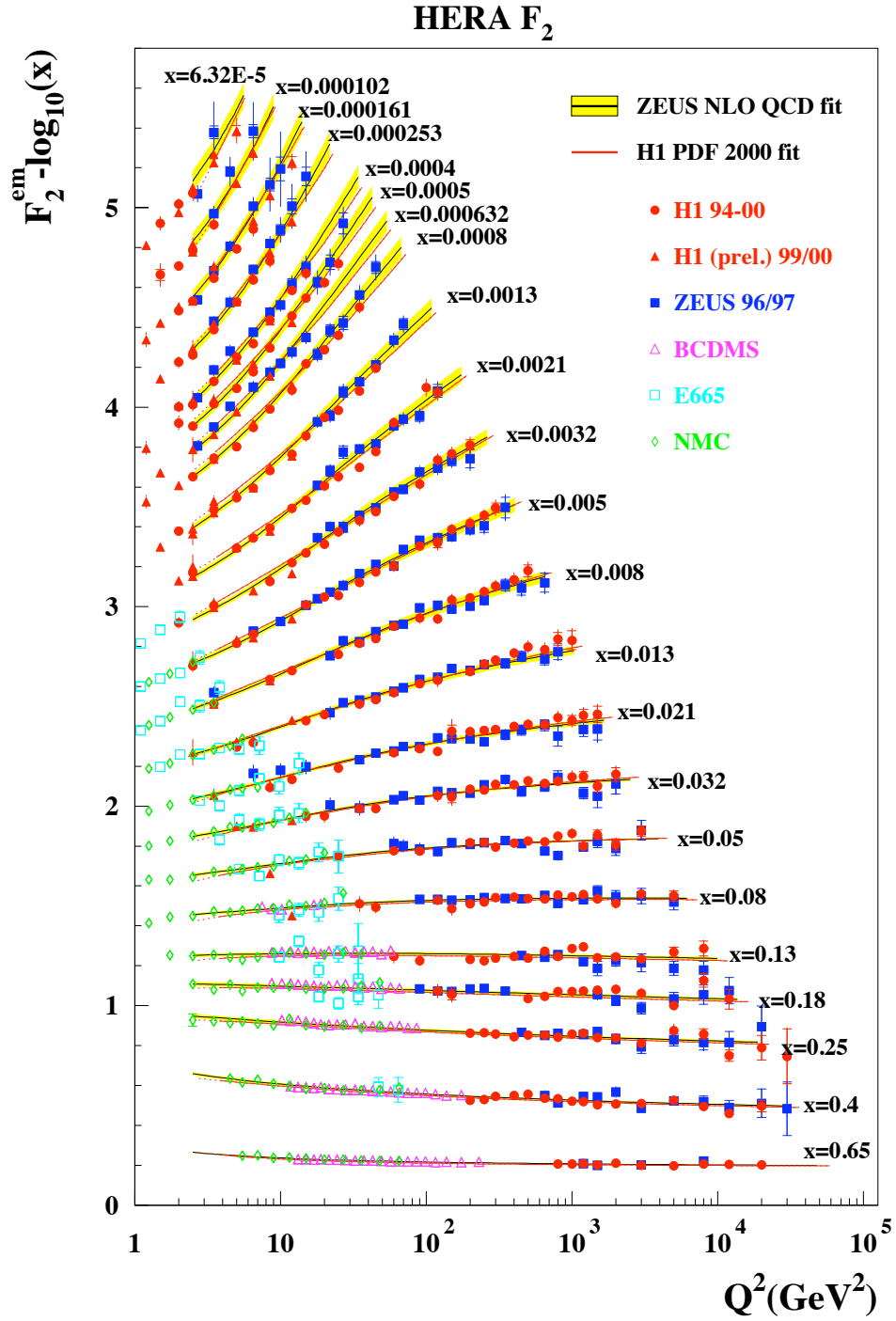


FIG. II.4: Fonction de structure  $F_2$  en fonction de  $Q^2$  pour différents  $x$ . Pour plus de lisibilité les valeurs pour différents  $x$  sont décalées verticalement les unes par rapport aux autres.

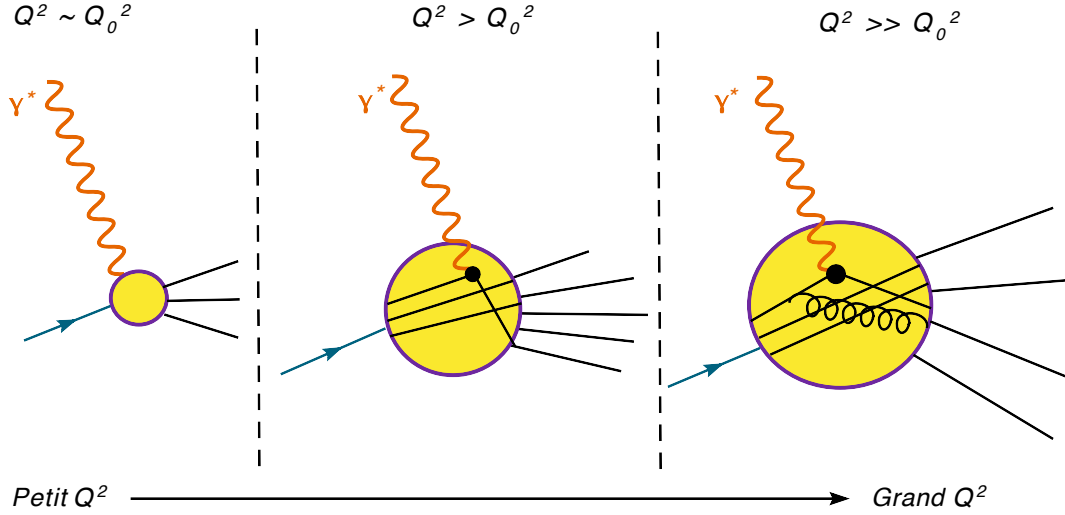


FIG. II.5: Représentation de la brisure de l'invariance d'échelle introduite par QCD : en augmentant la virtualité du boson échangé, les structures de plus en plus petites dans le proton sont observées.

d'échelle : la diminution de la valeur de  $x$  implique l'augmentation avec  $Q^2$  des fonctions de structure. Le premier diagramme de correction est le rayonnement d'un gluon. À grand  $x$ , le rayonnement de gluons par les quarks va entraîner une réduction de la valeur de  $F_2$ . À petit  $x$ , la densité de gluons est très importante et donc les quarks de la mer peuvent être produits via le processus  $g \rightarrow q\bar{q}$ . Ce processus provoque la violation de l'invariance d'échelle et donc l'augmentation de  $F_2$ .

La violation de l'invariance d'échelle fait apparaître une dépendance explicite de  $F_2$  en fonction de  $Q^2$  qui peut être calculée perturbativement en puissance de  $\alpha_s$ . Par exemple, au premier ordre de l'interaction forte (à l'ordre  $\alpha_s$ ), il faut prendre en compte les processus suivants : l'émission des gluons par les quarks ( $q \rightarrow gq$ ), la division d'un gluon ( $g \rightarrow gg$ ) et la création de quarks ( $g \rightarrow q\bar{q}$ ). Ces effets sont quantifiés par les fonctions de *splitting* :  $P_{gq}(z)$ ,  $P_{qg}(z)$ ,  $P_{gg}(z)$ ,  $P_{qq}(z)$ . Une fonction  $P_{ab}(z)$  est une fonction de *splitting* d'un parton de type  $b$  en un parton de type  $a$  qui a pris une fraction  $z$  du moment longitudinal du parton  $b$ . Ces fonctions sont prédites par la théorie :

$$\begin{aligned}
- P_{qq}(z) &= C_F \frac{1+z^2}{(1-z)_+} + 2\delta(1-z) \\
- P_{gg}(z) &= 2C_A \left( \frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) \right) + \frac{11C_A - 2N_f}{6} \delta(1-z) \\
- P_{qg}(z) &= \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \\
- P_{gq}(z) &= P_{qg}(1-z)
\end{aligned}$$

où  $C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c$ ,  $C_A = N_c$  avec le nombre de couleur  $N_c = 3$  et le nombre des saveurs des quarks  $N_f$ . L'introduction des fonctions de *splitting* permet d'obtenir une vision complète des processus en prenant en compte les quarks pouvant contribuer à la densité de gluons par rayonnement (avec une probabilité  $P_{gq}$ ), ainsi que les gluons contribuant à la densité de gluons par rayonnement (avec une probabilité  $P_{gg}$ ). Dans cette approche (au premier ordre) la fonction de structure  $F_2$  s'écrit :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 f_q(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left[ f_q(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \log \frac{Q^2}{\mu_F^2} \int_x^1 \frac{dy}{y} f_q(y) P_{qq}(x/y) \right] \quad (\text{II.6})$$

où  $\mu_F$  désigne l'échelle de factorisation c'est-à-dire la frontière entre le régime perturbatif et la région non-perturbative.

La théorie ne prédit pas  $f_i(x, Q^2)$  mais l'évolution de la fonction de distribution des partons (quark  $f_q(x, Q^2)$  et gluon  $f_g(x, Q^2)$ ) avec l'échelle  $Q^2$ . Cette évolution est prédite par la QCD sous la forme des équations DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [4, 5, 6] :

$$\frac{\partial f_q^i(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int_x^1 \left[ P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) f_q^i(\xi, Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) f_g(\xi, Q^2) \right] \frac{d\xi}{\xi} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial f_g(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int_x^1 \left[ P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) f_g(\xi, Q^2) + P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \sum_i f_q^i(\xi, Q^2) \right] \frac{d\xi}{\xi} \quad (\text{II.8})$$

où les fonctions de fragmentation  $P_{ij}(\frac{x}{\xi})$  correspondent à la probabilité de trouver un parton  $i$  de fraction d'impulsion  $x$  issu d'un parton  $j$  de fraction d'impulsion  $\xi$ .

Les équations DGLAP permettent de resommer toutes les puissances des logarithmes dominants  $(\alpha_s \log(Q^2))^n$  en respectant une hiérarchie des impulsions transverses des partons émis. En effet, l'émission successive des gluons est supposée ordonnée : un gluon de l'ordre  $n-1$  de moment transverse  $k_t^{n-1}$  émet un gluon d'ordre  $n$  avec le moment transverse  $k_t^n$  (figure II.6) avec les conditions cinématiques suivantes :  $x_1 > x_2 \dots > x_{n-1} > x_n > x_{Bj}$  et  $Q^2 \gg k_t^n \gg k_t^{n-1} \gg \dots \gg k_t^2 \gg k_t^1$ . La propriété de factorisation entre physique à courte distance (section efficace partonique dure) et physique à longue distance (distributions partoniques) n'est pas détruite par les corrections QCD. Dans l'approche de la factorisation colinéaire le moment transverse du parton initial est négligeable devant son moment longitudinal. Cependant, à très haute énergie ( $x$  petit) la dynamique transverse des partons doit être prise en compte. Les résultats expérimentaux montrent l'insuffisance de cette approche qui se traduit par le fait que les sections efficaces calculées en utilisant les équations DGLAP sont sous estimées. C'est pour cette raison que d'autres outils plus adaptés, les équations BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) et la  $k_t$ -factorisation, ont été proposés.

### II.2.3 L'équation d'évolution BFKL

La densité des gluons dans les différents domaines cinématiques a été mesurée par les collaborations H1 et ZEUS à HERA. La figure II.7 montre la densité de gluons  $xg(x, Q^2)$  pour différentes valeurs de  $Q^2$ . Une augmentation rapide de la densité de gluons est observée à petit  $x$  pour une valeur de  $Q^2$  fixée [7, 8, 9]. Nous nous plaçons maintenant à la limite de Regge de QCD perturbative :  $s \rightarrow \infty$ ,  $x \rightarrow 0$ ,  $Q^2$  fixé et très grand devant  $\Lambda_{QCD}$ . Cette limite est particulièrement appropriée dans le cas des collisionneurs de la génération actuelle (HERA, RHIC, LHC) où les énergies mises en jeu sont très élevées ( $s \rightarrow \infty$ ). Lorsque la valeur de  $x$  diminue, la probabilité d'émission d'un gluon augmente comme  $\alpha_s \ln(1/x)$  (la contribution des quarks est négligeable à petit  $x$ ). Dans ce régime, le moment transverse des partons est du même ordre de grandeur que leur moment longitudinal et donc ne peut plus être négligé. La hiérarchie de moment transverse impose une forte séparation des échelles de temps entre les gluons de la cascade. En effet, le temps de vie d'un gluon de moment longitudinal  $P$  et de moment transverse  $k_t$  est  $\Delta_t \sim 2xP/k_t^2$ . Notons que plus  $x$  est petit plus le temps de vie du gluon est court : les gluons les plus mous voient donc les autres gluons comme figés dans le temps. La distribution de gluons est donnée par la distribution non-intégrée en moment transverse  $\varphi(x, k_t^2)$ . La distribution conventionnelle de gluons (PDF) peut être calculée en intégrant le  $\varphi(x, k_t^2)$  sur le moment transverse des gluons :

$$xg(x, Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^{Q^2} \frac{dk_t}{k_t^2} \varphi(x, k_t^2) \quad (\text{II.9})$$

L'évolution de la distribution de gluons non-intégrée en fonction de la variable  $x$  est donnée par l'équation BFKL [10, 11, 12] où un fort ordonnancement en  $x$  est imposé :

$x_1 \gg x_2 \gg \dots x_{n-1} \gg x_n \gg x_{Bj}$  et  $Q \sim k_t^1 \sim k_t^2 \dots \sim k_t^n$ . Cette équation permet une resommation des logarithmes dominants de forme  $(\alpha_s \ln(1/x))^n$  et s'écrit sous une forme

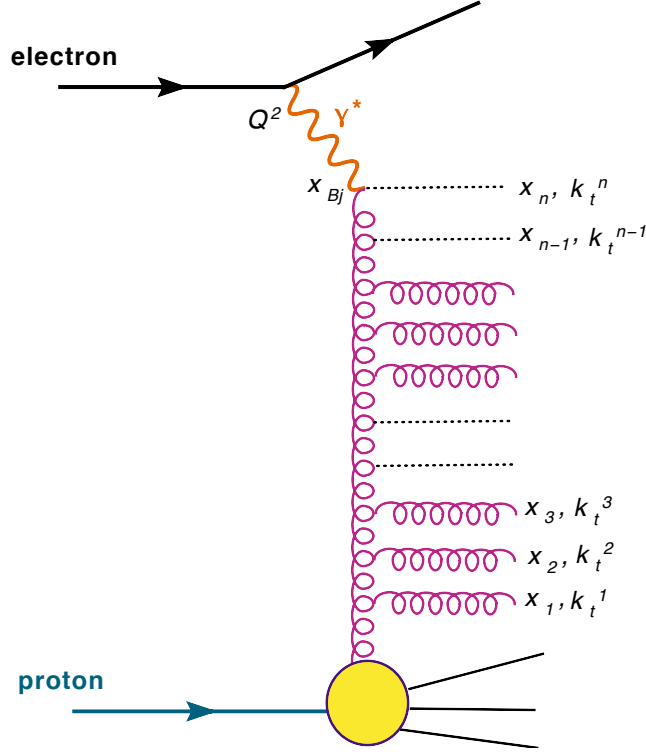


FIG. II.6: Illustration de l'interaction d'un photon virtuel avec un gluon d'ordre  $n$  venant de la cascade d'émission.

simplifiée :

$$\frac{\partial \varphi(\vec{k}_t, x)}{\partial \log(1/x)} = \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int K(\vec{k}_t, \vec{k}_t^n) \varphi(\vec{k}_t^n, x) d^2 k_t^n \quad (\text{II.10})$$

où  $K$  est le noyau BFKL. La solution de cette équation conduit à  $\varphi(k_t, y) \sim e^{(\alpha_p - 1)y}$  (où  $1 - \alpha_p = -4\bar{\alpha}_s \log 2$  et  $\bar{\alpha}_s = \alpha_s N_c / \pi$ ). La caractéristique essentielle de cette solution est que  $\varphi(k_t, y)$  croît exponentiellement avec la rapidité. Dans ce régime les interactions sont dominées par des échanges de gluons de petit  $x$  (gluons mous). La solution de l'équation BFKL se traduit au niveau de la section efficace d'interaction de deux objets A et B (dans l'approximation *leading twist* c'est-à-dire l'échange de deux gluons) par :

$$\sigma_{AB} \sim s^{\alpha_p - 1} \quad (\text{II.11})$$

À la limite des très hautes énergies ( $k_t \rightarrow 0$ ) cette section efficace conduit à la violation de la borne de Froissart (violation de l'unitarité) [13] c'est-à-dire la section efficace de diffusion du photon sur le proton devient plus grande que la surface géométrique du proton. Ceci impose une borne à la section efficace donnée par :

$$\sigma_{AB} \leq \frac{C}{m_\pi^2} \log^2 s \quad (\text{II.12})$$

où  $C$  est une constante et  $m_\pi$  est la masse du pion.

Pour restaurer l'unitarité il doit donc exister un mécanisme conduisant à l'arrêt de la croissance exponentielle du nombre de gluons.

Une description permettant la resommation simultanée des deux types de logarithmes,  $(\alpha_s \log Q^2)^n$  et  $(\alpha_s \ln(1/x))^n$  à  $Q^2$  grand est donnée par l'équation d'évolution CCFM (Ciafaloni-Catani-Fiorani-Marchesini) [14, 15].

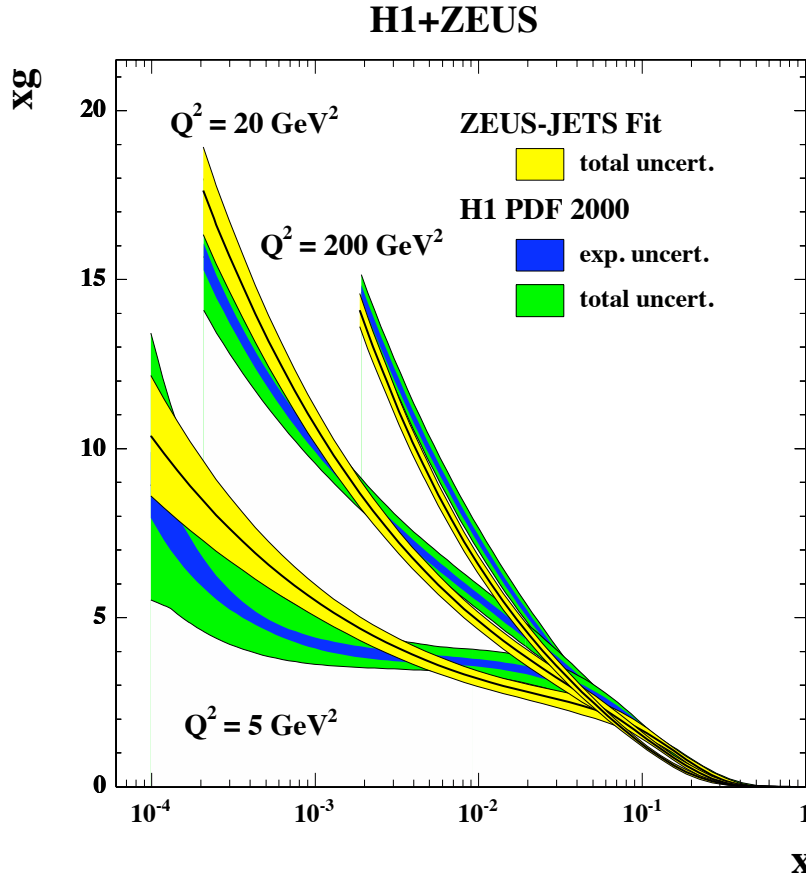


FIG. II.7: Distribution de gluons  $xg(x, Q^2)$  en fonction de  $x$  pour différents  $Q^2$ . Une augmentation de  $xg(x, Q^2)$  est observée à petit  $x$  [16].

#### II.2.4 Le Color Glass Condensate

À la limite des très hautes énergies, ou de manière équivalente, à très petit  $x$ , la densité des gluons dans un hadron augmente rapidement avec l'énergie et devient très grande :  $n \sim 1/\alpha_s \gg 1$ . L'unitarité impose que le nombre de gluons ne peut pas augmenter à l'infini. Par conséquent il doit donc exister une région d'espace des phases où le nombre de gluons sature en atteignant la borne d'unitarité [17, 18, 19]. Pour une densité de gluons suffisamment importante, les gluons se chevauchent dans le plan transverse, ce qui favorise les processus de recombinaisons du type  $gg \rightarrow g$ . La section efficace de recombinaison de deux gluons est  $\sigma_{gg \rightarrow g} \sim \alpha_s/Q^2$ . Lorsque la densité de gluons par unité de surface  $\varrho_A$  d'un noyau de numéro atomique  $A$  est  $\varrho_A \sigma_{gg \rightarrow g} \sim 1$ , le régime dit de saturation est atteint. Cela conduit à la définition de l'échelle de saturation  $Q_s^2$  telle que :

$$\varrho_A = \frac{xg(x, Q^2)}{\pi A^{2/3}} \implies Q_s^2 \sim \frac{\alpha_s xg(x, Q^2)}{\pi A^{2/3}} \quad (\text{II.13})$$

Dans cette région de l'espace de phase, la matière hadronique peut être décrite par la théorie du Color Glass Condensate (CGC) [20, 21, 22]. Le CGC est une théorie effective de QCD qui fournit un cadre théorique rigoureux, dérivé de QCD, permettant de décrire la matière hadronique à très haute énergie et à haute densité proche de la borne d'unitarité. L'acronyme CGC reflète les caractéristiques de cette forme extrême de la matière :

- Color : les gluons possèdent une charge de couleur ;
- Glass : une séparation d'échelle de temps entre les gluons mous et les sources qui les produisent. En effet, à haute énergie le hadron (source rapide) de moment longitudinal  $P$  produit un champ qui est dominé par les gluons mous de moment longitudinal  $\ll P$ . Les gluons les plus mous voient ces sources rapides comme figées dans le temps ;



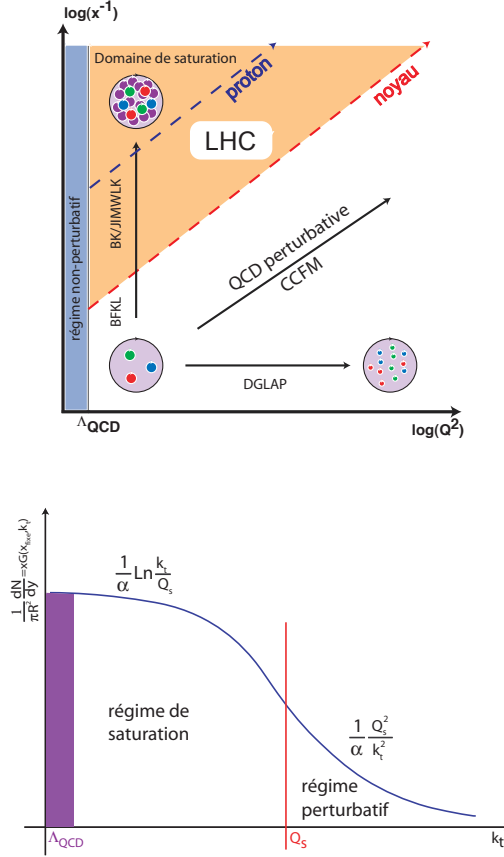


FIG. II.8: Diagramme de phase de QCD dans le plan  $(\log(Q^2), \log(1/x))$  (en haut) avec les domaines de saturation pour le proton et le plomb modélisés par des lignes en tirets. En bas est représentée l'évolution de la densité de gluons en fonction de  $k_t$  pour une valeur de  $x$  fixée.

- Condensate : la densité de gluons dans l'espace de phase est très élevée.

L'équation II.13 définit une ligne marquant la frontière entre la région de saturation et la région diluée et permet d'établir un diagramme de phase de la matière hadronique dans le plan  $(\log(1/x), \log(Q^2))$  qui est montré sur la figure II.8 :

- pour  $Q^2 > Q_s^2 \Rightarrow \varrho_A \sigma_{gg \rightarrow g} < 1$  le système est dilué : la recombinaison des gluons est négligeable et donc l'évolution des partons peut être décrite par la dynamique DGLAP ou BFKL. Pour une valeur de  $x$  fixée, la densité de gluons évolue comme  $1/k_t^2$  (figure II.8 en bas) ;
- pour  $Q^2 < Q_s^2 \Rightarrow \varrho_A \sigma_{gg \rightarrow g} > 1$  le système est saturé : la recombinaison de gluons doit être prise en compte, ce qui est fait dans l'équation BK (Balitsky-Kovchegov) [23, 24] ou JIMWLK (Jalilian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner) [25, 26, 27, 28, 29, 20, 21, 22]. Pour  $k_t < Q_s$ , la densité de gluons suit une loi en  $\ln(k_t)$  et tend vers  $1/\alpha_s$  (figure II.8 en bas).

L'équation JIMWLK prend en compte les effets de recombinaison par l'introduction d'un terme non-linéaire. Cette équation peut être schématisée par l'expression :

$$\frac{\partial n(k_t, y)}{\partial y} \propto c_1 n(k_t, y) - \alpha_s c_2 n^2(k_t, y) \quad ; \quad y \equiv \log \frac{1}{x} \quad (\text{II.14})$$

Le premier terme de cette équation traduit la production de gluons et le deuxième décrit leurs recombinaisons. Lorsque la densité de gluons est  $n \ll 1/\alpha_s$  la recombinaison est négligeable et donc le nombre de gluons augmente. En arrivant à  $n \sim 1/\alpha_s$  les processus de recombinaison deviennent importants. Le ralentissement de la croissance du nombre de gluons est observé, ce qui est nommé la saturation.

L'équation JIMWLK nécessite une condition initiale calculée pour une valeur fixe de  $x = x_0 = 10^{-2}$ . Cette valeur de  $x$  représente une frontière entre le régime de petit et de grand  $x$ . La condition initiale est obtenue en utilisant le modèle de McLerran-Venugopalan [30, 31, 32] qui permet la description de la densité des gluons dans un noyau. Dans ce modèle le noyau est considéré comme un ensemble de quarks de valence indépendants. Lorsque le noyau considéré est ultra-relativiste, la densité de gluons est très élevée. Les gluons sont distribués aléatoirement et la densité de charges de couleur est supposée gaussienne. En résumant, le modèle de McLerran-Venugopalan est l'exemple le plus simple permettant la resommation des effets de densité dans un noyau sans prendre en compte les contributions dues aux grands logarithmes  $\log(1/x)$ . Dans un domaine où  $x > x_0$  le modèle de McLerran-Venugopalan n'est plus adéquat. La fonction de distribution des gluons peut être décrite de manière empirique par une fonction de la forme :

$$\varphi(x, k_t) \propto \left( \frac{1-x}{1-x_0} \right)^4 \varphi(x_0, k_t) \quad (\text{II.15})$$

L'énergie disponible au LHC permet d'atteindre le régime de saturation en collision p-Pb et en collision p-p. L'échelle de saturation, proportionnelle à la densité de nucléons dans le plan transverse, peut être exprimée par la relation  $Q_s^2 \sim A^{1/3}$ . Par conséquent, le régime de saturation est atteint plus facilement avec des noyaux lourds comme le plomb ( $A = 208$ ) qu'avec des protons ( $A = 1$ ).

## II.3 Les observations expérimentales marquantes

### II.3.1 Loi d'échelle ou *scaling* géométrique

Une des premières observations signalant la présence des effets non-linéaires de saturation a été faite dans les données de diffusion profondément inélastique à HERA. Pour des valeurs de  $x < 0,01$  une loi d'échelle (*geometric scaling*) pour la section efficace totale de diffusion photon-proton  $\sigma_{tot}^{\gamma^*}$  a été constatée [33, 34]. Cette loi d'échelle montre que la section efficace totale à petit  $x$  ne dépend pas de  $x$  et de  $Q^2$  séparément mais d'une seule variable  $\tau = Q^2 R_0^2(x)$  :

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*}(x, Q^2) = \sigma_{tot}^{\gamma^*}(\tau) \quad ; \quad \tau \equiv Q^2 R_0^2(x) \quad (\text{II.16})$$

avec le rayon de saturation définit comme :

$$R_0(x) = \frac{1}{Q_0} \left( \frac{x}{x_0} \right)^{\lambda/2} \quad (\text{II.17})$$

À partir de ces équations, l'échelle de saturation peut être paramétrée par :

$$Q_s(x) \sim 1/R_0(x) \implies Q_s(x) \sim Q_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^{-\lambda/2} \quad (\text{II.18})$$

avec  $Q_0 = 1 \text{ GeV}$ ,  $x_0 = 3 \times 10^{-4}$  et  $\lambda = 0,29$ .

La loi d'échelle a été vérifiée par les différentes expériences (figure II.9) capables de mesurer les valeurs de  $x < 0,01$  : les collaborations H1, ZEUS, E665. Dans ce modèle la collision hadronique est étudiée dans le référentiel des dipôles de couleur [35, 36] où le photon virtuel fluctue en une paire quark-antiquark de dimension  $r_\perp$  (figure II.10). Cette paire  $q\bar{q}$  diffuse ensuite sur le noyau via le mécanisme de l'interaction forte. Les gluons ne possèdent pas de charge électrique et donc ne peuvent pas interagir avec le champ

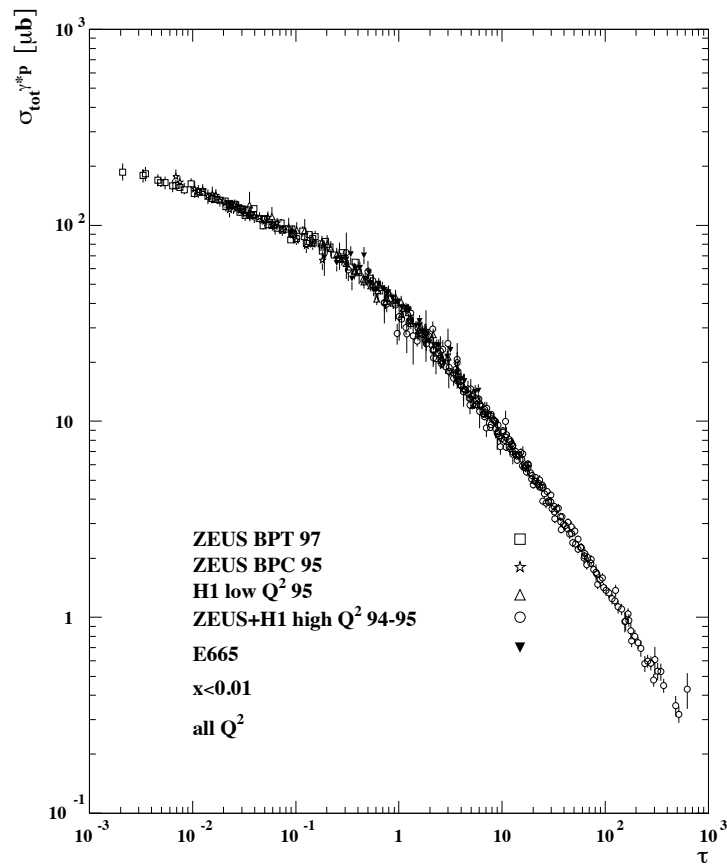


FIG. II.9: Section efficace de diffusion d'un photon virtuel sur un proton pour des  $x \leq 0,01$  en fonction de la variable  $\tau$  [33].

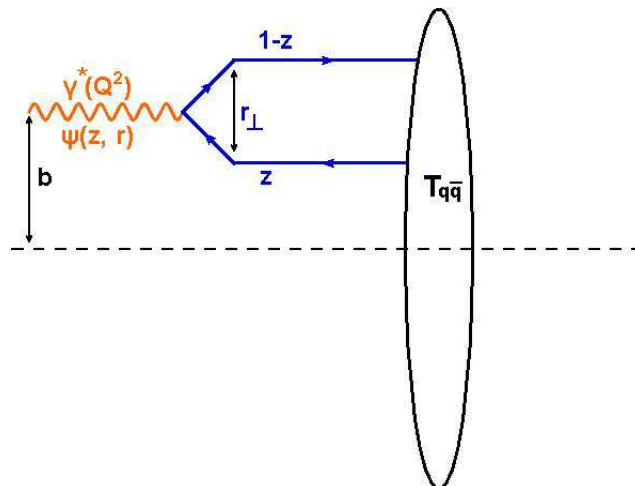


FIG. II.10: Interaction d'un photon virtuel avec un noyau dans le cadre du modèle de dipôle.

électromagnétique du photon virtuel. C'est pour cette raison que l'approche du dipôle est nécessaire afin de considérer les effets dus à la grande densité des gluons.

La section efficace d'interaction dans le référentiel du dipôle est donnée par la relation [37, 38, 39] :

$$\sigma^{\gamma^*}(\tau, Q^2) = \int_0^1 dz \int d^2 r_{\perp} |\Psi(z, r_{\perp})|^2 \sigma_{dipole}(\tau, r_{\perp}) \quad (\text{II.19})$$

où  $|\Psi(z, r_{\perp})|^2$  est la probabilité de fragmentation du photon virtuel en une paire  $q\bar{q}$  de taille transverse  $r_{\perp}$  et  $z$  la fraction d'impulsion longitudinale du photon emportée par un quark du dipôle.

En comparant la taille du dipôle  $r_{\perp}$  avec la longueur de saturation du hadron  $1/Q_s(\tau)$  deux limites de cette diffusion sont distinguées :

- à grand  $Q^2$ , la limite du dipôle petit  $r_{\perp} \ll 1/Q_s(\tau)$  : le dipôle est ponctuel et donc il ne voit pas les partons colorés dans le hadron. L'amplitude de diffusion s'annule comme  $r_{\perp}^2$  (pour  $r_{\perp} \rightarrow 0$ ) et conduit à l'effet de la transparence de couleur ;
- à petit  $Q^2$ , la limite du dipôle grand  $r_{\perp} \geq 1/Q_s(\tau)$  : le dipôle sent la présence d'un nombre important de gluons et par conséquent interagit fortement avec le milieu via la diffusion multiple (effet Cronin). L'amplitude de diffusion est fonction croissante de  $r_{\perp}$ . Pour  $r_{\perp}$  suffisamment grand, le dipôle est absorbé et la section efficace sature : la limite du *black disc* est atteinte.

### II.3.2 Le facteur de modification nucléaire

L'étude du facteur de modification nucléaire  $R_{dAu}$  au RHIC a fourni une indication de l'existence des effets de saturation des gluons. L'objectif de cette mesure est de comparer la production de particules dans la collision d-Au et p-p pour une énergie par paire de nucléons fixée. Pour ce faire, le spectre  $dN_{dAu}/d_T$  de la production de particules en collisions d-Au est rapporté à la production  $dN_{pp}/d_T$  pour des collisions p-p normalisée par le nombre des collisions binaires  $N_{coll}$ , et s'écrit :

$$R_{dAu}(\eta, p_T) = \frac{1}{N_{coll}} \frac{dN_{dAu}/d\eta dp_T}{dN_{pp}/d\eta dp_T} \quad (\text{II.20})$$

Ce facteur doit être égal à l'unité si la collision d-Au est une superposition incohérente de  $N_{coll}$  collisions p-p, ce qui traduit l'absence des effets nucléaires. Une déviation de l'unité révèle la présence des effets dans l'état initial de la collision. En effet, dans une collision d-Au la densité d'énergie mise en jeu n'est pas suffisante à la création du PQG. Par conséquent, les effets additionnels observés dans les collisions d-Au ne peuvent pas être liés à la présence du PQG.

La figure II.11 montre le facteur de modification nucléaire [40] obtenu par l'expérience BRAHMS du RHIC dans les collisions d-Au pour quatre tranches en pseudorapidité :  $\eta = 0, 1, 2, 2$  et  $3, 2$ . Pour les valeurs intermédiaires du moment transverse ( $p_T > 2$  GeV/c) à la pseudorapidité centrale le rapport  $R_{dAu} > 1$ . Cette augmentation du  $R_{dAu}$  est associée à l'effet Cronin traduisant le processus de diffusion multiple des partons initiaux (venant du deutéron) à l'intérieur du noyau dense (or). Cet effet conduit à une redistribution de l'impulsion transverse des particules produites lors de la collision. Cependant, en augmentant la pseudorapidité  $\eta$ , la forme de  $R_{dAu}$  change drastiquement. Pour les pseudorapidités  $\eta > 1$  la suppression du facteur  $R_{dAu}$  sur toute la gamme en  $p_T$  est observée. En augmentant la pseudorapidité la valeur de  $x$  diminue et donc la région explorée se caractérise par une densité de gluons très élevée (par exemple pour  $p_T = 2$  GeV et  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV :  $\eta = 3, 2$  et 0 correspondent respectivement à  $x \sim 10^{-4}$  et  $10^{-2}$ ). Intuitivement, l'augmentation de la pseudorapidité devrait renforcer l'effet de diffusion multiple et augmenter l'effet Cronin. Néanmoins, les résultats expérimentaux (figure II.11) montrent le contraire. Ce comportement du rapport  $R_{dAu}$  a été prédit par le formalisme du CGC [41, 42, 43]. Cet effet est relié à la vitesse d'évolution du nombre de gluons mesurés dans le proton et le noyau pour le même moment transverse  $k_t$  et  $x$ . Le nombre de gluons augmente dans le noyau et dans le proton mais cette croissance est beaucoup plus rapide dans le cas du proton qui possède

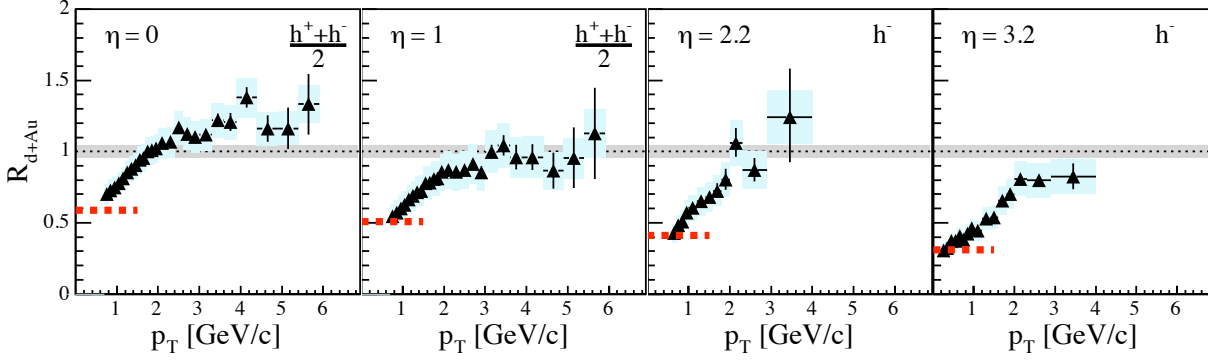


FIG. II.11: Facteur de modification nucléaire mesuré dans les collisions d-Au pour la production de hadrons chargés pour les pseudorapidités  $\eta = 0, 1, 2,2$  et  $3,2$ . Les spectres pour  $\eta = 2,2$  et  $3,2$  présentent uniquement les hadrons négatifs  $h^-$  [40].

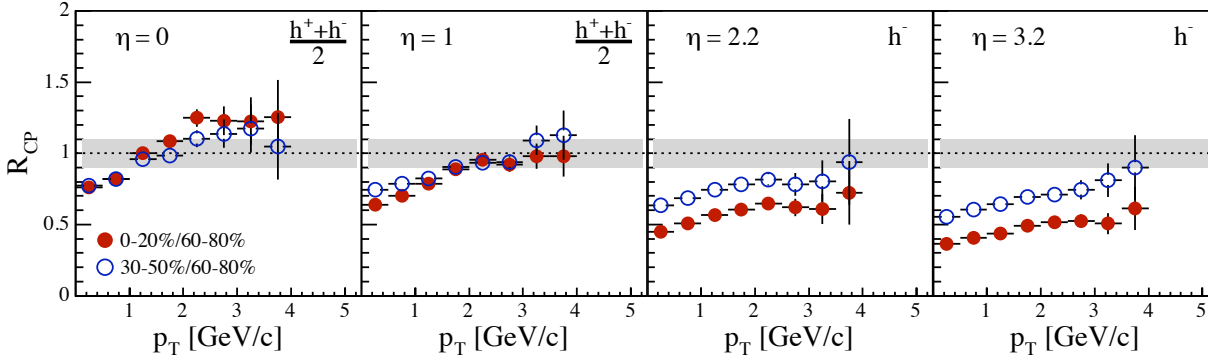


FIG. II.12: Evolution du facteur de modification nucléaire  $R_{cp}(p_T)$  en fonction de la pseudorapidité pour deux centralités de collision distinctes [40].

un espace de phase plus large pour son évolution. Par conséquent, le dénominateur de l'équation  $R_{dAu}$  augmente plus rapidement et donc finalement le rapport diminue.

Ce raisonnement se confirme en analysant la dépendance de la production de particules dans les collisions d-Au en fonction de la centralité de la collision c'est-à-dire le rapport  $R_{cp}$ . Il correspond au rapport du nombre de particules produites dans une collision centrale à celui dans une collision périphérique qui joue le même rôle que la collision p-p dans le rapport  $R_{dAu}$  et il s'écrit :

$$R_{cp}(\eta, p_T) = \frac{N_{coll}^{periph}}{N_{coll}^{central}} \frac{dN^{central}/d\eta dp_T}{dN^{periph}/d\eta dp_T} \quad (\text{II.21})$$

La figure II.12 montre l'évolution du facteur  $R_{cp}$  en fonction de la pseudorapidité mesurée auprès de l'expérience BRAHMS [40] pour deux centralités de collision distinctes. Le rapport  $R_{cp}^{central}$  désigne le rapport des collisions centrales/périphériques (cercles pleins rouges) et  $R_{cp}^{semi-central}$  celui des collisions semi-centrales/périphériques (cercles vides bleus). Pour des valeurs intermédiaires de  $p_T$  à la pseudorapidité centrale l'effet Cronin est visible et il est plus important pour les collisions centrales ( $R_{cp}^{central} > R_{cp}^{semi-central}$ ). Vers les grandes pseudorapidités le facteur  $R_{cp}$  se comporte de la même manière que le rapport  $R_{dAu}$  c'est-à-dire il est supprimé mais avec un effet plus important dans le cas de collisions centrales comme le prédit le formalisme du CGC [44, 45].

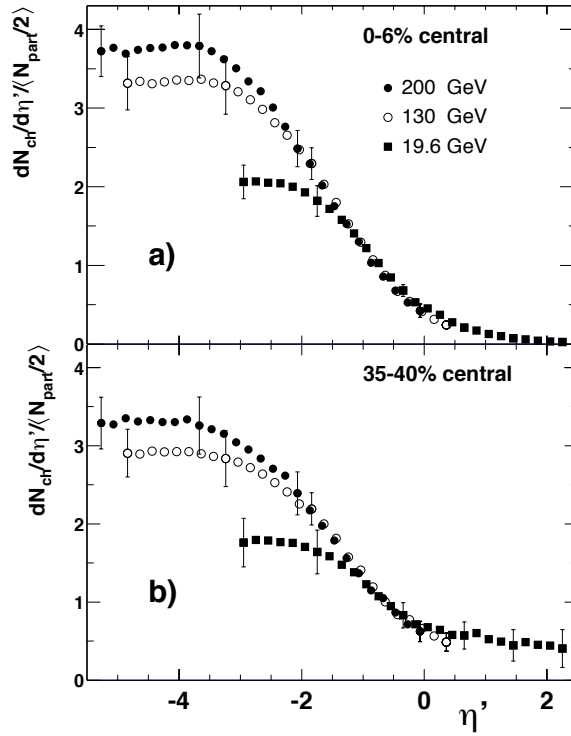


FIG. II.13: Distributions des particules chargées en collision Au-Au mesurées par PHOBOS en fonction de  $\eta' = \eta - y_{\text{faisceau}}$ . [47].

### II.3.3 La fragmentation limite

La fragmentation limite évoque que la production de particules dans le référentiel de l'un des deux noyaux entrant en collision tend vers une distribution limite universelle. Dans cette approche l'un des deux noyaux est au repos (système dilué donc  $x$  grand) et le deuxième en mouvement (système dense donc  $x$  petit). En changeant l'énergie de la collision et donc la densité du noyau en mouvement, les distributions des particules produites sont identiques. Cela peut conduire à dire que la distribution des partons de grand  $x$  n'est pas influencée par la distribution des partons de petit  $x$ . Par conséquent, la distribution en pseudorapidity des particules chargées  $dN_{ch}/d\eta'$  ( $\eta' = \eta - y_{\text{faisceau}}$  est la pseudorapidity décalée par la rapidité du faisceau  $y_{\text{faisceau}}$ ) est indépendante de l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  dans la région centrale ( $\eta' \sim 0$ ) et s'écrit :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta'}(\eta', \sqrt{s}, b) \equiv \frac{dN_{ch}}{d\eta'}(\eta', b) \quad (\text{II.22})$$

où  $b$  est le paramètre d'impact.

Ce phénomène a été observé par les expériences BRAHMS et PHOBOS. Un résultat de l'expérience PHOBOS est montré sur la figure II.13. Il montre bien que pour des rapidités  $\eta' \sim 0$ , les distributions des particules sont indépendantes de l'énergie dans le centre de masse. Ce comportement peut être reproduit dans le cadre du formalisme de CGC [46].



---

## Bibliographie

---

- [1] R. P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons. *Phys. Rev. Lett.* 23, 1415 - 1417, 1969.
- [2] ZEUS Collaboration : J. Breitweg et al. Measurement of the proton structure function F2 at very low Q2 at HERA. *Phys. Lett. B* 487, 53, 2000.
- [3] H1 Collaboration : C. Adloff et al. On the rise of the proton structure function F2 towards low x. *Phys. Lett. B* 520, 183, 2001.
- [4] G. Parisi and G. Altarelli. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B* 126, 298, 1977.
- [5] Y. L. Dokshitzer. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP* 46, 641-653, 1977.
- [6] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic  $e^-p$  scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.* 15, 438-450, 1972.
- [7] H1 Collaboration : A. Aktas et al. Forward Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA. *Eur. Phys. J. C* 46, 27 ; *arXiv :hep-ex/0508055v1*, 2006.
- [8] ZEUS Collaboration : S. Chekanov et al. Forward jet production in deep inelastic ep scattering and low-x parton dynamics at HERA. *Phys. Lett. B* 632, 13 ; *arXiv :hep-ex/0502029v1*, 2006.
- [9] C. Marquet and C. Royon. Small-x QCD effects in forward-jet and Mueller-Navelet jet production. *Nucl. Phys. B* 739, 131, 2006.
- [10] L. N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.* 23, 338, 1976.
- [11] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin. *Zh. Eksp. Teor. Fiz* 72, 3, 1977.
- [12] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.* 28, 822, 1978.
- [13] M. Froissart. Asymptotic behavior and subtractions in the mandelstam representation. *Phys. Rev.* 123, 1053-1057, 1961.
- [14] S. Catani, F. Fiorani, and G. Marchesini. *Nucl. Phys. B* 336, 18, 1990.
- [15] S. Catani, M. Ciafaloni, and F. Hautmann. *Nucl. Phys. B* 366, 135, 1991.
- [16] M. Dittmar et al. Parton Distributions : Summary Report. *arXiv :hep-ph/0511119v1*, 2005.
- [17] L. V. Gribov, E. M. Levin, and M. G. Ryskin. Semihard processes in QCD. *Phys. Rept.* 100, 1-150, 1983.
- [18] A. H. Mueller and J. Qiu. Gluon recombination and shadowing at small values of x. *Nucl. Phys. B* 268, 427, 1986.
- [19] J. P. Blaizot and A. H. Mueller. The early stage of ultrarelativistic heavy ion collisions. *Nucl. Phys. B* 289, 847, 1987.



- [20] E. Iancu, A. Leonidov, and L. McLerran. Nonlinear Gluon Evolution in the Color Glass Condensate : I. *Nucl. Phys. A*692, 583 ; *arXiv :hep-ph/0011241*, 2001.
- [21] E. Iancu, A. Leonidov, and L. McLerran. The Renormalization Group Equation for the Color Glass Condensate. *Phys. Lett. B*510, 133 ; *arXiv :hep-ph/0102009*, 2001.
- [22] E. Ferreiro, E. Iancu, A. Leonidov, and L. McLerran. Nonlinear Gluon Evolution in the Color Glass Condensate : II. *Nucl. Phys. A*703, 489 ; *arXiv :hep-ph/0109115*, 2002.
- [23] I. Balitsky. *Nucl. Phys. B*463, 99, 1996.
- [24] Yu. V. Kovchegov. *Phys. Rev. D* 60, 034008, 1999.
- [25] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, L. D. McLerran, and H. Weigert. The Intrinsic Glue Distribution at Very Small  $x$ . *Phys. Rev. D* 55, 5414 ; *arXiv :hep-ph/9606337*, 1997.
- [26] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, L. D. McLerran, and H. Weigert. The BFKL Equation from the Wilson Renormalization Group. *Nucl. Phys. B* 504, 415 ; *arXiv :hep-ph/9701284*, 1997.
- [27] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, L.D. McLerran, and H. Weigert. The Wilson renormalization group for low  $x$  physics : Gluon evolution at finite parton density. *Phys. Rev. D* 59, 014015 ; *arXiv :hep-ph/9709432*, 1999.
- [28] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, L. D. McLerran, and H. Weigert. Unitarization of Gluon Distribution in the Doubly Logarithmic Regime at High Density. *Phys. Rev. D* 59, 034007 ; *arXiv :hep-ph/9807462*, 1999.
- [29] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, L.D. McLerran, and H. Weigert. Unitarization of Gluon Distribution in the Doubly Logarithmic Regime at High Density. *Erratum. Phys. Rev. D* 59, 099903, 1999.
- [30] L. McLerran and R. Venugopalan. Computing Quark and Gluon Distribution Functions for Very Large Nuclei. *Phys. Rev. D* 49, 2233 ; *arXiv :hep-ph/9309289*, 1994.
- [31] L. McLerran and R. Venugopalan. Gluon Distribution Functions for Very Large Nuclei at Small Transverse Momentum. *Phys. Rev. D* 49, 3352 ; *arXiv :hep-ph/9311205*, 1994.
- [32] L. McLerran and R. Venugopalan. Green's Functions in the Color Field of a Large Nucleus. *Phys. Rev. D* 50, 2225 ; *arXiv :hep-ph/9402335*, 1994.
- [33] K. Golec-Biernat and M. Wusthoff. *Phys. Rev. D*60 114023, 1999.
- [34] K. Golec-Biernat and M. Wusthoff. *Phys. Rev. D*59 014017, 1999.
- [35] A. H. Mueller Z. Chen. The dipole picture of high-energy scattering, the BFKL equation and many gluon computed states. *Nucl.Phys.B*451, 579-604, 1995.
- [36] A. H. Mueller. Parton Saturation-An Overview. *arXiv :hep-ph/0111244v1*, 2001.
- [37] A. H. Mueller. *Nucl. Phys. B*335, 115, 1990.
- [38] N. N. Nikolaev and B. G. Zakharov. *Z. Phys. C*49, 607, 1991.
- [39] N. N. Nikolaev and B. G. Zakharov. *Z. Phys. C*53, 331, 1992.
- [40] BRAHMS Collaboration : I. Arsene et al. Evolution of the nuclear modification factors with rapidity and centrality in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.* 93, 242303 ; *arXiv :nucl-ex/0403005v3*, 2004.
- [41] E. Kharzeev, E. Levin, and L. McLerran. Parton saturation and  $N_{part}$  scaling of semi-hard processes in QCD. *Phys. Lett. B*561, 93 ; *arXiv :hep-ph/0210332*, 2003.
- [42] D. Kharzeev, Yu. V. Kovchegov, and K. Tuchin. Cronin Effect and High- $p_T$  Suppression in pA Collisions. *Phys. Rev. D*66, 094013 ; *arXiv :hep-ph/0307037*, 2003.
- [43] J. L. Albacete, N. Armesto, A. Kovner, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann. *Phys. Rev. Lett.* 92, 082001., 2004.

- 
- [44] J. Jalilian-Marian, A. Dumitriu, A. Hayashigaki. The Color Glass Condensate and hadron production in the forward region. *Nucl. Phys. A*, 765; *arXiv :hep-ph/0506308v3*, 2006.
- [45] M. Gyulassy and L. McLerran. New forms of QCD matter discovered at RHIC. *Nucl. Phys. A*, 750, 2004.
- [46] F. Gelis, A. M. Stasto, and R. Venugopalan. Limiting fragmentation in hadron-hadron collisions at high energies. *Eur.Phys.J.C48 :489-500*; *arXiv :hep-ph/0605087v3*, 2006.
- [47] PHOBOS Collaboration : B. B. Back et al. The significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys.Rev.Lett.* 91, 052303; *arXiv :nucl-ex/0210015v1*, 2003.



## **Dispositif expérimental**



## III

---

# L'expérience ALICE auprès du LHC

---

### III.1 Le collisionneur LHC

Le collisionneur LHC (*Large Hadron Collider*) [1] est installé au CERN dans le tunnel de 27 kilomètres de circonférence de son prédécesseur, le collisionneur LEP (*Large Electron Positron collider*), démantelé en 2000. Sa profondeur varie entre 50 m (côté lac Lemman) et 175 m (sous le Jura). C'est le plus grand accélérateur de hadrons du monde ainsi que la plus grande installation supraconductrice jamais construite. À l'intérieur de l'accélérateur, deux faisceaux de particules circulent à des énergies très élevées et à une vitesse proche de celle de la lumière avant de rentrer en collision l'un avec l'autre. Les faisceaux circulent en sens opposé, dans des tubes jumelés où règne un ultravide de  $10^{-10}$  Torr afin d'éviter des collisions avec les molécules de gaz. Les faisceaux sont guidés le long de l'anneau par un puissant champ magnétique généré par des milliers d'électroaimants de types et de tailles différentes. Parmi eux, les 1234 aimants dipolaires de 15 mètres de long maintiennent les particules sur leur trajectoire quasi-circulaire alors que les 392 aimants quadripolaires de 5 à 7 mètres de long focalisent les faisceaux. Les aimants dipolaires, le plus grand défi dans la conception du LHC, sont supraconducteurs et engendrent un champ magnétique de 8,4 Tesla. Le LHC fonctionne à une température de 1,9 K (- 271,3 °C). Le refroidissement cryogénique est réalisé par 94 tonnes d'hélium liquide. Il faut environ 6 semaines de refroidissement pour amener le dispositif à la bonne température. La chaîne d'accélération (figure III.1) est formée d'une succession d'accélérateurs d'énergies croissantes. Le faisceau est injecté d'une machine à l'autre pour être porté à une énergie plus élevée afin d'arriver au dernier élément de la chaîne, le LHC, où les faisceaux sont accélérés à l'énergie nominale. Ce complexe permet la collision de faisceaux de protons ainsi que de faisceaux d'ions lourds. Les ions  $H^+$  et  $Pb^{27+}$  sont produits par des sources ECR (*Electron Cyclotron Resonance*), leur accélération se produit ensuite par étapes. Des différences notables existent dans la procédure d'accélération de ces deux faisceaux :

- les protons sont accélérés dans un accélérateur linéaire LINAC 2 qui permet d'atteindre des énergies de 50 MeV pour ensuite passer dans l'injecteur PSB (*Proton Synchrotron Booster*) du PS (*Proton Synchrotron*). Le PSB porte le faisceau à des énergies d'environ 1,4 GeV et le délivre au PS où son énergie augmente à 25 GeV. Puis les protons sont envoyés dans le SPS (*Super Proton Synchrotron*) pour une montée en énergie jusqu'à 450 GeV. Enfin les faisceaux sont transférés au LHC où ils sont accélérés à l'énergie nominale de 7 TeV.
- les ions du plomb sont tout d'abord accélérés à une énergie de 4,2 MeV/nucléon dans le LINAC 3 (figure III.2) puis dirigés sur une feuille d'épluchage en carbone qui les transforme en  $Pb^{54+}$  [2]. La sélection et la vérification de ces derniers est assurée à l'aide d'une série de filtres magnétiques de 12 mètres de long. La dernière étape avant l'injection dans le PSB est la transformation des longues impulsions du LINAC 3 en paquets courts et denses d'énergie de 72 MeV/nucléon en utilisant le LEIR (*Low Energy Injector Ring*). Ils sont ensuite transférés dans le PS. À la sortie du PS ils ont une énergie de 5,9 GeV/nucléon. Lors du transfert vers le SPS les noyaux de plomb sont envoyés sur une feuille d'aluminium où ils sont de nouveau épluchés de leurs électrons et seuls les états  $Pb^{82+}$  sont sélectionnés. Le SPS porte le faisceau à 177 GeV/nucléon puis l'injecte dans le LHC qui l'accélère à 2,76 TeV/nucléon.

### CERN Accelerator Complex

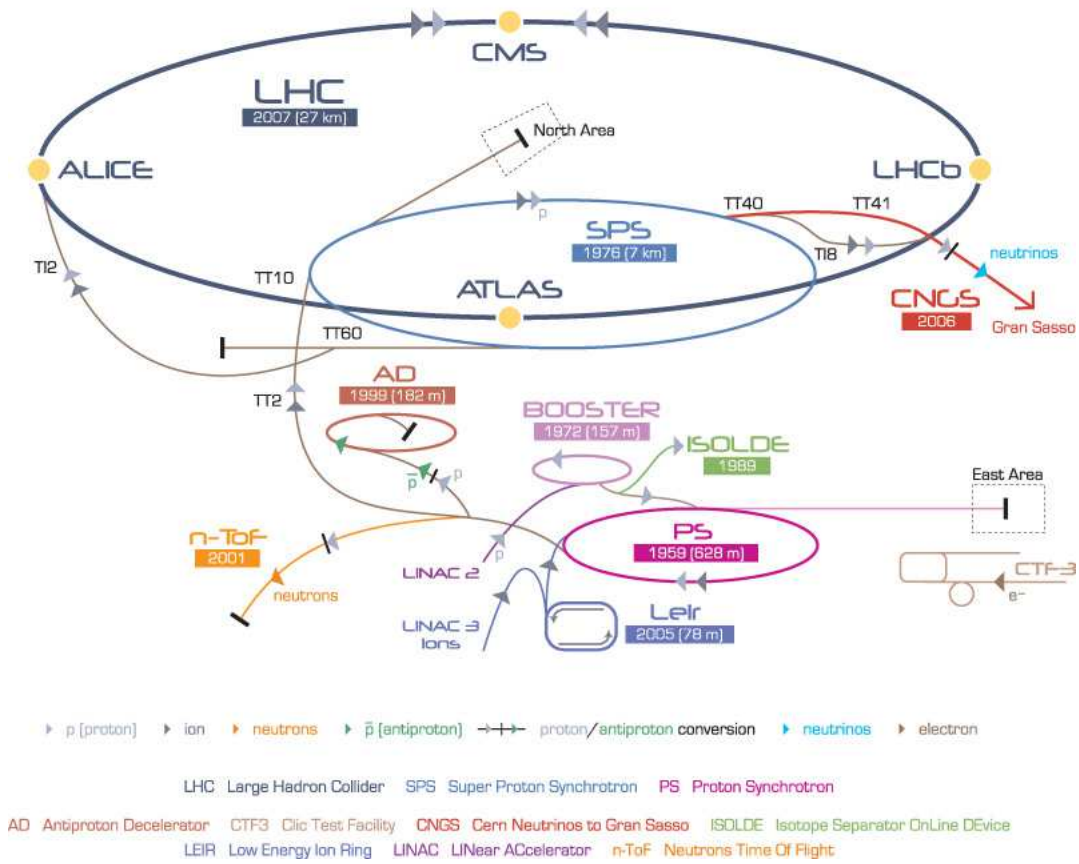


FIG. III.1: Complexe d'accélérateurs du CERN.

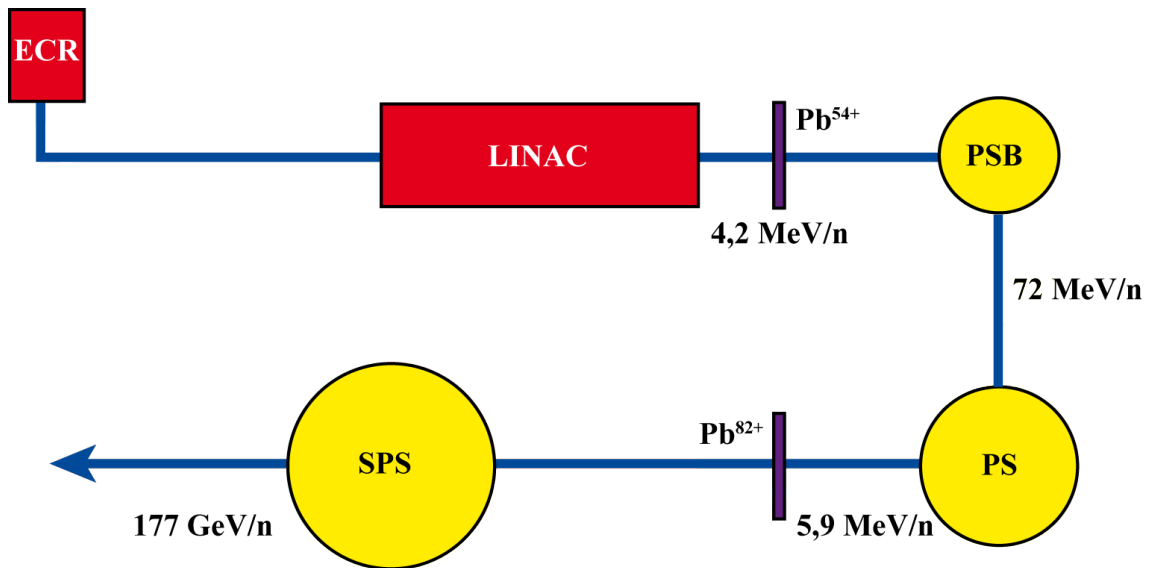


FIG. III.2: Séquence d'accélération des noyaux de plomb.

Les principales caractéristiques des faisceaux au LHC sont résumées dans le tableau III.1.

Caractéristique	protons	Pb <sup>82+</sup>
Énergie nominale (TeV/nucléon)	7	2,76
Énergie dans le centre de masse (TeV)	14	5,5
Nombre de particules par paquet	$1,1 \cdot 10^{11}$	$6,8 \cdot 10^7$
Section efficace d'interaction (barn)	0,07	7,7
Période des paquets (ns)	25	100
Luminosité nominale (cm <sup>-2</sup> /s)	$10^{34}$	$10^{27}$
Luminosité auprès d'ALICE (cm <sup>-2</sup> /s)	$10^{31}$	$10^{27}$

TAB. III.1: Caractéristiques des faisceaux de protons et de plomb au LHC.

L'objectif est d'atteindre des énergies élevées et de plus grandes luminosités que dans les collisionneurs actuels. La luminosité  $\mathcal{L}$  est définie par le rapport  $\mathcal{L} = N/\sigma$ ,  $N$  étant le nombre de collisions par seconde et  $\sigma$  la section efficace pour un processus donné. Elle est un paramètre fondamental d'un collisionneur qui permet de calculer le nombre d'événements attendus par unité de temps. Il est à noter que la luminosité lors de l'injection du faisceau est maximale puis elle diminue au cours du temps en suivant l'expression :

$$\mathcal{L}(t) = \frac{\mathcal{L}_0}{(1 + t/\tau_{coll})^2} \quad ; \quad \tau_{coll} = \frac{N_0^{tot}}{\mathcal{L}\sigma_{tot}k} \quad (\text{III.1})$$

où  $\mathcal{L}_0$  est la luminosité maximale du faisceau,  $N_0^{tot}$  son intensité initiale,  $\sigma_{tot}$  la section efficace totale d'interaction et  $k$  le nombre de points d'interaction. Le comportement attendu de la luminosité montre une décroissance rapide au cours du temps (figure III.3). Il est, par conséquent prévu de réinjecter les faisceaux quand le taux de collisions sera considéré insuffisant. Le temps de remplissage d'un anneau du LHC est de 4 min 20 s, puis le temps nécessaire pour porter les faisceaux à l'énergie nominale est d'environ 20

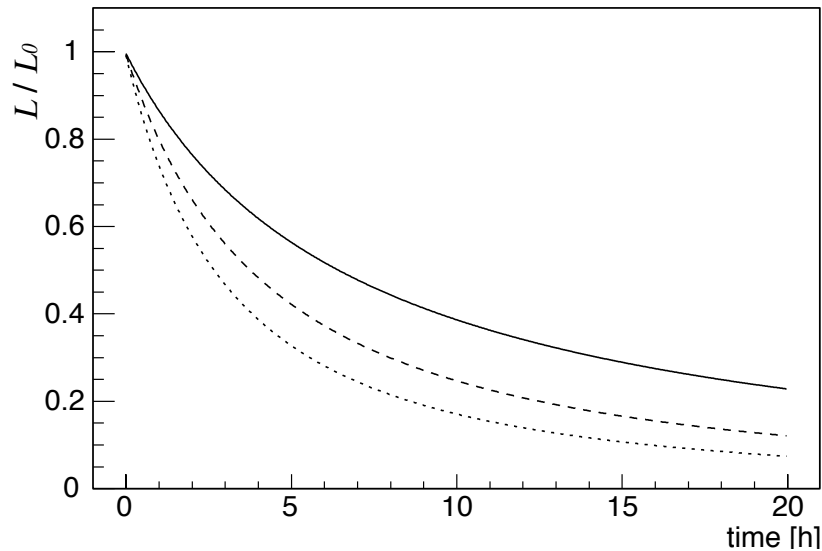


FIG. III.3: Rapport entre la luminosité  $\mathcal{L}$  et la luminosité initiale  $\mathcal{L}_0$  en fonction de temps pour les collisions Pb-Pb et pour différentes valeurs de  $k$  : trait plein ( $k = 1$ ), ligne en tirets ( $k = 2$ ), trait en pointillés ( $k = 3$ ) [3].



minutes. En conditions d'exploitation normales les faisceaux circulent pendant plusieurs heures dans les tubes du LHC. Le temps de demi-vie du faisceau est estimé à 2,7 heures dans les cas de faisceau de plomb de  $\mathcal{L}_0 = 10^{27} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$  pour  $k = 3$ .

Il y a six expériences [4] installées le long du LHC :

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) est un détecteur consacré à l'étude des collisions d'ions lourds et en particulier à l'étude des propriétés du plasma de quarks et de gluons. La collaboration internationale comprend plus de 1500 membres provenant de 104 instituts dans 31 pays ;
- **ATLAS** (*A Toroidal Lhc ApparatuS*) est un détecteur polyvalent dédié à la recherche du boson de Higgs et des particules super-symétriques. C'est le plus grand détecteur jamais construit pour un collisionneur. La collaboration compte plus de 1900 membres provenant de 164 instituts dans 35 pays ;
- **CMS** (*Compact Muon Solenoid*) est un détecteur qui poursuit les mêmes objectifs de physique qu'ATLAS, mais avec une conception et des solutions techniques différentes. Plus de 2000 personnes provenant de 181 instituts dans 38 pays collaborent à CMS ;
- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty*) est un détecteur consacré à l'étude de l'asymétrie entre matière et antimatière par l'observation des mésons B. La collaboration LHCb comprend plus de 650 membres provenant de 47 instituts dans 14 pays ;
- **LHCf** (*Large Hadron Collider forward*) est un détecteur destiné à mesurer les particules émises selon un angle très petit par rapport à la direction du faisceau lors des collisions proton-proton. L'objectif est de mettre à l'épreuve les modèles utilisés pour estimer l'énergie primaire des rayons cosmiques de très haute énergie. La collaboration LHCf comprend 21 membres provenant de 10 instituts dans 6 pays ;
- **TOTEM** (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*) est un détecteur chargé d'étudier des particules à très petits angles et mesurer par exemple la taille des protons et évaluer précisément la luminosité du LHC. La collaboration comprend plus de 70 membres provenant de 10 instituts dans 7 pays.

Les détecteurs ALICE, ATLAS, CMS, LHCb sont installés à l'intérieur de quatre immenses cavernes souterraines construites autour des quatre points de collision des faisceaux du LHC. Les deux autres expériences de taille plus modestes, LHCf et TOTEM sont situées respectivement près des détecteurs ATLAS et CMS.

### III.2 Le détecteur ALICE

ALICE [5] est un dispositif unique auprès du LHC, le seul détecteur essentiellement consacré à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Son principal but est d'étudier l'existence et les propriétés d'une phase deconfinée de la matière nucléaire prédite par la QCD : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Un tel état de la matière a probablement existé quelques microsecondes après le Big Bang, juste avant la formation de particules telles que les protons et les neutrons.

Le but du détecteur ALICE est d'identifier (position dans l'espace, vitesse, masse, charge) le maximum de particules produites lors des collisions. Pour ce faire, le détecteur est composé de plusieurs sous-détecteurs dont chacun a un rôle précis dans la reconstitution des collisions. Une vue générale d'ALICE est donnée sur la figure III.4. La capacité d'ALICE à détecter la plupart des hadrons, photons et leptons pour des couvertures larges en moment transverse et en rapidité permet d'accéder à plusieurs signatures du PQG. En plus des signatures spécifiques du PQG, ALICE doit déterminer les paramètres de la collision, par exemple : le paramètre d'impact ou la multiplicité de particules [3].

Différents modes de fonctionnement sont intéressants pour l'expérience ALICE :

- les collisions Pb-Pb permettront d'accéder aux plus hautes densités d'énergies ;
- les collisions d'ions plus légers comme Ar-Ar permettront d'étudier le comportement du système en fonction de la densité d'énergie. La figure III.5 montre les densités d'énergie qui seront atteintes lors de la collision des différents systèmes. En fonction des résultats des collisions Ar-Ar d'autres systèmes intermédiaires (O-O, Sn-Sn,...) pourront être

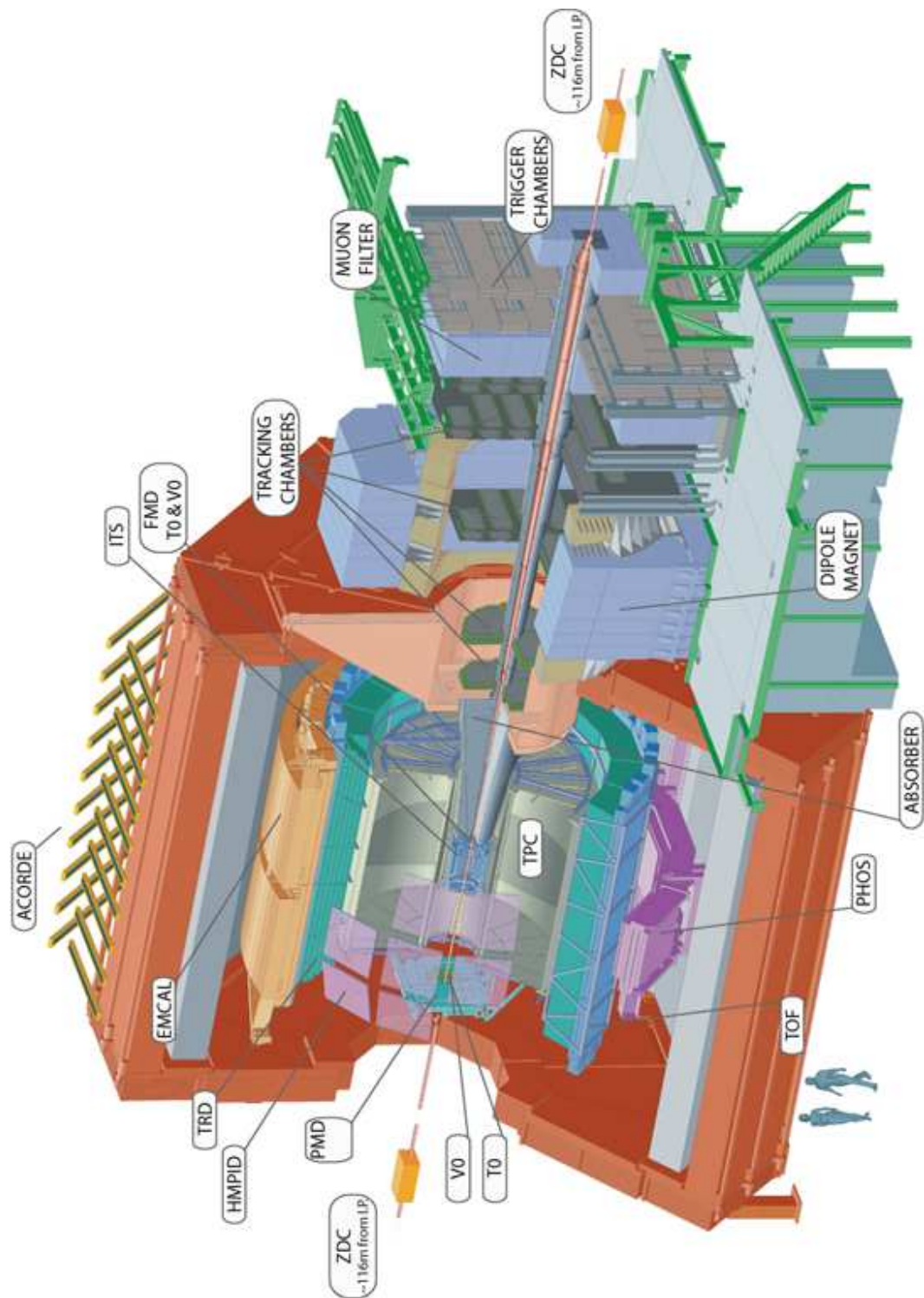


FIG. III.4: Vue du détecteur ALICE.

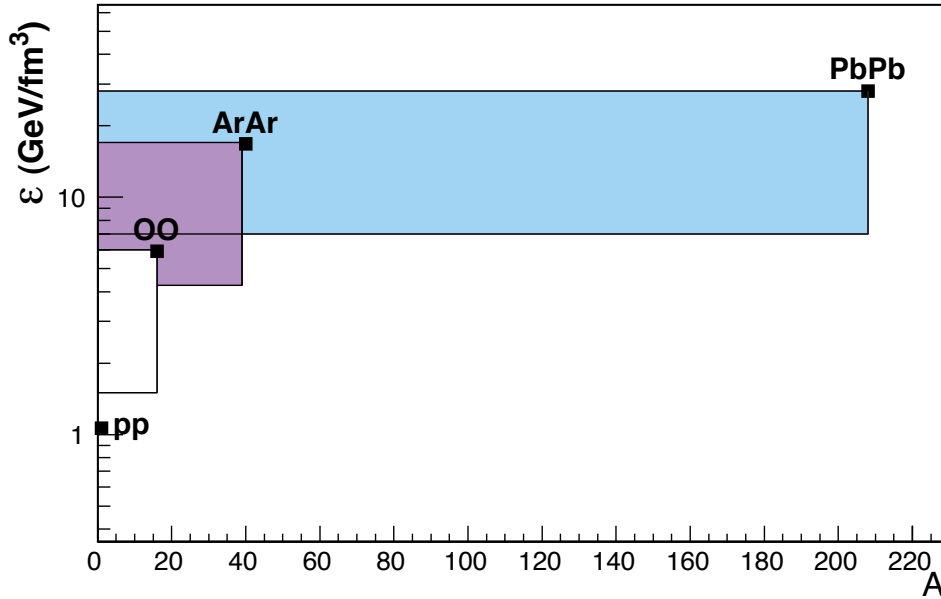


FIG. III.5: Densités d'énergie pour les différents systèmes. Ces densités ont été calculées en utilisant la formule de Bjorken avec des multiplicités de particules chargées de 6000, 1200, 230 et 6,5 pour des collisions centrales Pb-Pb, Ar-Ar, O-O et p-p respectivement [3].

étudiés dans l'avenir ;

- les collisions p-p permettront d'obtenir les données de référence pour l'étude des collisions d'ions lourds ;
- les collisions asymétriques de type p-Pb serviront comme données de référence pour l'étude des effets nucléaires dans l'état initial de la collision.

La durée des prises de données par an est estimée à  $10^7$  s pour les collisions p-p et de  $10^6$  s pour les collisions Pb-Pb. Deux périodes de fonctionnement sont prévues pour le LHC. La période 1 correspond aux prises de données en mode p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV de manière régulière et en mode Pb-Pb pendant un à deux ans. Puis il est prévu de passer en mode p-Pb (d-Pb,  $\alpha$ -Pb) pour une durée d'une année. Cette phase finira par un à deux ans de fonctionnement en mode Ar-Ar. Ensuite dans un scénario préliminaire la période 2 va commencer par les prises de données en mode p-p (d-d, alpha-alpha) à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV, puis il est prévu d'étudier d'autres systèmes A-A intermédiaires en masse (N-N, O-O, Kr-Kr ou Sn-Sn) ainsi qu'en p-A (d-A,  $\alpha$ -A). Finalement un *run* Pb-Pb à plus basse énergie et à plus haute luminosité est planifié. Cependant, le déroulement final de cette phase est conditionné par les résultats obtenus durant la période 1.

Dans les paragraphes suivants de ce chapitre nous décrirons le détecteur ALICE. Nous séparerons cette description en trois grandes parties : la partie centrale, la partie à grande rapidité et le spectromètre à muons (décrit dans le chapitre suivant).

### III.2.1 Les détecteurs de la partie centrale

La partie centrale d'ALICE se situe dans l'aimant solénoïdal L3 qui délivre un champ magnétique moyen de 0,5 Tesla. Cet aimant d'un rayon de 5 mètres et de 12 mètres de longueur est le plus gros solénoïde au monde. Cette partie d'ALICE assure la détection et l'identification des hadrons, des électrons et des photons dans un domaine d'acceptance  $|\eta| < 0,9$  en pseudorapidité et au maximum  $0 < \varphi < 2\pi$  en angle azimutal. Ces mesures sont réalisées dans un environnement hadronique caractérisé par une multiplicité en particules chargées très élevée. Six sous-détecteurs décrits ci-dessous entourent le point d'interaction

afin d'obtenir les informations sur les premiers instants de la collision (vertex, centralité,...). La description des détecteurs est faite en partant du point d'interaction d'ALICE.

### III.2.1.1 Le système interne de trajectographie

#### ITS : Inner Tracking System

##### Rôle :

- localiser le vertex primaire ;
- reconstruire des vertex secondaires de désintégration des mésons lourds, des hypérons et de  $K_s^0$  ;
- identifier et reconstruire les particules chargées de faible impulsion ( $p_T < 100$  MeV/c).

Le système interne de trajectographie [6] (figure III.6) est situé au plus proche (à quelques centimètres) du point d'interaction. Il doit donc être adapté à fonctionner dans un environnement où la densité de particules est très élevée (jusqu'à 80 particules/cm<sup>2</sup>). Il est constitué de six couches cylindriques de détecteurs silicium de 6,28 m<sup>2</sup> de surface qui utilisent trois technologies différents. Les deux premières couches (les plus proches du point d'interaction) sont des détecteurs silicium à pixels ou SPD (*Silicon Pixel Detector*). Les deux couches intermédiaires sont constituées de détecteurs à dérive en silicium ou SDD (*Silicon Drift Detector*), et les deux couches externes de détecteurs silicium sont de type micro-pistes ou SSD (*Silicon Strip Detector*). Dans le tableau III.2 sont reportés quelques caractéristiques de ce détecteur.

Couche	Type	r(cm)	$\pm z$ (cm)	Nombre de voies électroniques
1	pixel	4,0	14,1	3278400
2	pixel	7,2	14,1	6556800
3	drift	15,0	22,2	43008
4	drift	23,9	29,7	90112
5	strip	38,5	43,2	1148928
6	strip	43,6	48,9	1459200

TAB. III.2: Principales caractéristiques de l'ITS.

L'ITS est un détecteur de haute granularité, il possède  $\sim 13$  millions de voies électroniques. La résolution spatiale est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. L'identification des particules est réalisée en mesurant la perte d'énergie  $dE/dx$  et la trajectoire de celles-ci lorsqu'elles traversent le silicium dont l'épaisseur est de 300  $\mu\text{m}$ . Les pions et les électrons sont correctement identifiés pour  $p < 150$  MeV/c, les kaons pour  $p < 500$  MeV/c et les protons pour  $p < 900$  MeV/c.

### III.2.1.2 La chambre à projection temporelle

#### TPC : Time Projection Chamber

##### Rôle :

- reconstruire les traces des particules chargées avec une efficacité de 90 % ;
- identifier des particules via leur perte d'énergie pour des moments transverses allant jusqu'à 100 GeV/c ;
- contribuer à la localisation des vertex primaires et secondaires de l'ITS ;
- participer à l'analyse des observables globales (détermination du plan de réaction et du flot) grâce à sa couverture azimutale totale.

La chambre à projection temporelle d'ALICE [7] (figure III.7) est le plus grand détecteur de ce type jamais construit. Elle fait 5,1 m de longueur et 5,6 m de diamètre pour un volume de 88 m<sup>3</sup>. Ce détecteur consiste en une double enceinte cylindrique remplie d'un mélange gazeux (Ne : 90% et CO<sub>2</sub> : 10%) qui est divisée en deux régions par un mince plan haute tension (100000 volts) placé au milieu. Les électrons libérés par le passage d'une particule

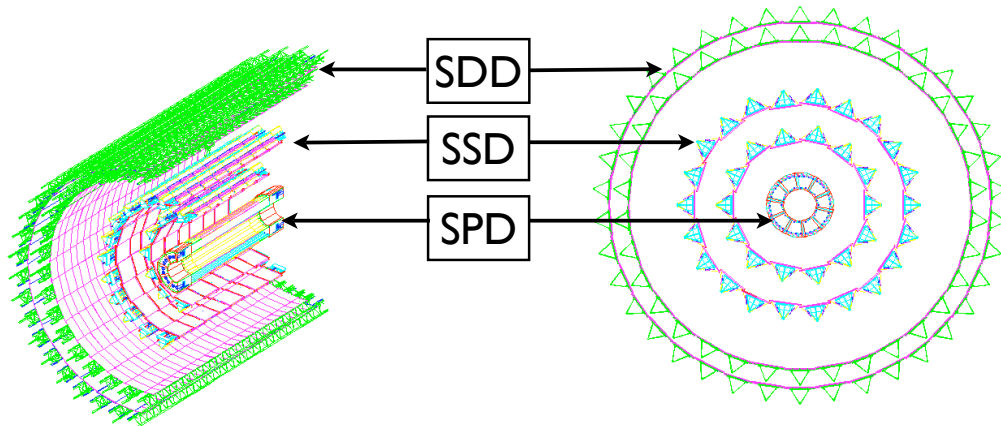


FIG. III.6: Système interne de trajectographie de l'ITS.

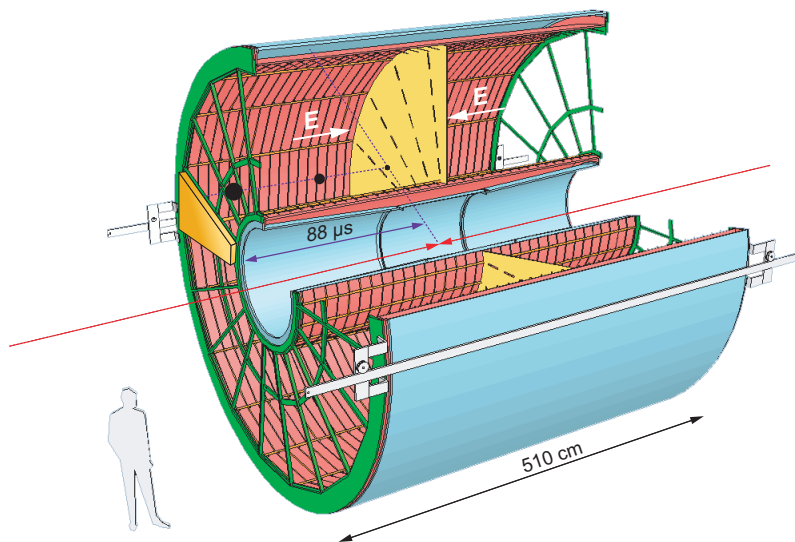


FIG. III.7: Schéma de la TPC d'ALICE.

chargée migrent, sous l'effet du champ électrique, vers les extrémités de l'enceinte. Pour confiner les trajectoires des électrons et réduire les diffusions dans le plan transverse, un champ magnétique axial est appliqué. Les extrémités sont constituées d'une série d'anodes (18 chambres proportionnelles multi-fils) sur lesquelles se font les amplifications. Parallèlement aux anodes, un arrangement d'environ 560000 damiers (pads) de différentes tailles forment les plans de lecture. Sa granularité permet d'atteindre au niveau du cylindre interne (externe) une résolution spatiale de 1100 (800)  $\mu\text{m}$  en  $r\varphi$  et de 1250 (1100)  $\mu\text{m}$  en  $z$ .

### III.2.1.3 Le détecteur à radiation de transition

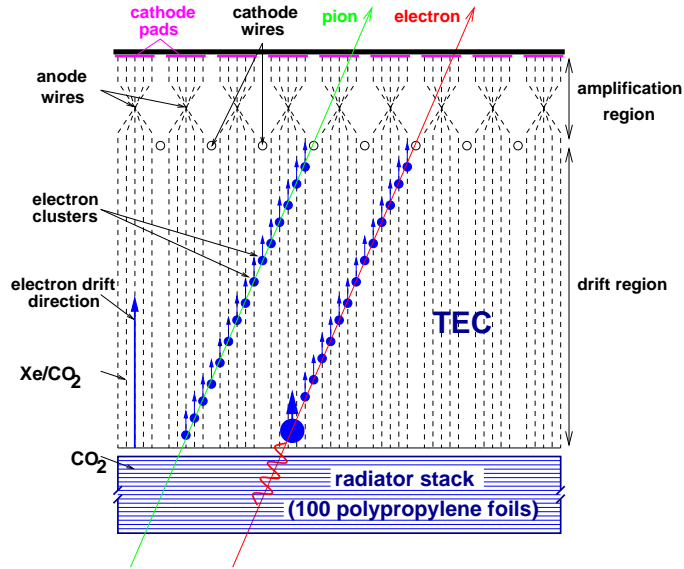


FIG. III.8: Vue du détecteur TRD.

### TRD : Transition Radiation Detector

#### Rôle :

- identifier les électrons de haut moment ( $p > 1 \text{ GeV}/c$ ) qui n'ont pas été identifiés par la TPC ;
- détecter les électrons provenant de la désintégration de mésons vecteurs ( $\omega, \rho, \dots$ ) et de résonances lourdes ( $J/\psi, \Upsilon, \dots$ ) grâce à la conjonction des informations du TRD avec celles de l'ITS et de la TPC ;
- couvrir l'ensemble des signatures en di-électrons dans un domaine en pseudorapidité  $-0,9 < \eta < 0,9$  ;
- étudier la corrélation muon-électron issus de la décroissance semi-leptonique du charme et de la beauté ouverte dans un domaine  $0,9 < \eta < -4,0$ .

Le détecteur de rayonnement de transition [8] (figure III.8) se compose de 6 couches de matériaux d'indices optiques différents segmentés en 18 secteurs azimutaux, eux-même subdivisés en 5 modules dans la direction longitudinale  $z$ . Au total, les 540 modules couvrent une surface active de  $736 \text{ m}^2$ . Chaque module individuel est constitué d'un matériau radiateur de  $4,8 \text{ cm}$  d'épaisseur, d'une chambre proportionnelle multi-fils et d'un plan de lecture à cathodes segmentées. Lorsqu'une particule chargée relativiste ( $p > 0,5 \text{ GeV}/c$ ) traverse un milieu inhomogène un rayonnement X est produit à l'interface de deux couches successives. Le photon traverse le mélange gazeux (Xe : 85% et  $\text{CO}_2$  : 15% ; champ de dérive  $700 \text{ V}/\text{cm}$ ), les charges induites sont amplifiées et collectées par les pads de lecture ( $1,16 \times 10^6$  voies électroniques). La résolution spatiale est de  $400$  ( $600$ )  $\mu\text{m}$  en  $r\varphi$  et de  $2 \text{ mm}$  en  $z$  pour une basse (haute) multiplicité.

#### III.2.1.4 Le détecteur de temps de vol

##### TOF : Time Of Flight

#### Rôle :

- identifier les particules chargées dans une gamme en moment transverse telle que  $0,2 < p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$  via leur temps de vol ;
- séparer les pions et les kaons jusqu'à  $2,5 \text{ GeV}/c$  en améliorant le pouvoir d'identification des traces reconstruites dans la TPC et l'ITS.



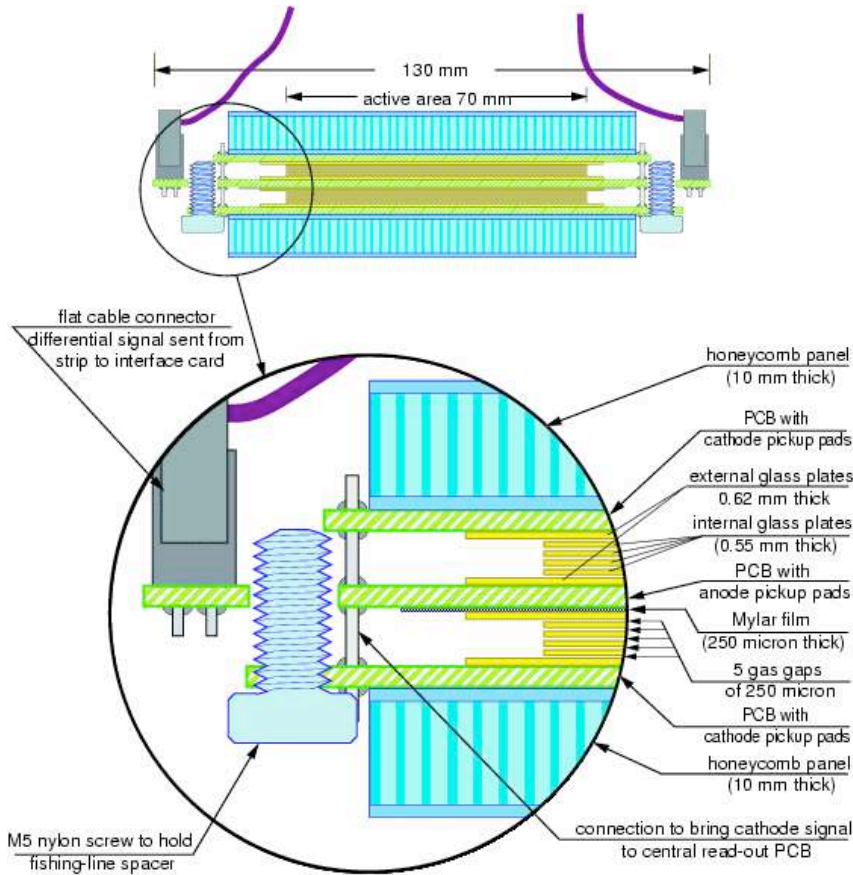


FIG. III.9: Coupe transverse des chambres MRPC utilisées dans le détecteur TOF.

Le TOF [9] est un détecteur cylindrique de 3,7 m de rayon interne, 4 m de rayon externe, et de 7,45 m de longueur. Il couvre une surface active de 141 m<sup>2</sup> et tout l'angle azimutal. La mesure de temps de vol des particules, entre le point d'interaction et le détecteur, se fait en utilisant 1638 chambres de détection de type MRPC (*Multigap Resistive Plate Chamber*) réparties sur 90 modules. Chaque MRPC (figure III.9) est composée d'un double empilement de cinq plaques de verre de 400 μm (interne) et 550 μm (externe) d'épaisseur et séparées par 250 μm d'un mélange gazeux (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> (90%), SF<sub>6</sub> (5%), C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (5%)). Chaque empilement est placé entre deux plaques de résine très résistive en bakélite. Une haute tension est appliquée à un film de graphite déposé sur les faces extérieures de la bakélite produisant un champ électrique uniforme et constant à l'intérieur du gaz. L'ionisation engendrée par le passage d'une particule chargée génère immédiatement un phénomène d'avalanche et une impulsion de tension apparaît entre les deux plans de graphite. Par liaison capacitive, des pistes de lecture conductrices (environ 160000), placées contre chacun des plans de graphite, recueillent une fraction de cette impulsion. L'électronique frontale située à une des extrémités de chacune des pistes peut alors traiter ces signaux. La résolution en temps est de l'ordre de 100 ps.

### III.2.1.5 Le détecteur de particules de grande impulsion transverse HMPID : High Momentum Particle Identification Detector

#### Rôle :

- identifier les hadrons qui possèdent un grand moment transverse  $p_T > 1$  GeV/c ;
- discriminer  $\pi$ /K et K/p jusqu'à des impulsions de 3 GeV/c et 5 GeV/c.

Ce détecteur [10] est composé de 7 modules de 1,5×1,5 m<sup>2</sup> à effet Cherenkov couvrant un domaine en pseudorapacité  $|\eta| < 0,6$  et un angle azimutal de 57,61°. Son principe de fonc-

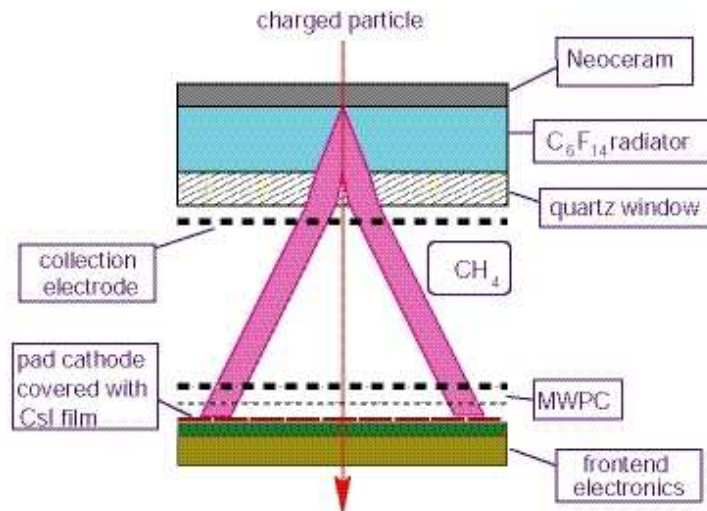


FIG. III.10: Coupe transverse du détecteur HMPID.

tionnement (figure III.10) repose sur le fait qu'une particule chargée traversant un milieu (le radiateur liquide  $C_6F_{14}$ ,  $n = 1,3$ ) à une vitesse supérieure à celle de la vitesse de la lumière dans ce milieu, émet un cône de lumière sous un angle  $\theta_c$  tel que  $\cos \theta_c = 1/n\beta$ . En fonction de l'angle d'émission  $\theta_c$  du cône de lumière et de leur impulsion, les particules peuvent être identifiées. Les photons émis sont détectés par un compteur de photons composé d'un film mince d'iodure de césium (CsI) déposé sur les cathodes segmentées d'une chambre à fils. La granularité choisie (161280 voies électroniques) et la précision de quelques mRad sur la lecture de l'angle Cherenkov permettent d'atteindre une bonne résolution spatiale et une très bonne identification des particules.

### III.2.1.6 Le spectromètre électromagnétique

#### PHOS : PHOTon Spectrometer

##### Rôle :

- détecter des photons ( $p_T$  de 0,5 - 10 GeV/c) et des mésons neutres ( $\pi^0$  de  $p_T$  1 - 10 GeV/c,  $\eta$  de  $p_T$  2 - 10 GeV/c) au travers de leur décroissance dans le canal di-photonique ;
- mesurer des mésons neutres de grande impulsion afin d'étudier le *jet quenching*.

Le détecteur PHOS [11] est un calorimètre électromagnétique de hautes résolutions (énergie et position) situé à 4,6 m du point d'interaction et couvrant un angle azimutal de  $100^\circ$  et un domaine en pseudorapidité  $|\eta| < 0,12$ . Il est constitué de 17920 voies de détection réparties sur 5 modules dont la surface totale est de  $8 \text{ m}^2$  et le poids de 12,5 tonnes. Un module contient 3584 canaux de lecture. Chaque canal (figure III.11) est constitué d'un cristal scintillateur  $PbWO_4$  couplé à un photodétecteur APD (*Avalanche Photo Diode*). Le scintillateur assure la conversion de l'énergie des photons en lumière visible qui est ensuite transformée en signal électrique par l'APD. Ce signal est amplifié et transformé en tension par un préamplificateur CSP (*Charge Sensitive Preamplifier*).

### III.2.1.7 Le calorimètre électromagnétique

#### EMCAL : ElectroMagnetic CALorimeter

##### Rôle :

- étudier la production de *jets* des particules et de photons ;
- compléter le PHOS et améliorer la capacité d'ALICE à étudier les photons et les *jets* de haut moment transverse et en particulier la corrélation  $\gamma$  - *jets* où le photon et le *jet*



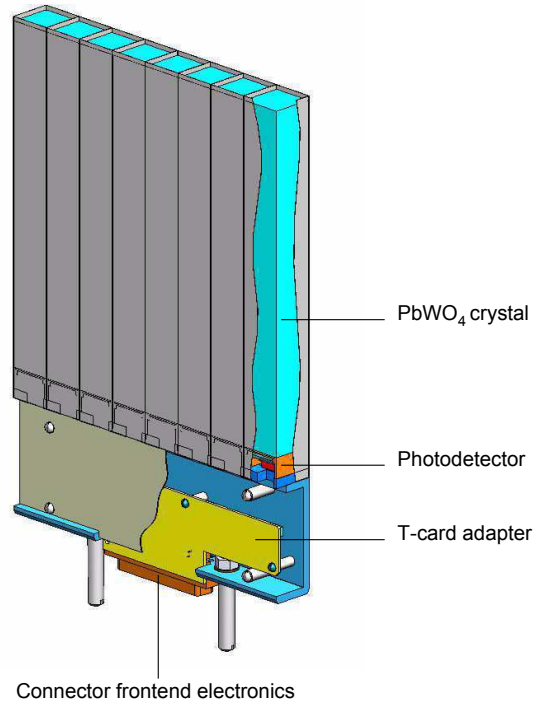


FIG. III.11: Module élémentaire du détecteur PHOS.

sont détectés simultanément.

EMCAL [12] est un calorimètre électromagnétique (figure III.12) qui couvre un intervalle en pseudorapidité  $|\eta| < 0,7$  et de  $110^\circ$  en angle azimutal, situé à 4,28 m du point d'interaction. Il est composé de 11 super-modules chacun contenant des modules élémentaires. Une tour élémentaire est une succession de 77 couches de plomb (épaisseur de 1,44 mm) et de scintillateurs en polystyrène (épaisseur de 1,76 mm), le tout est enrobé par une couche de dioxyde de titane  $\text{TiO}_2$  qui assure l'isolation optique.

### III.2.2 Les détecteurs à grande rapidité

Cet ensemble de cinq sous-détecteurs est placé à très petits angles et donc à grande pseudorapidité.

#### III.2.2.1 Le calorimètre à zéro degré

*ZDC : Zero Degree Calorimeter*

**Rôle :**

- estimer la centralité de la collision.

Le ZDC (figure III.13) est composé de six calorimètres (trois de chaque côté du point d'interaction) [13] : le calorimètre à neutrons ( $\text{ZDC}_n$ ), à protons ( $\text{ZDC}_p$ ) et électromagnétique ( $\text{ZDC}_{em}$ ). Les  $\text{ZDC}_n$  et  $\text{ZDC}_p$  sont placés à 116 m du point d'interaction et ils couvrent l'intervalle en pseudorapidité compris entre  $-9,2 < \eta < -7,8$ . Le  $\text{ZDC}_{em}$  est situé à 7 m du point d'interaction et couvre un domaine en pseudorapidité  $4,8 < \eta < 5,7$ . Ce sont des calorimètres de type « spaghetti » composés d'une série de plaques de métal lourd superposées (maté-

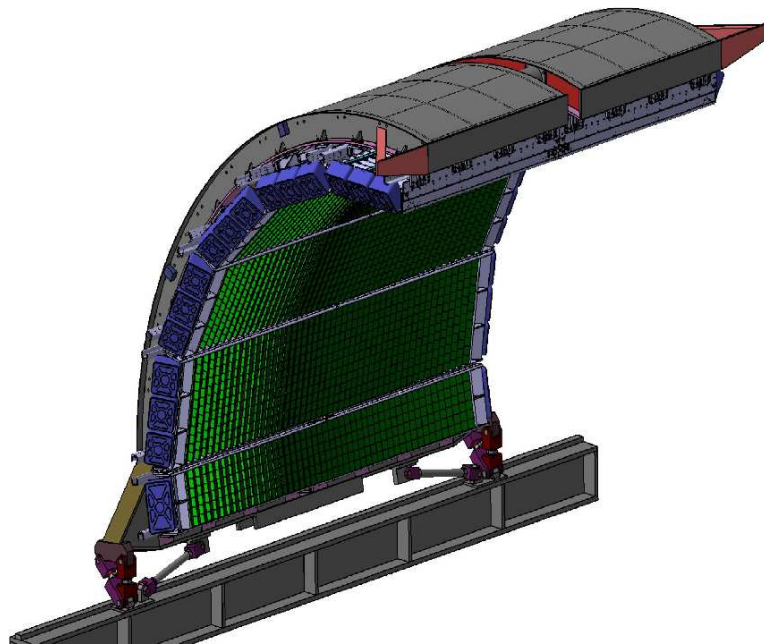


FIG. III.12: Vue générale du détecteur EMCAL.

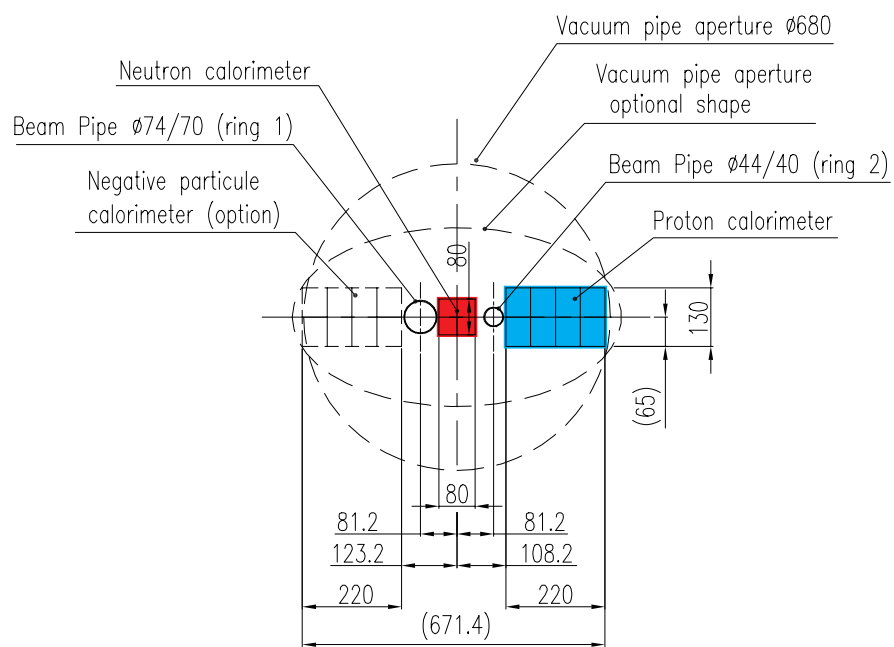


FIG. III.13: Schéma du détecteur ZDC.

riau absorbeur ou passif), rainurées pour loger une matrice de fibres en quartz (matériau actif). Les particules de haute énergie traversent le matériau passif et créent une cascade de particules (gerbe). Cette gerbe peut produire la lumière Cherenkov dans le matériau actif. Cette lumière se propage jusqu'au bout de la fibre où un photo-multiplicateur la transforme en signal électrique. Quelques caractéristiques de ces 3 calorimètres sont résumées dans le tableau III.3. La centralité de la collision est estimée en détectant les nucléons spectateurs

	ZDC <sub>n</sub>	ZDC <sub>p</sub>	ZDC <sub>em</sub>
Volume (cm <sup>3</sup> )	7 x 7 x 100	20,8 x 12 x 150	7 x 7 x 21
Absorbant	Tantale	Laiton	Plomb
Résolution en énergie (%)	8,3	9,1	1 (1,8)

TAB. III.3: Caractéristiques des trois calorimètres ZDC. La résolution en énergie est donnée pour un nucléon de 2,76 TeV (pour le ZDC<sub>n</sub> et ZDC<sub>p</sub>) et pour des collisions centrales (périphériques) pour le ZDC<sub>em</sub>.

$N_{spec}$  (les nucléons qui n'ont pas interagit lors de la collision) émis à petit angle en utilisant la formule :  $N_{spec} = E_{ZDC}/E_{nuc}$  où  $E_{ZDC}$  est l'énergie déposée dans le calorimètre et  $E_{nuc}$  l'énergie moyenne du faisceau par nucléon (2,76 TeV dans le cas des faisceaux de plomb). Le calcul du nombre de participants se fait en mesurant l'énergie déposée par les particules spectatrices dans les calorimètres en utilisant la formule :  $N_{part} = A - N_{spec}$  où  $A$  est le nombre de masse du noyau (208 pour le plomb).

### III.2.2.2 Le détecteur de multiplicité des photons

#### *PMD : Photon Multiplicity Detector*

##### Rôle :

- mesurer, événement par événement, la multiplicité et la distribution spatiale des photons ;
- fournir les mesures permettant l'étude du flot : le plan de réaction et l'énergie électromagnétique transverse.

Le PMD [14], d'une surface active de détection de 2 m<sup>2</sup>, est situé à une distance de 3,6 m du point d'interaction. Il couvre un domaine en pseudorapidité compris entre  $2,3 < \eta < 3,5$ . C'est un détecteur de haute granularité composé (figure III.14) d'un plan de détection VETO, d'un convertisseur et d'un détecteur de type « pied de gerbe » (*preshower*). Dans un premier temps le détecteur VETO permet de rejeter les réactions liées aux particules chargées. Le passage d'un photon dans le convertisseur en plomb (15 mm d'épaisseur) produit une gerbe électromagnétique. Cette gerbe est ensuite analysée par le détecteur *preshower* qui est composé de chambres proportionnelles à structure en nid d'abeilles fonctionnant avec un mélange gazeux Ar + CO<sub>2</sub> (70% + 30%) et comprenant environ 220000 voies de lecture.

### III.2.2.3 Le détecteur de multiplicité à l'avant

#### *FMD : Forward Multiplicity Detector*

##### Rôle :

- mesurer la multiplicité de particules chargées (il complète ainsi l'ITS) ;
- analyser les fluctuations du nombre de particules événement par événement ;
- étudier le flot.

Les exigences concernant la construction du détecteur FMD [15] sont les suivantes :

1. large couverture et segmentation fine en pseudorapidité ;
2. couverture totale en angle azimutal  $\varphi$  ;
3. haute efficacité de reconstruction de la multiplicité. Ceci impose la segmentation du détecteur ;

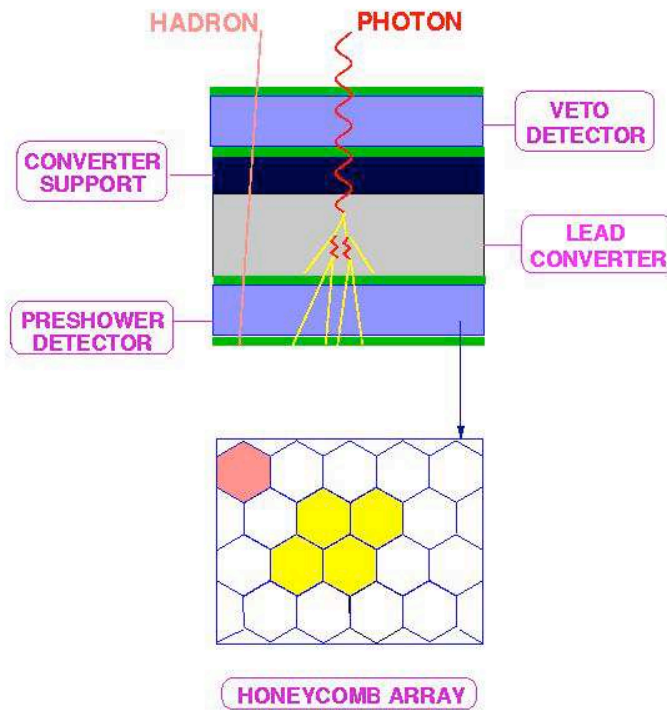


FIG. III.14: Schéma de principe du détecteur PMD.

#### 4. haute résistance aux rayonnements.

Ces considérations ont conduit à la construction d'un détecteur basé sur les capteurs à silicium arrangés en anneaux entourant le tube du faisceau. Les détails sur la conception du FMD sont présentés dans [16].

Ce détecteur est installé de part et d'autre du point d'interaction autour du tube du faisceau couvrant une gamme en pseudorapidité de  $-3,4 < \eta < -1,7$  et  $1,7 < \eta < 5,1$ . Il est constitué de 3 sous-systèmes : FMD1, FMD2 et FMD3 dont chacun est composé de secteurs azimutaux arrangés en un ou en deux anneaux. La figure III.15 montre le schéma du FMD ainsi que sa position par rapport au point d'interaction. En fonction du nombre de secteurs, deux types d'anneaux sont distingués : l'anneau intérieur (I : *Inner*) et extérieur (O : *Outer*) contenant respectivement 20 et 40 secteurs azimutaux (figure III.16). Le FMD1 est constitué d'un anneau du type I, les FMD2 et FMD3 contiennent chacun 1 anneau du type I et O. Le tableau III.4 donne la couverture en pseudorapidité et la distance du point d'interaction pour chaque anneau. Un secteur azimutal de l'anneau I (O) est composé de 512 (256) détecteurs à silicium d'épaisseur de  $300 \mu\text{m}$ . La couverture radiale est donnée dans le tableau III.4. Chaque anneau est segmenté en 10240 pistes et donc au total le FMD contient 51200 canaux de lecture.

#### III.2.2.4 Le T0

Rôle :

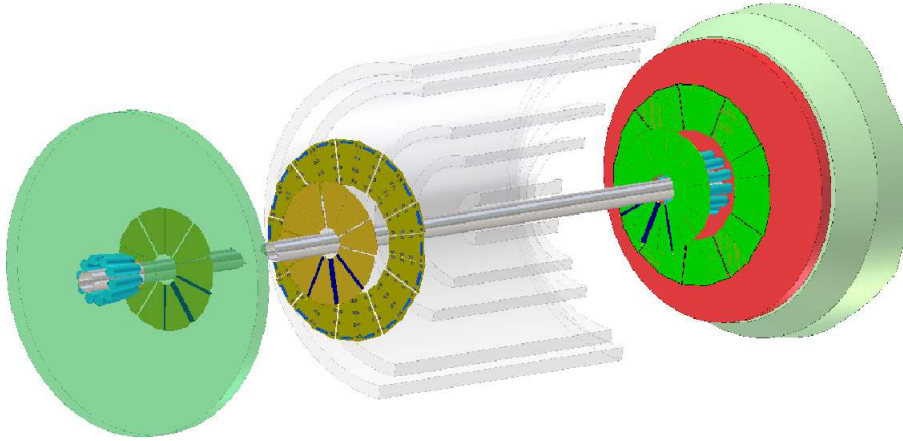


FIG. III.15: Vue de l'ensemble du FMD.

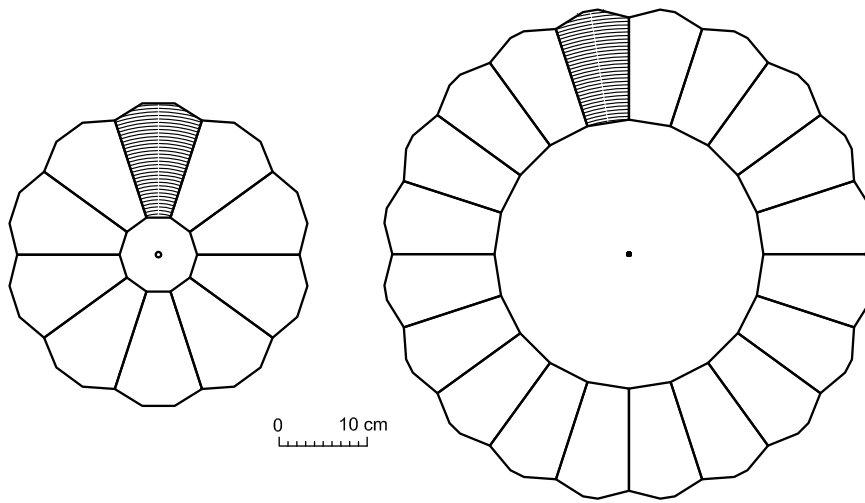


FIG. III.16: Illustration de la segmentation d'un anneau interne I (à gauche) et externe O (à droite) du FMD.

Anneau	Couverture en $\eta$	z (cm)	Couverture radiale (cm)
FMD1I	$3,68 < \eta < 5,03$	320	4,2 - 17,2
FMD2I	$2,28 < \eta < 3,68$	83,4	4,2 - 17,2
FMD2O	$1,70 < \eta < 2,29$	75,2	15,4 - 28,4
FMD3I	$-3,40 < \eta < 2,01$	-62,8	4,2 - 17,2
FMD3O	$-2,29 < \eta < 1,70$	-75,2	15,4 - 28,4

TAB. III.4: Couverture en pseudorapidité et position de chaque anneau du FMD.

- délivrer des signaux de déclenchement et de synchronisation entre tous les détecteurs ;
- générer une référence temporelle de la collision pour le détecteur TOF ce qui nécessite une précision de 50 ps ;
- fournir un signal de *pre-trigger* pour le TRD ;
- mesurer la multiplicité de particules et générer un des trois signaux de *trigger* :  $T0_{min-bias}$ ,  $T0_{semi-central}$  ou  $T0_{central}$  ;
- mesurer la position du vertex et identifier les interactions faisceau-gaz.

Le détecteur T0 [15] est composé de deux parties, le T0L (*T0 Left*) et T0R (*T0 Right*), situées respectivement à 350 cm et -70 cm du point d'interaction. Leur couverture en pseudorapidité est de  $4,5 < \eta < 5,0$  pour T0L et de  $-3,3 < \eta < -2,9$  pour T0R. Chacun de ces détecteurs est composé de 12 compteurs à effet Cherenkov fonctionnant avec un radiateur en quartz qui sont couplés avec des photo-multiplieurs pour un total de 56 voies de lecture. La résolution temporelle est de 37 ps, ce qui donne une précision sur la position du vertex de l'ordre de 1,3 cm.

### III.2.2.5 Le V0

#### Rôle :

- délivrer un signal de déclenchement « minimum bias » aux détecteurs centraux ;
- fournir un signal de déclenchement de centralité en mode ion-ion ;
- valider le *trigger* dimuon en mode p-p ;
- mesurer la luminosité.

Le V0 [15] se compose de deux hodoscopes de détecteurs à scintillation, V0L (*V0 Left*) et V0R (*V0 Right*), situés de part et d'autre du point d'interaction. Le V0L est placé à une distance 350 cm du vertex, sa couverture en pseudorapidité est de  $2,8 < \eta < 5,1$ . Le V0R est installé devant l'absorbeur frontal du spectromètre à muons, à -90 cm du point d'interaction et couvre donc une gamme en pseudorapidité de  $-5,1 < \eta < -1,7$ . Le V0R et V0L ont une forme de disques respectivement de 35 cm (45 cm) de rayon. Chacun des deux est segmenté en 32 compteurs élémentaires distribués sur 4 anneaux concentriques formant ainsi 8 secteurs. Un compteur élémentaire est composé d'un scintillateur avec des fibres optiques de type WLS (*WaveLength Shifting*). La lumière collectée est transportée vers un photo-multiplieur installé à 3 m du détecteur. La résolution en temps est de l'ordre de 1 ns.

La figure III.17 montre l'ensemble de trois détecteurs à l'avant : le V0, le T0 et le FMD.

## III.3 Le système de déclenchement d'ALICE

Le système de déclenchement de l'expérience ALICE [17] est dédié à la sélection à plusieurs niveaux des événements physiquement intéressants en tenant compte des exigences physiques et de la bande passante du système d'acquisition DAQ. Les signaux de trigger provenant des détecteurs individuels sont envoyés vers un processeur CTP (*Central Trigger Processor*) qui est chargé de les traiter et de renvoyer d'éventuels signaux de déclenchement aux détecteurs. Ce système est séparé en trois niveaux en fonction de leur latence c'est-à-dire la durée entre l'interaction primaire et la réception du signal par les détecteurs :

- niveau L0 : le niveau le plus rapide de latence  $1,2 \mu s$  auquel participent le V0, le T0, le TRD et le trigger du spectromètre à muon. Les autres détecteurs sont trop éloignés ou trop lents pour participer au L0 ;
- niveau L1 : de latence  $6,5 \mu s$  inclut les informations de détecteurs tels que le ZDC et le TRD ;
- niveau L2 : le niveau le plus lent qui prend une décision définitive de conserver ou rejeter un événement avec une latence de  $88 \mu s$  qui correspond au temps de dérive des électrons dans la TPC.

Il est complété par un trigger de haut niveau HLT (*High Level Trigger*) qui permet la compression et une sélection plus fine des données collectées.

## III.4 Le système d'acquisition DAQ (*Data Acquisition*)

La procédure de fonctionnement de la DAQ d'ALICE [18] est la suivante :

- le transfert des données vers la DAQ commence après réception par les détecteurs du signal de trigger de niveau L2 ;

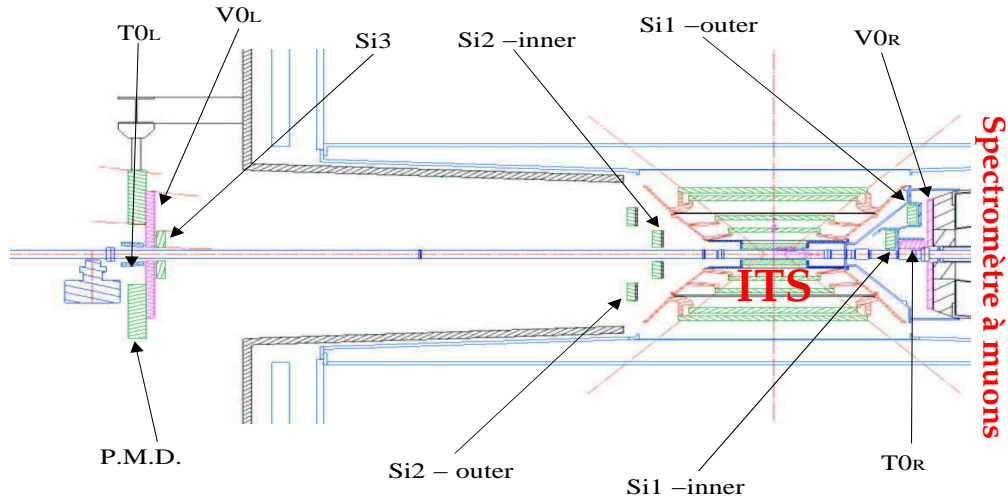


FIG. III.17: Arrangement des détecteurs (à grande pseudorapidité) : V0, T0 et FMD.

- les données sont transférées aux LDC (*Local Data Concentrators*), le système chargé de la reconstruction des sous-événements, via le DDL (*Detector Data Link*);
- le stockage des données dans les mémoires tampons d'une carte RORC (*ReadOut Receiver Card*) dans le cas où le LDC est occupé;
- l'application des algorithmes du trigger de haut niveau, HLT, afin de réduire la taille des données à stocker;
- suivant la décision du HLT, la reconstruction totale ou partielle peut être lancée au niveau du GDC (*Global Data Collectors*);
- les données reconstruites sont stockées sur des supports permanents ou PDS (*Permanent Data Storage*). Le taux maximum de transfert (après la compression) est de 1,25 Go/s. Pour le spectromètre à muons, avec un taux d'occupation de 5% et une fréquence de trigger dimuon de 1000 Hz, cette bande passante est de l'ordre de 0,24 Go/s.

Le volume de données à stocker est très important. Il dépend directement de paramètres comme la multiplicité des particules par événement qui est mal connue pour l'instant. Une estimation de cette taille avec les simulations HIJING, en supposant 8000 particules chargées par unité de rapidité dans la région centrale, donne 86,5 Mo pour un événement Pb-Pb central avant la compression. Dans le cas du spectromètre à muons cette taille est de 0,150 Mo. La taille d'un événement semi-central ou « minimum bias » est respectivement 50% et 25% de la taille d'un événement central. La compression permet de réduire cette taille de 50% sans aucune perte d'informations physiques.

### III.5 Quelques mots sur les outils informatiques

Les deux outils de base utilisés pour la simulation, la reconstruction et l'analyse des données sont :

- ROOT [19] : un outil, écrit en langage orienté objet C++ , servant à plusieurs usages,

par exemple : la visualisation des résultats, le stockage de données ou le traitement des fichiers. Il contient également, les outils mathématiques et statistiques. Le développement a commencé en 1994 au CERN pour les besoins de la physique des hautes énergies. Aujourd'hui il est utilisé dans d'autres domaines comme l'économie, la finance et même la biologie.

– ALIROOT : développé sur la base de ROOT par la collaboration ALICE, décrit l'environnement spécifique au détecteur ALICE. En particulier il contient la géométrie du détecteur ainsi que les outils nécessaires pour la simulations. La reconstruction et l'analyse d'événements y sont également incluses. Ce projet a débuté en 1998 et est en constant développement.

Le schéma de traitement des données dans le cadre d'ALIROOT est montré sur la figure III.18. La partie gauche de ce diagramme présente la simulation des données et la partie droite leurs reconstruction et analyse. La reconstruction et analyse des données est faite de la même manière pour les deux types des données : simulées et expérimentales.

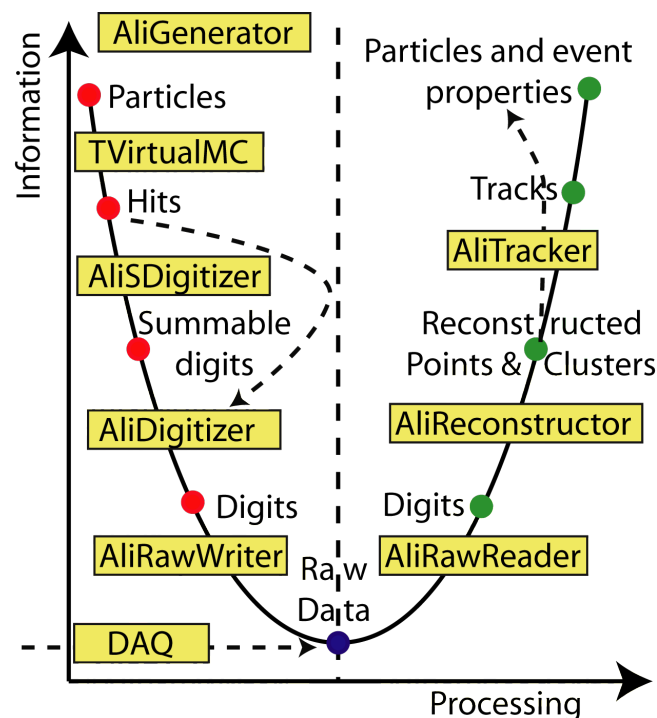


FIG. III.18: Procédure de génération et de reconstruction d'un événement dans le cadre d'ALIROOT.

### III.5.1 Simulation d'événements

La simulation d'un événement est composée de deux étapes :

– génération : en haut de la parabole se trouvent les générateurs d'événements. L'objectif d'un générateur est de reproduire au mieux les modèles théoriques décrivant une collision en prenant en compte tous les processus physiques connus. ALIROOT contient plusieurs générateurs dont le but est de reproduire les résultats des calculs théoriques. Les deux générateurs les plus utilisés sont PYTHIA [20] et HIJING [21] pour la génération d'une collision p-p et Pb-Pb. Ces générateurs utilisent les méthodes Monte Carlo basées sur des procédés aléatoires c'est-à-dire des techniques probabilistes en imposant des poids sur les différents critères (centralité d'un événement, saveur ou énergie de la particule, etc...).



– propagation dans le détecteur : les particules générées sont introduites dans l'environnement expérimental c'est-à-dire dans le détecteur. Le transport dans le détecteur ainsi que l'interaction avec la matière sont décrits par des codes de transport tels que GEANT (*GEometry ANd Tracking* [22]) et FLUKA [23]. La décroissance de particules de temps de vie court est aussi faite dans ce code. La version utilisée par défaut dans ALIROOT est GEANT3 (version 3.21-1.4) qui est écrite en fortran. La prochaine version GEANT4 est entièrement programmée en C++ mais pour l'instant elle n'est pas intégrée dans ALIROOT.

Le but de ces deux étapes est la création des *hits* qui contiennent l'histoire d'une particule c'est-à-dire les informations sur son comportement dans le détecteur (par exemple l'énergie déposée dans le détecteur ou les coordonnées spatiales de l'interaction, etc...). Ces données sont ensuite numérisées (exprimées en canaux ADC) : les *hits* sont convertis en *digits*. Pour rendre la simulation plus réaliste, les fichiers contenant la réponse électronique (piédetats, calibration, alignement, etc...) peuvent être ajoutés. Les données simulées sont alors mises en forme et écrites sous un format brut dit *raw data* identique au format des données expérimentales. Ce dernier point est la frontière entre la simulation et la reconstruction des données. En effet les données expérimentales sont elles aussi délivrées en format *raw data*. La reconstruction des données réelles (provenant de l'expérience) et des données générées avec la simulation suit ensuite la même procédure.

### III.5.2 Reconstruction et analyse d'événements

La reconstruction des données consiste à transformer les données brutes en fichiers ESD (*Event Summary Data*) de taille beaucoup plus petite contenant les informations essentielles à l'analyse des collisions. À partir de ces fichiers ESD sont produits les fichiers AOD (*Analysis Object Data*) dédiés à l'analyse des thèmes de physique spécifiques.

La taille des données accumulées est phénoménale : 1 et 12,5 Mo pour respectivement 1 événement p-p et Pb-Pb. Cela conduit à 2 Po/an pour 1 mois de prise des données Pb-Pb. C'est pour cette raison que le stockage et le traitement des données sont des points très importants durant l'expérience. Cela a conduit à la mise en place d'une infrastructure informatique nommée LCG (*LHC Computing Grid*) permettant de distribuer le stockage et l'analyse dans plusieurs centres de calculs.

---

## Bibliographie

---

- [1] Design Study. The Large Hadron Collider Project. *CERN*, 91-03.
- [2] A. Beuret et al. The LHC lead injector chain. *Proceedings of EPAC 2004*, 2004.
- [3] ALICE Collaboration. Physics Performance Report Vol. 1. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 2004.
- [4] Communication Group. LHC the guide. *CERN-Brochure*, 2006-003.
- [5] ALICE Technical Proposal. A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. *CERN*, 95-71.
- [6] ALICE Technical Design Report. The Inner Tracking System. *CERN/LHCC*, 1999-12.
- [7] ALICE Technical Design Report. The Time Projection Chamber. *CERN/LHCC*, 2000-01.
- [8] ALICE Technical Design Report. The Transition Radiation Detector. *CERN/LHCC*, 2001-21.
- [9] ALICE Technical Design Report. The Time Of Flight detector. *CERN/LHCC*, 2000-12.
- [10] ALICE Technical Design Report. The High Momentum Particle Identification Detector. *CERN/LHCC*, 1998-19.
- [11] ALICE Technical Design Report. The PHOTON Spectrometer. *CERN/LHCC*, 1999-04.
- [12] ALICE Technical Proposal. The ElectroMagnetic CALorimeter. *CERN/LHCC*, 2006-014.
- [13] ALICE Technical Design Report. The Zero Degree Calorimeter. *CERN/LHCC*, 1999-05.
- [14] ALICE Technical Design Report. The Photon Multiplicity Detector. *CERN/LHCC*, 2003-38.
- [15] ALICE Technical Design Report. The Forward Detectors. *CERN/LHCC*, 2004-025.
- [16] ALICE Collaboration. ALICE technical design report on forward detectors : FMD, T0 and V0. *CERN-LHCC-2004-025*, 2004.
- [17] Preliminary Design Review. Central Trigger Processor. *CERN/LHCC*, 2008.
- [18] ALICE Technical Design Report. Trigger Data Acquisition, High Level Trigger, Control System. *CERN/LHCC*, 2004-001.
- [19] The ROOT project. Homepage of the Root project : <http://root.cern.ch>. *World Wide Web*.
- [20] T. Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, vol. 135, 238-259, 2001.
- [21] X.-N. Wang and M. Gyulassy. HIJING : A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions. *Phys. Rev.*, vol. D44, 3501-3516, 1991.

- [22] CERN. Geant 3.2.1. *CERN program library*; <http://root.cern.ch/root/vmc/>, World Wide Web.
- [23] G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala, F. Cerutti, A. Ferrari, S. Roesler, A. Fasso, and J. Ranft. The FLUKA code : Description and benchmarking. *AIP Conference Proceeding 896*, 31-49, 2007.

## IV

# Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [1, 2] permet la mesure des quarkonia ( $J/\psi, \psi', \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$ ), des résonances de basse masse ( $\rho, \omega, \varphi$ ), des saveurs lourdes ouvertes et éventuellement des bosons de jauge ( $W^\pm, Z^0$ ) via leur désintégration muonique. Le domaine en pseudorapacité couvert est compris entre  $\eta = -4$  et  $\eta = -2,5$  ( $2^\circ < \theta < 9^\circ$ ) et  $2\pi$  en angle azimuthal. Ce détecteur est représenté schématiquement sur la figure IV.1, et peut se décomposer ainsi :

- 4 absorbeurs qui ont pour objectif de réduire le bruit de fond indésirable ;
- un ensemble de 5 stations de trajectographie (*tracking*) pour la reconstruction des traces de muons ;
- un système de déclenchement (*trigger*) qui permet la sélection des événements intéressants ;
- un aimant dipolaire nécessaire pour mesurer l'impulsion des muons.

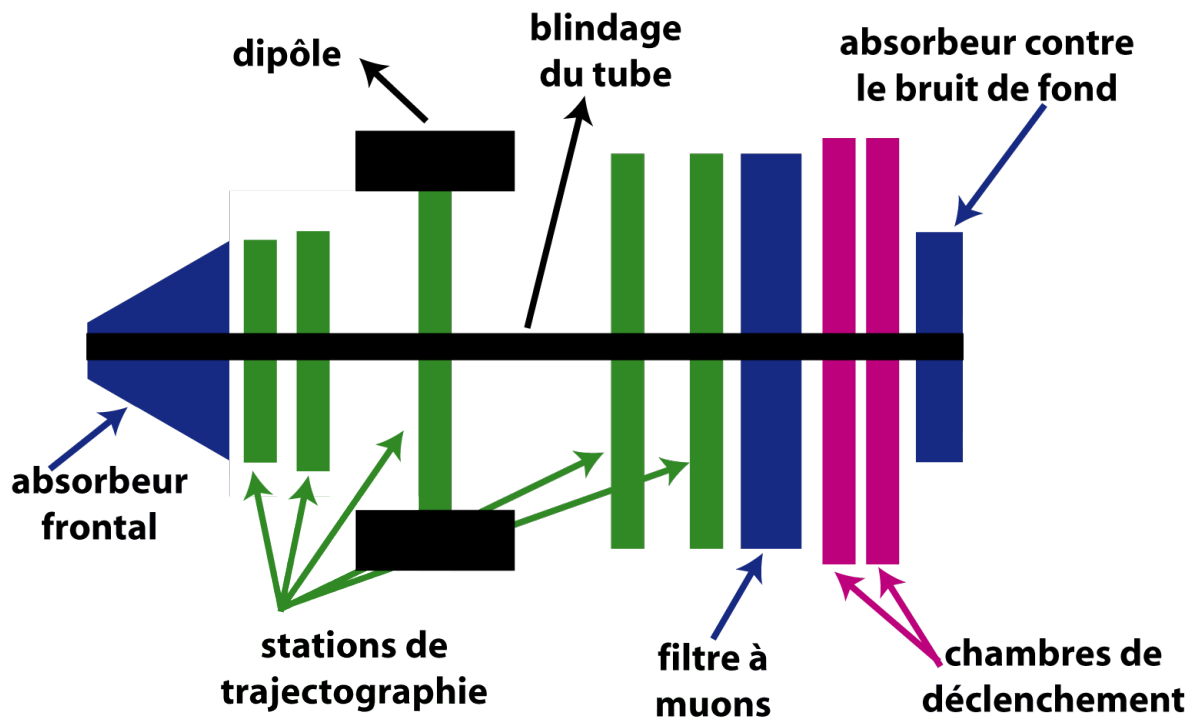


FIG. IV.1: Schéma de principe du spectromètre à muons.

## IV.1 Les absorbeurs

Les particules produites lors d'une collision d'ions lourds peuvent interagir avec les différentes parties du spectromètre à muons en introduisant un bruit de fond et un taux d'occupation des chambres important. Pour cela, le détecteur est protégé à l'aide d'un ensemble d'absorbeurs. Les épaisseurs ainsi que le choix des matériaux les constituant doivent être optimisés pour ne pas dégrader la qualité du signal et en particulier la résolution en masse du détecteur. Les absorbeurs existants sont les suivants :

**L'absorbeur frontal :** il s'agit d'un cône d'absorption situé à l'intérieur de l'aimant L3 à une distance de 90 cm du point d'interaction et d'une longueur de 4,13 m. Il a pour but d'atténuer le flux de hadrons émis dans l'acceptance du spectromètre par au moins un facteur 2. En particulier, il doit supprimer le plus tôt possible les pions et les kaons qui ont une forte probabilité, respectivement  $\sim 100\%$  et  $\sim 64\%$ , de se désintégrer en muons en augmentant le bruit de fond dans le spectromètre. Il doit aussi protéger les détecteurs de la partie centrale d'ALICE des particules secondaires produites dans l'absorbeur lui-même. Dans la partie proche de l'ITS le cône est composé de matériaux de faible numéro atomique (carbone, béton) afin de minimiser la perte d'énergie et la diffusion multiple de muons. La partie arrière est une succession de couches d'éléments de  $Z$  élevé, plomb et polyéthylène boré, qui absorbent respectivement les photons et les neutrons de basse énergie. La couche externe de l'absorbeur est enrobée avec des matériaux denses (plomb et tungstène) dans le but de protéger la TPC des particules retro-diffusées.

**Le blindage du tube faisceau :** il enveloppe la ligne du faisceau et il s'étend sur toute la longueur du spectromètre à muons afin de le protéger des particules produites à grande rapidité ainsi que des interactions faisceau-gaz. Il est composé de matériaux denses tels que le tungstène, le plomb et l'acier.

**Le filtre à muons :** cet absorbeur de 1,2 m d'épaisseur est intercalé entre la dernière chambre de trajectographie et la première chambre à *trigger*. Il est fait de fer et sa fonction est de d'arrêter les particules énergétiques (pions, kaons,...) qui ont traversées l'absorbeur frontal. Comme il est placé après les chambres de trajectographie il n'a aucun effet sur la résolution en masse.

**L'absorbeur contre le bruit de fond du LHC :** ce mur de fer de 1 m d'épaisseur et de 1,1 m de rayon est installé derrière les chambres de déclenchement. L'objectif est de protéger ces chambres contre le bruit de fond provenant des interactions faisceau-gaz. L'intensité de ce bruit est proportionnel à la luminosité du faisceau de LHC. En collisions p-p, les détecteurs ATLAS et CMS fonctionnent à pleine luminosité soit de l'ordre de  $10^{34}$  cm<sup>2</sup>/s. Cependant, le détecteur ALICE fonctionne à la luminosité réduite de  $10^{31}$  cm<sup>2</sup>/s. Dans ces conditions, le nombre de muons provenant des interactions faisceau-gaz est du même ordre de grandeur que celui des muons provenant du point d'interaction.

Un tel jeu d'absorbeurs permet une première sélection des particules intéressantes en introduisant une coupure de 4 GeV/c sur leur impulsion totale.

## IV.2 Le dipôle magnétique

C'est un aimant dipolaire chaud de 850 tonnes positionné à 9,9 m du point d'interaction créant un champ magnétique maximal de 0,7 T dans la direction X. Il permet la séparation des muons de charges opposées par déviation dans le champ magnétique (dans le plan vertical YZ aussi appelée plan de déviation ou *bending plane*) afin de calculer leur impulsion en utilisant la relation :  $p = 0,3B\rho$  avec  $p$  l'impulsion du muon,  $B$  la valeur du champ magnétique et  $\rho$  le rayon de courbure.

## IV.3 Le système de trajectographie du spectromètre à muons

Pour atteindre les objectifs physiques du projet, une résolution en masse meilleure que  $100 \text{ MeV}/c^2$  est nécessaire afin de pouvoir séparer les résonances de la famille du  $\Upsilon$  ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ). Cette condition impose une résolution spatiale inférieure à  $100 \mu\text{m}$  dans le plan de déviation de l'aimant dipolaire (*bending*) et de l'ordre du millimètre dans le plan de non

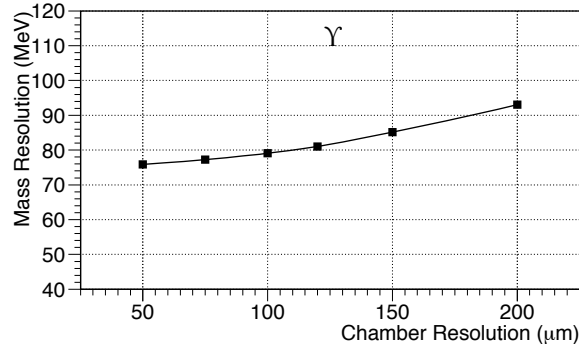


FIG. IV.2: Dépendance de la résolution en masse du  $\gamma$  en fonction de la résolution spatiale des chambres du système de trajectographie.

déviations (*non-bending*). La figure IV.2 montre l'effet de la résolution spatiale des chambres du système de trajectographie sur la résolution en masse.

Des simulations plus récentes donnent une résolution de 90 MeV/c<sup>2</sup> pour une résolution spatiale de 100  $\mu\text{m}$ .

### IV.3.1 Cahier des charges

Les performances du système de trajectographie du spectromètre à muons sont affectées par de nombreux paramètres :

- travailler dans un environnement de multiplicité en particules très élevée. Dans la situation la plus critique, elle peut atteindre 500 particules par collision et par chambre lors d'une collision centrale Pb-Pb [3, 4]. La densité de particules peut atteindre à proximité du tube du faisceau un maximum de  $5 \times 10^{-2}$  particules/cm<sup>2</sup>. Le tableau IV.1 donne le nombre de particules ainsi que la densité maximale par unité de surface pour chaque station du spectromètre à muons ;

Station	Nbre total de hits	Particules chargées	Gamma	Neutrons de basse énergie	Densité maximale ( $10^{-2}$ part/cm <sup>2</sup> )
1	480	460	20	14	5,2
2	500	480	22	24	3,1
3	310	280	29	61	0,56
4	340	260	60	100	0,56
5	380	300	56	100	0,4
6 (trigger)	45	44	3	3	0,16
7 (trigger)	65	62	3	2	0,14

TAB. IV.1: Nombre de particules (avec un facteur 2 de sécurité) sur les différentes stations du spectromètre à muons. Ce nombre a été obtenu en utilisant une simulation HIJING en supposant 6000 particules chargées dans la région centrale d'ALICE.

- l'épaisseur des matériaux qui constituent les chambres. Une épaisseur maximum de 3% de  $X_0$  est imposée afin de limiter les effets de diffusion multiple qui dégradent la résolution en masse. La dépendance de la résolution en masse en fonction de l'épaisseur du détecteur est présentée sur la figure IV.3 ;
- une efficacité  $\geq 99\%$  pour chacune des chambres afin d'obtenir une bonne efficacité de reconstruction. En effet, pour une efficacité des chambres de 95%, l'efficacité de reconstruction est de 97%. Lorsque l'efficacité des chambres diminue à 82%, l'efficacité de reconstruction tombe à 50% ;

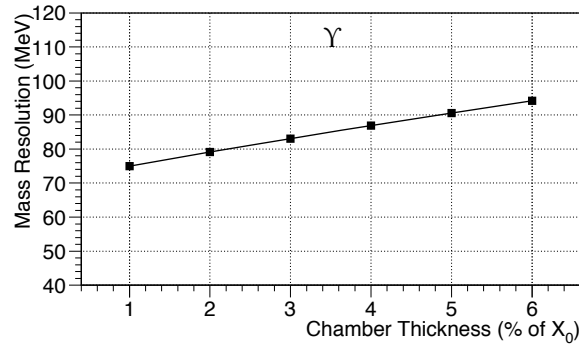


FIG. IV.3: Dépendance de la résolution en masse du  $\Upsilon$  en fonction de l'épaisseur en % de  $X_0$  des chambres du système de trajectographie.

- une faible sensibilité aux neutrons et aux photons pour conserver une densité de particules raisonnable et une efficacité maximale pour les particules chargées ;
- la réponse du détecteur doit être homogène sur toute sa surface afin de reconstruire les informations avec la même efficacité partout ;
- un taux d'occupation (la fraction du nombre de voies touchées par événement) inférieur à 5%.

Pour répondre à ces exigences, les chambres proportionnelles à fils à cathodes segmentées (CPC : *Cathod Pad Chamber*) ont été retenues.

### IV.3.2 Les chambres de trajectographie

#### IV.3.2.1 Principe de fonctionnement

Une chambre proportionnelle à fils, schématisée sur la figure IV.4, est composée d'un plan de fils anodiques insérés entre deux plans de cathode reliés à la masse. Les fils sont portés à une haute tension positive (de l'ordre de 1650 V) qui engendre un champ électrique à l'intérieur de la chambre. L'ensemble est hermétique et contient un mélange gazeux. Lorsqu'une particule chargée traverse ce milieu gazeux, des paires électron-ion dites primaires sont créées par l'effet d'ionisation. Sous l'action du champ électrique les charges libérées dérivent, les électrons sont attirés par les fils d'anode et les ions migrent vers la cathode. Au voisinage de l'anode où le champ électrique est intense, les électrons subissent une accélération et ils peuvent de nouveau ioniser le gaz afin de déclencher une avalanche dite secondaire sur les fils d'anode. La multiplication s'arrête lorsque tous les électrons rejoignent le plan d'anode. Les charges produites par le passage d'une particule induisent un signal positif sur les cathodes segmentées en pads qui doit être ensuite traité afin de pouvoir localiser le point de passage de la particule.

Les performances de ce type de détecteur en termes de gain et de résolution sont fixées par les paramètres suivants :

#### - les paramètres géométriques :

la distance anode-cathode (*gap*) : une petite valeur du *gap* permet de limiter l'étalement de la charge sur le plan de cathode donc d'améliorer la capacité de séparation de deux particules qui sont proches l'une de l'autre. Par contre le nombre d'ionisations primaires ( $n_p$ ) est moins important donc la résolution en charge est dégradée et la chambre perd en efficacité. De plus, les éventuels défauts mécaniques peuvent introduire des variations de gain qui sont plus importantes dans ce cas. Un *gap* plus grand augmente le nombre de paires primaires permettant une mesure plus précise de la charge. Néanmoins, il devient plus difficile de séparer deux particules proches ;

le pas entre deux fils d'anode (*pitch*) : c'est une grandeur importante puisqu'elle fixe la

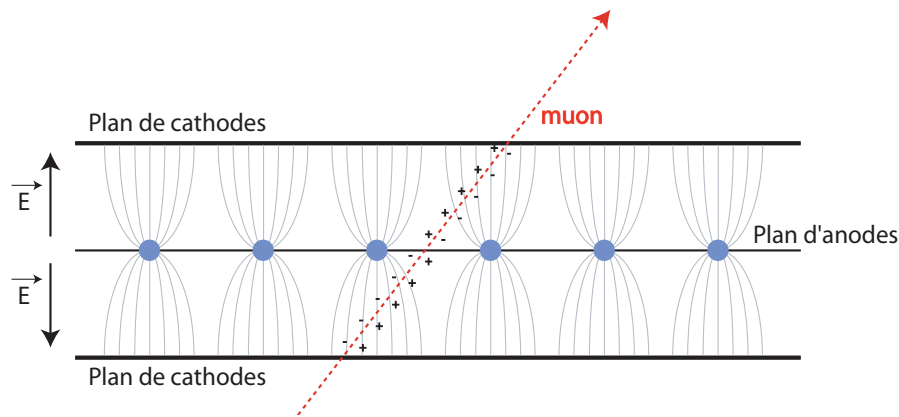


FIG. IV.4: Principe de fonctionnement d'une chambre à fils à cathodes segmentées.

résolution spatiale dans la direction perpendiculaire aux fils (le plan de non déviation) qui s'exprime comme  $\sigma = pitch / \sqrt{12}$ . De plus, l'homogénéité et l'intensité du champ électrique dépendent aussi de ce paramètre ;

le diamètre des fils : ce paramètre fait l'objet d'un compromis entre la solidité du fil et le gain. Théoriquement, un fil de diamètre plus petit donne un gain plus élevé. Cependant, il doit être assez solide pour supporter la tension mécanique et électrostatique ;

la segmentation du plan de cathode : la taille de pads détermine le taux d'occupation et la résolution spatiale des chambres.

– **le mélange gazeux** : il doit posséder une importante ionisation primaire, un facteur d'amplification élevé et une faible sensibilité aux  $\gamma$  et neutrons. De plus, nous voulons utiliser une tension de fonctionnement la plus faible possible pour être dans un régime proportionnel afin de minimiser les risques de claquage. En général ce mélange est composé d'un gaz rare actif et d'un gaz modérateur constitué de molécules organiques. Les chambres de trajectographie d'ALICE ont un mélange de 80% d'argon (Ar) et de 20% de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ). L'argon permet d'avoir un taux d'ionisation élevé (nombre de paires primaires  $n_p$  entre 23 et 30 [5, 6, 7]) car il possède une faible énergie d'ionisation  $W_i$  ( $W_i = 26$  eV [5, 6, 7]). Cependant, utilisé seul, il peut conduire à l'émission de photons responsables d'avalanches secondaires qui s'ajoutent au signal détecté. Afin de limiter ces interactions parasites un gaz modérateur (*quencher*), le  $\text{CO}_2$ , capable d'absorber les photons, est ajouté. Un avantage majeur du  $\text{CO}_2$  est sa faible sensibilité aux interactions avec les neutrons.

– **la valeur du champ électrique** : appliqué sur les fils d'anode conditionne la multiplication des charges de l'avalanche électronique. La valeur est ici fixée autour de 1650 V.

Dans un premier temps le choix de ces paramètres a été fait à partir de diverses simulations complétées par un programme de R&D impliquant plusieurs laboratoires de la collaboration ALICE. Différents tests en laboratoire et en faisceau au CERN ont conduit à un compromis entre les exigences attendues au niveau de la physique et les contraintes imposées par la fabrication. Le tableau IV.2 résume les caractéristiques principales des chambres de trajectographie du spectromètre à muons.

#### IV.3.2.2 Géométrie des chambres

Le système de trajectographie se compose de cinq stations (ST1 - ST5) constituées de deux chambres chacune (TC1 - TC10), la station 3 (TC5 et TC6) est située à l'intérieur de l'aimant dipolaire. Deux types de géométries sont utilisées dans le système de trajectogra-



Nombre de stations	5
Nombre de chambres/station	2
Nombre de cathodes/chambre	2
Mélange gazeux	Ar : 80% + CO <sub>2</sub> : 20%
Distance anode-cathode (mm)	2,1 (St 1) ; 2,5 (St 2345)
Diamètre de fils $\mu m$	20
Distance entre les fils (mm)	2,1 (St 1) ; 2,5 (St 2345)
Dimensions des pads (mm <sup>2</sup> ) (St1 bending)	4,2 x (6,3 x 12,6 x 25,2)
Dimensions des pads (mm <sup>2</sup> ) (St 2 bending)	5 x (7,5 x 15 x 30)
Dimensions des pads (mm <sup>2</sup> ) (St 345 bending)	5 x (25 x 50 x 100)

TAB. IV.2: Caractéristiques générales des chambres de trajectographie du spectromètre à muons.

phie. Les stations 1 et 2 ont une géométrie dite type quadrant. Chaque chambre est composée de quatre modules identiques en forme de quart de cercle (figure IV.5). La fabrication de ces quadrants a été prise en charge par les Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et le Saha Institut of Nuclear Physics (Calcutta, Inde). Les stations 3, 4 et 5 ont une géométrie modulaire formée de panneaux rectangulaires appelés lattes. Ces lattes sont montées sur un support de telle sorte que la surface totale d'une chambre s'approche d'une forme quasi-circulaire (figure IV.5). Elles ont été conçues par les laboratoires suivants : le CEA de Saclay (France), SUBATECH (Nantes), INFN Cagliari (Italie) et PNPI (Russie).

#### IV.3.2.3 Description d'un quadrant de la station 1

La station 1 du système de trajectographie a été construite à l'Institut de Physique Nucléaire à Orsay. Chaque quadrant de type « sandwich » (figure IV.6) est une succession de couches de différents matériaux. Il est composé de deux plans cathodiques (*bending* et *non-bending*) éloignés l'un de l'autre de 4,2 mm. Un plan de fils d'anode espacés de 2,1 mm et de diamètre 20  $\mu m$  est inséré à mi-distance des deux plans cathodiques. L'écartement entre ces plans est maintenu par un écarteur placé au milieu du quadrant. Pour des questions de rigidité mécanique les plans cathodiques sont collés sur une mousse de haute densité (Rohacell de 51 kg/m<sup>3</sup>) de 24,2 mm d'épaisseur. L'ensemble est renforcé par un plaque en fibres de verre/époxy de 0,8 mm d'épaisseur collé sur la face externe du quadrant. Des nappes en Kapton traversant la mousse permettent la connexion électrique entre les pads du plan cathodique et l'électronique de lecture. Les circuits imprimés ou PCB (*Printed Circuit Board*) fixés sur chacune des faces externes du quadrant assurent l'alimentation électrique de l'électronique et la communication avec le système de lecture. La granularité des chambres a été calculée de manière à optimiser la taille de pads pour ne pas excéder un taux d'occupation de 5% tout en veillant à garder une bonne résolution spatiale et à ne pas multiplier inutilement le nombre de voies de lecture. La surface de chaque cathode est divisée en trois régions de taille de pads différentes (figure IV.7). Comme la densité de particules diminue en fonction de la distance  $R$  à l'axe du faisceau (figure IV.8) les plus petits pads sont dans la zone la plus proche du faisceau. Un pad est caractérisé par sa largeur et sa longueur définies respectivement comme la dimension parallèle et perpendiculaire aux fils d'anode. Le plan cathodique de haute résolution appelé le plan *bending* permet de mesurer le point d'impact avec une résolution spatiale inférieure à 100  $\mu m$ . Sur ce plan, tous les pads ont même largeur, leur longueur double à chaque changement de zone. Le plan cathodique de basse résolution ou plan *non-bending* permet de localiser le fil le plus proche du point de passage de la particule. Sur ce plan, la direction constante est la longueur des pads, alors que leur largeur est doublée d'une zone à l'autre. Dans la zone centrale du détecteur c'est-à-dire la plus proche du tube de faisceau, la segmentation des plans *bending* et *non-bending* est identique. Afin d'améliorer les performances dans cette zone où la multiplicité de particules est la plus importante, les pads d'un plan sont décalés d'une demi lon-

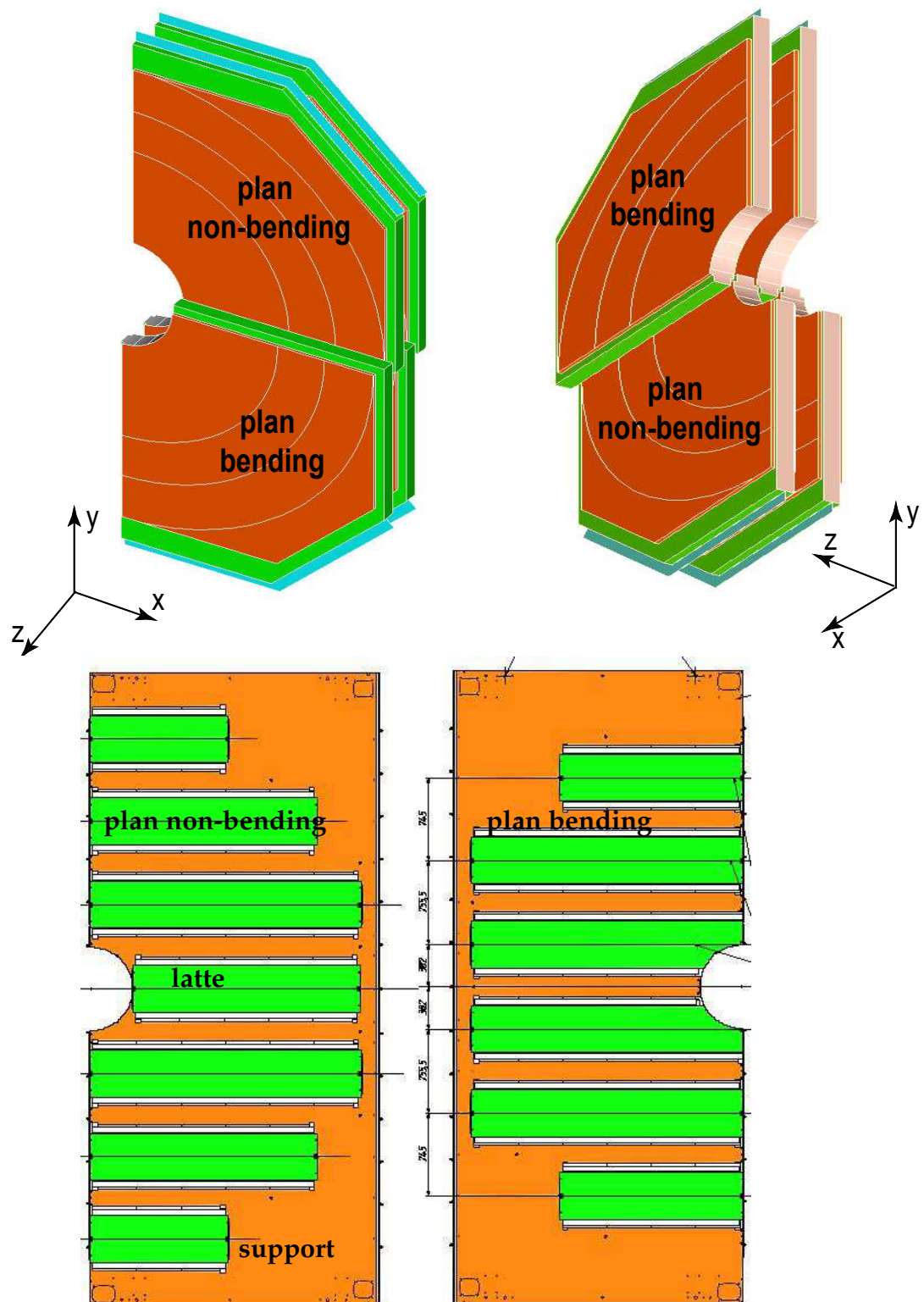


FIG. IV.5: En haut : quadrants des stations 1 et 2. En bas : lattes des stations 3, 4 ou 5.

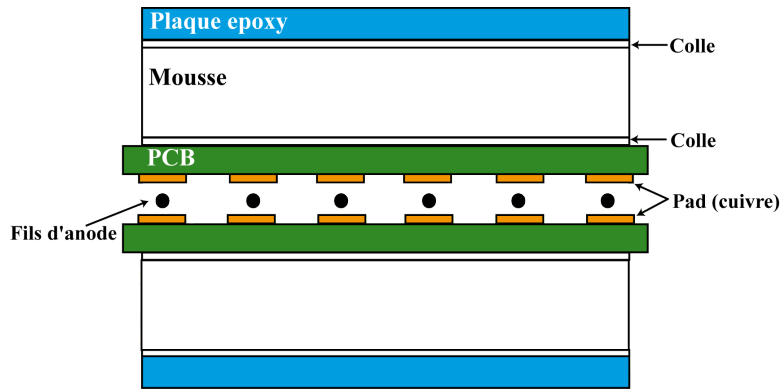


FIG. IV.6: Coupe d'un quadrant de la station 1 de type sandwich.

gueur dans les deux directions par rapport à ceux de l'autre plan. Pour supprimer les zones mortes, les quadrants sont disposés de manière à ce que les zones actives se recouvrent. Le tableau IV.3 donne le nombre de pads pour chaque station du système de trajectographie et le taux d'occupation moyen prédit en collisions centrales Pb-Pb. En ce qui concerne le nombre total de voies de lecture sur l'ensemble de système de trajectographie, il est de l'ordre de 1,08 million.

### IV.3.3 Électronique de lecture

L'électronique des chambres de trajectographie assure la lecture, la mise en forme et la conversion analogique/numérique des charges récoltées par les pads. Afin de respecter les exigences physique, l'électronique du spectromètre à muons est soumise à un certain nombre de contraintes :

- le faible niveau de bruit : pour garder une bonne résolution spatiale le bruit associé à chaque canal de lecture doit être inférieur à 1000 électrons ( $\sim 1$  canal ADC). Afin de réduire les bruits et compte tenu de la faible amplitude du signal il n'est pas possible de transporter le signal analogique sur une grande distance. Pour cette raison, l'électronique de lecture est placée directement au dos des pads ;
- la taille des circuits électroniques : un nombre important de pads ( $\sim 10^6$ ) implique une forte concentration de l'électronique sur le détecteur. Ceci conduit à réaliser des circuits de faibles dimensions ;
- une faible épaisseur de matière afin de limiter les effets de la diffusion multiple ;
- la dissipation thermique : un nombre important de voies électroniques cause des problèmes en terme de dissipation thermique. Il est donc nécessaire de minimiser la consommation de courant par voie électronique ;
- une fiabilité maximale : à cause des conditions difficiles d'accès aux chambres, une fiabilité maximale est demandée aux modules électroniques.

#### IV.3.3.1 MANU : l'électronique frontale

Le MANU (*MANas NUMérique*) est la carte principale du système de lecture des chambres qui collecte les informations provenant de 64 pads. Elle a en charge le traitement analogique et numérique des signaux, la suppression de zéro et la transmission au niveau supérieur. Elle est composée (figure IV.9) de 4 MANAS (*Multiplexed ANALogic Signal processor*) qui sont des circuits micro-électroniques ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*), développés par le Saha Institut of Nuclear Physics à Calcutta (Inde). Ils assurent la préamplification des signaux très faibles venant de 16 voies électroniques ainsi que leur filtrage, leur mise en forme et leur multiplexage, le gain par canal est de l'ordre de 3,6 mV/fC. Les 2 ADC (*Analogic to Digital Convertor*) de 12 bits assurent la conversion du signal analogique en signal numérique. Ils travaillent en parallèle, étant chacun chargé du traitement des données venant de deux MANAS soit 32 voies. La gamme dynamique de la carte MANU est de

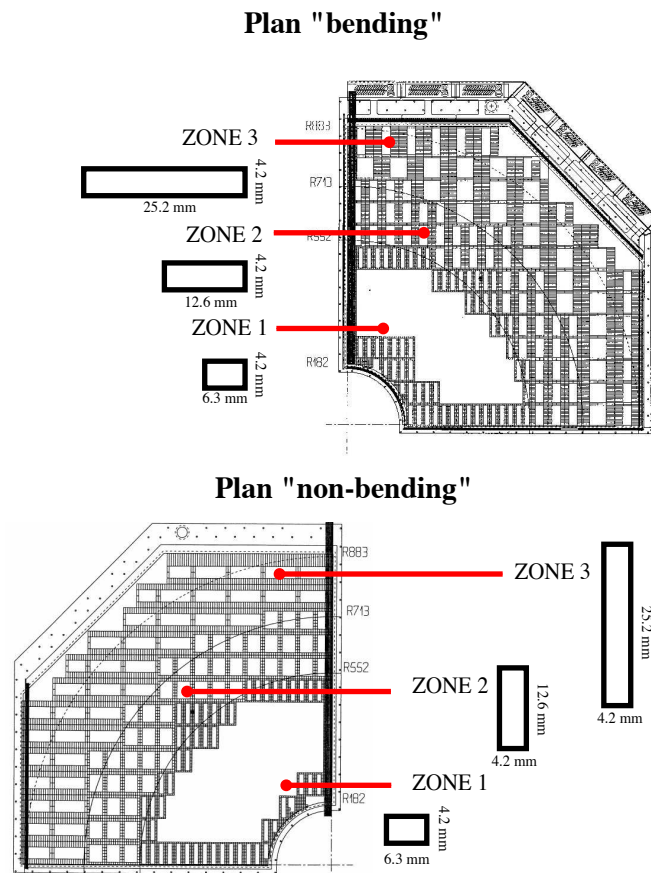
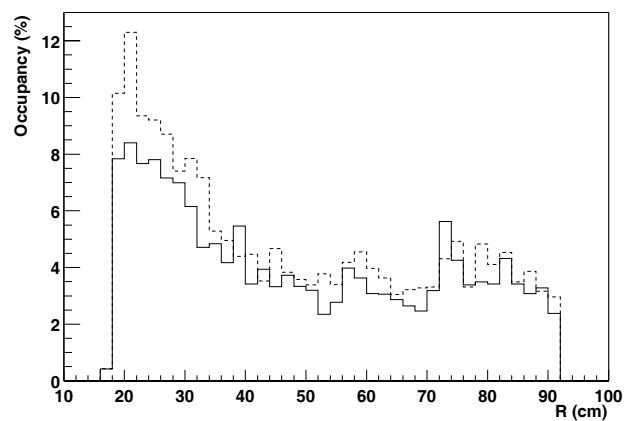


FIG. IV.7: Segmentation des cathodes d'un quadrant de la station 1.

FIG. IV.8: Densité des particules vue par les chambres 1 (trait plein) et 2 (trait pointillé) de la station 1 en fonction de la distance  $R$  à l'axe du faisceau pour une collision centrale Pb-Pb.

Station	1	2	3	4	5
Nombre de pads	229 400	225 280	157 184	220 160	243 200
Taux d'occupation moyen (%)	~ 5	~ 7	~ 4	~ 2,5	~ 2,5

TAB. IV.3: Nombre de pads et taux d'occupation moyen pour chaque station du système de trajectographie.

2,5 V soit une résolution de 0,61 mV/canal. Le temps total de numérisation de 64 voies est de 32  $\mu$ s. Le dernier composant d'un MANU est le MARC (*Muon Arm Readout Chip*). C'est un ASIC développé en Italie qui contrôle le fonctionnement des MANAS et des ADC. Il gère plusieurs tâches : l'adressage, la suppression de zéro ainsi que la communication avec le niveau supérieur. L'adressage des voies consiste à trouver la correspondance entre le signal numérisé et la position de la voie sur les chambres de trajectographie. La suppression de zéro est un mécanisme qui permet une sélection des voies électroniques qui seront envoyées dans le système d'acquisition. Une valeur seuil pour chaque voie de lecture est stockée dans la mémoire du MARC. Le signal envoyé par un ADC est comparé à cette valeur de référence. Le signal est transmis vers la DAQ uniquement s'il est supérieur à la valeur du seuil. Ce mécanisme est fondamental dans le cas où le nombre de voies électroniques est important (~ 1.1 million) afin de réduire les besoins en bande passante. Finalement les données sont envoyées vers les DSP (*Digital Signal Processor*) du CROCUS par l'intermédiaire d'un bus numérique appelé bus PATCH (*Protocol for Alice Tracking Chambers*). Un bus PATCH regroupe plusieurs MANU (26 au maximum pour la station 1).

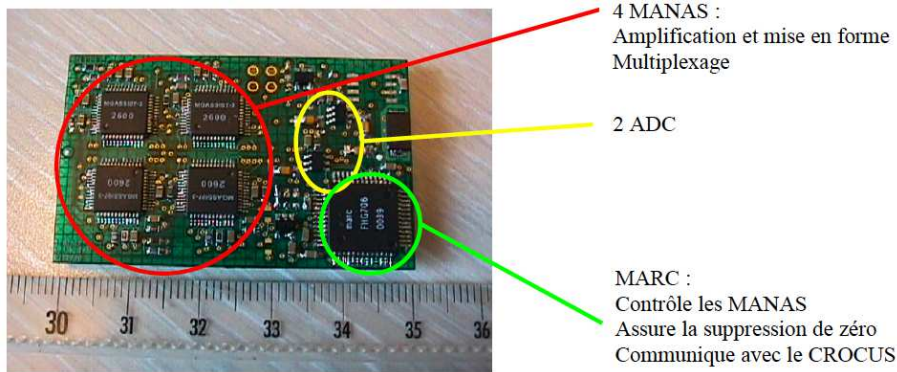


FIG. IV.9: Carte MANU.

#### IV.3.3.2 CROCUS : le système de read-out

Le châssis CROCUS (*Concentrator ReadOut Cluster Unit System*) est une interface entre les bus PATCH et le système d'acquisition d'ALICE. Un châssis CROCUS permet la lecture d'une demi-chambre. Un total de 20 CROCUS assure donc la lecture du spectromètre (4/station). Il a en charge plusieurs tâches :

- la récupération et la mise en forme des données provenant des détecteurs ;
- la distribution des signaux de déclenchement et de calibration aux MANU ;
- le contrôle des cartes MANU via le bus PATCH ;
- la transmission des données vers la DAQ via une liaison optique ;
- la localisation des éventuels problèmes/pannes sur la chaîne d'acquisition des données.

La figure IV.10 donne une vue schématique de la chaîne de lecture des chambres de trajectographie. Un CROCUS est composé de 5 cartes frontales (FRT) et de 1 carte concentratrice (CRT). Chaque carte frontale est munie de deux processeurs de signal numérique

DSPF (*Digital Signal Processor Frontal*) chacun contrôlant en parallèle 5 bus PATCH. Au total un CROCUS peut donc gérer 50 bus PATCH. La carte concentratrice CRT contenant deux DSPC (*Digital Signal Processor Concentrateur*) regroupe toutes les informations des 5 cartes FRT et assure la communication entre tous les éléments de la chaîne d'acquisition.

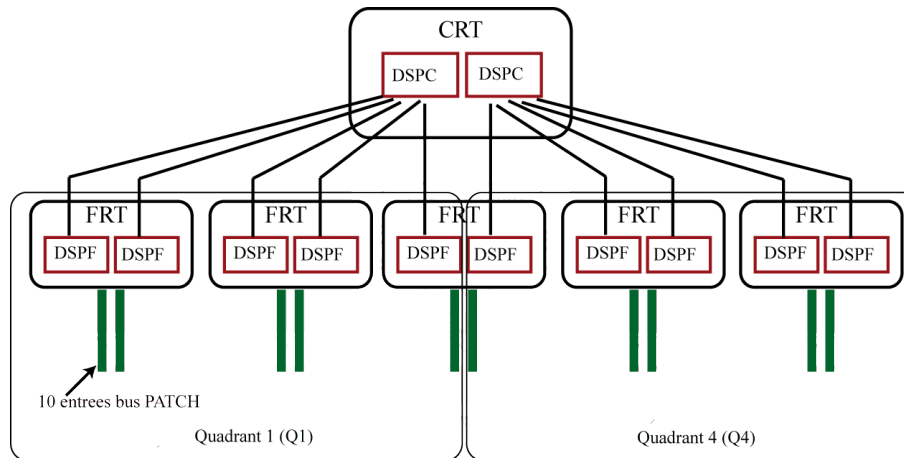


FIG. IV.10: Schéma de principe de la hiérarchie de la chaîne de lecture des chambres de trajectographie. Les acronymes utilisés sont définis dans le texte.

#### IV.3.3.3 La séquence d'acquisition

Le signal de trigger L0 arrive  $1,2 \mu s$  après l'interaction. Dès la réception de ce signal, le CROCUS passe en mode BUSY et les MANU en mode TrackHold et ne peuvent donc plus recevoir des nouveaux signaux à traiter. Le MANAS collecte la charge déposée sur le pad, l'amplifie et la met en forme pour donner un signal quasi-gaussien dont le maximum est atteint au bout de  $1,2 \mu s$  soit le temps d'arrivée du L0. Le transfert des données du MANAS vers les deux ADC se fait au bout de  $1,5 \mu s$  où ils sont numérisés. Le temps de traitement à ce niveau est de l'ordre de  $1 \mu s$  par voie électronique. Comme les deux ADC travaillent en parallèle, le temps nécessaire pour traiter les 64 voies de lecture d'un MANU est de  $32 \mu s$ . Les signaux qui passent le test de suppression de zéro au niveau du MARC sont envoyés au CROCUS. Une fois la lecture des bus PATCH finie, le CROCUS désactive le mode BUSY. À ce moment, le signal est traité par les processeurs DSPF, implantés sur la carte frontale FRT, et il est ensuite transféré vers la DAQ générale d'ALICE via une fibre optique afin d'être enregistré sur un disque.

Le temps de lecture et de traitement des signaux, équivalent au mode BUSY du CROCUS, définit le temps mort du système d'acquisition. Le cahier des charges prévoit  $100 \mu s$  au maximum pour la lecture d'un événement au total.

#### IV.3.3.4 TCI : le système de distribution de trigger

Le TCI (*Trigger Crocus Interface*) est un système qui permet de piloter la distribution de triggers et de gérer le mode BUSY pour l'ensemble des 20 CROCUS du spectromètre à muons. Chaque CROCUS génère un signal de BUSY qui est envoyé au TCI qui autorise ou non l'envoi d'un nouveau trigger. C'est seulement quand le TCI voit que tous les CROCUS sélectionnés ont désactivé leur mode BUSY, qu'il enverra de nouveaux signaux de trigger. Le système de déclenchement d'ALICE génère trois signaux de trigger L0, L1 et L2 qui sont recueillis par la carte FFT (*Frontal Fan-out Trigger*) du TCI. Après le décodage (L1 et L2), ces signaux sont envoyés sur les 5 cartes FTD (*Frontal Trigger Dispatching*) et finalement aux CROCUS. De plus, en cas de panne, ce système permet de faire du diagnostic à l'intérieur du CROCUS et également d'exclure un CROCUS en panne.

### IV.3.4 Algorithmes de reconstruction

#### IV.3.4.1 Reconstruction des points d'impact

La répartition des charges sur les pads des différents plans des chambres de trajectographie est le point de départ pour la procédure de reconstruction de la position de passage de la particule à l'origine de l'avalanche. La précision sur le calcul des coordonnées du point d'impact repose sur la qualité de cette distribution et de l'algorithme de reconstruction utilisé. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Les simulations des diverses méthodes ont été réalisées afin de choisir la meilleure d'entre elles. Une courte description des deux méthodes utilisées est donnée dans cette partie. En général, ces algorithmes se décomposent selon les étapes suivantes :

- la recherche des groupes de pads adjacents appelés *clusters* qui ont mesuré un signal non nul ;
- la reconstruction des points d'impact des particules sur chaque chambre à partir de la distribution des charges sur les pads ;
- l'association des points reconstruits pour fabriquer une trace.

**IV.3.4.1.1 Recherche des *clusters*** : un *cluster* est défini comme un groupe de pads adjacents. Au minimum, deux pads appartenant soit au même plan de cathode, soit aux deux plans sont exigés afin de signaler la présence d'un *cluster*. La multiplicité élevée des particules conduit à nombre important de points d'impacts sur chaque chambre du système de trajectographie.

**IV.3.4.1.2 Reconstruction du point d'impact via la méthode Mathieson-Gatti** : cette méthode consiste à ajuster la distribution de la charge sur les plans de cathode induite par le passage d'une particule avec une fonction empirique de Mathieson-Gatti décrit par l'équation :

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_{tot}} = K_1 \frac{1 - \tanh^2(K_2\lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2\lambda)} \quad (\text{IV.1})$$

où :

- $\lambda = x/h$  est le rapport entre la distance  $x$  où est calculée la charge et la distance anode-cathode  $h$  ;
- $\rho(\lambda)/q_{tot}$  est la densité de charge normalisée par la charge totale récoltée sur l'anode. La charge totale  $q_{tot}$  est calculée en intégrant la fonction de distribution  $\rho(\lambda)$  entre les bornes de quelques pads. Le nombre de pads utilisés pour l'ajustement est un compromis entre : utiliser les charges provenant d'un grand nombre de pads afin d'améliorer la précision et limiter le nombre de pads dans le but d'avoir un meilleur rapport signal sur bruit ;
- $K_3$  est un paramètre qui dépend uniquement de la géométrie du détecteur c'est-à-dire : la distance anode-cathode, l'espacement entre les fils d'anode et le rayon des fils. À partir de  $K_3$  sont définis les paramètres :

$$K_1 = \frac{(K_2\sqrt{K_3})}{4 \arctan\sqrt{K_3}} \quad (\text{IV.2})$$

$$K_2 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}\right) \quad (\text{IV.3})$$

Cette distribution ressemble à une distribution gaussienne dont les queues sont plus larges. Le maximum de cette courbe correspond au point de passage de la particule. Cet algorithme décrit correctement la distribution de charges dans le cas où un *cluster* est formé par le passage d'une particule unique. Dans le cas où un *cluster* possède plus d'un maximum une optimisation de cet algorithme est nécessaire afin de vérifier si cette situation est due au passage de plusieurs particules. La séparation de traces multiples au sein d'un *cluster* est possible grâce aux algorithmes qui utilisent simultanément les informations de deux plans de cathodes. Un de ces algorithmes est décrit ci-dessous.



**IV.3.4.1.3 Reconstruction du point d'impact via la méthode MLEM (*Maximum Likelihood Expectation Maximization*)** : cette procédure est composée de trois étapes. La première étape de *pré-clusterisation* consiste en la recherche des groupes des pads adjacents sur les deux plans de cathodes. Les *clusters* trouvés sur une des cathodes sont ensuite superposés sur les *clusters* de la deuxième cathode, le résultat de cette opération est nommé un *precluster*. Les répartitions des charges des *preclusters* sont projetées sur le plan d'anode virtuellement découpé en pixels. La taille des pixels est fixée par la surface de recouvrement des pads des deux cathodes. La deuxième phase est le calcul du nombre de traces en utilisant la méthode MLEM. Durant ce calcul la dimension des pixels est récursivement réduite afin d'atteindre une taille de 1 mm ce qui permet d'avoir des *clusters* de pixels plus bornés et séparés. Finalement la détermination des points d'impact via l'ajustement avec une fonction de Mathieson-Gatti est appliqué sur les *clusters* de pixels.

#### IV.3.4.2 Reconstruction des traces et des masses invariantes

La deuxième étape de la reconstruction est de combiner les points d'impact afin de reconstruire les trajectoires des particules. Plusieurs contraintes doivent être prises en compte dans l'algorithme de reconstruction :

- un nombre important de points reconstruits pour chaque chambre ;
- chaque trace doit être reconstruite à partir de six points de référence au minimum. La reconstruction est optimale lorsque nous disposons d'un point par chambre de trajectographie ;
- inclure la déviation des trajectoires des particules par le champ magnétique (méthode de Runge-Kutta) ;
- modéliser la diffusion multiple et la perte d'énergie des muons traversant l'absorbant (méthode du plan de Branson).

Dans un premier temps une région de recherche est délimité sur la dernière station (station 5) du système de trajectographie. Puis, le même travail est réalisé en partant de la station 5 vers la station 4, et ainsi suite en remontant jusqu'à la première station. Le développement d'un filtre de Kalman permet l'amélioration de l'algorithme.

La dernière étape de cette procédure est l'appariement des traces reconstruites et le calcul de la masse invariante des paires de muons afin de reconstruire le spectre de masse des particules qui ont donné naissance à ces muons.

## IV.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement [8] du spectromètre à muons a pour but de sélectionner très rapidement ( $\sim 650$  ns après la collision) les événements intéressants c'est-à-dire les événements susceptibles de contenir une paire de muons issue de la décroissance d'un méson de la famille  $J/\psi$  ou  $\Upsilon$ . Ce système doit être capable de distinguer ces muons intéressants du bruit de fond muonique de faible  $p_T$  généré par la désintégration des pions et des kaons. Afin de réduire ce bruit de fond une coupure en impulsion transverse est appliquée à chaque muon. Deux seuils de coupures sont utilisés :

- une coupure à  $p_T \sim 1$  GeV/c (seuil bas  $p_T$ ) pour sélectionner les muons provenant de la famille des  $J/\psi$  ;
- une coupure à  $p_T \sim 2$  GeV/c (seuil haut  $p_T$ ) optimisée pour l'étude des états  $\Upsilon$ .

Un signal dimuon de bas  $p_T$  (haut  $p_T$ ) est délivré si au moins 2 traces telles que leurs  $p_T$  soit supérieurs à la coupure fixée ont été détectées. Ce système délivre également un signal sur les muons simples de bas ou haut  $p_T$ .

Le principe du système de déclenchement du spectromètre à muons [9] est présenté sur la figure IV.11. Un muon issu du point d'interaction, dévié d'un angle  $\theta_d$  lors de sa traversée du dipôle est détecté en Y1 et Y2 sur les deux stations de *trigger* MT1 et MT2 respectivement. À partir des coordonnées des impacts sur les chambres, l'impulsion transverse du muon s'écrit :

$$p_T = p \frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F} \approx p_{YZ} \frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F} \quad (\text{IV.4})$$



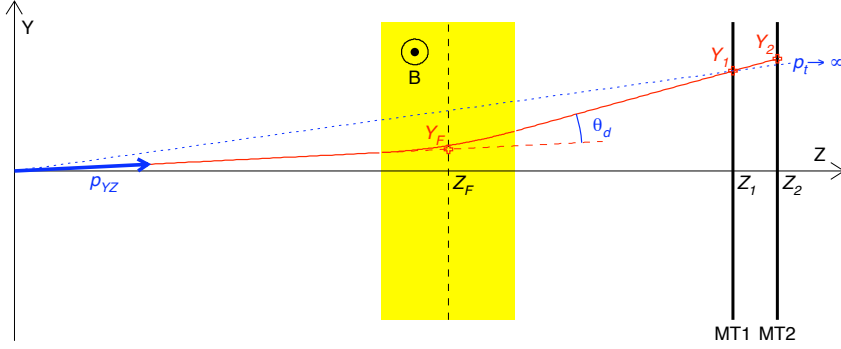


FIG. IV.11: Schéma de principe du système de déclenchement du spectromètre à muons.

où :

- $p_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right|$  est le moment de la particule dans le plan de déviation du dipôle de longueur  $L$ ,  $q$  est la charge de la particule,  $B$  est le champ magnétique ;
- $\theta_d = \frac{1}{Z_F} \left( \frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)$  est l'angle de déviation ;
- $X_F = X_1 \frac{Z_F}{Z_1}$  et  $Y_F = Y_2 - \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1} (Z_2 - Z_F)$  sont les coordonnées de la particule dans le plan perpendiculaire au faisceau et situé au milieu du dipôle  $z = Z_F$ .

Ce système est formé de 2 stations (MT1 et MT2) situées respectivement à 16,12 m et 17,12 m du point d'interaction, derrière le filtre à muons. Chacune des stations est composée de deux plans de chambres à plaques résistives ou RPC (*Resistive Plate Chamber*) de 36 m<sup>2</sup> fonctionnant en mode *streamer*. Une RPC se compose de deux plaques en bakélite de haute résistivité maintenues écartées grâce à des espaceurs. Un gaz circule entre celles-ci. Afin de créer un champ électrique uniforme à l'intérieur du gaz, un dépôt de graphite sur les faces extérieures est soumis à une haute tension. Des bandes de lecture en aluminium (*strips*) sont disposées sur les deux faces de la RPC. Elles recueillent la charge induite par les particules ionisantes. Ce signal se propage jusqu'à l'électronique de lecture où il sera traité. Le détecteur contient un total de 21000 voies de lecture. L'électronique de *trigger* est organisée en 3 niveaux : local, régional, global. Le niveau local composé de 234 cartes est chargé de la reconstruction des traces à partir des informations collectées par l'électronique de lecture. Son temps de décision est de 250 ns. Le niveau régional centralise et traite les informations du niveau local. Une carte de *trigger* régional collecte les informations issues de 16 cartes de *trigger* local. Finalement les informations sont envoyées au niveau global qui fournit en sortie six signaux de *trigger* qui sont ensuite transférés au CTP (*Central Trigger Processor*). Ces six signaux sont les suivants : signal dimuon de même signe de bas  $p_T$  ou haut  $p_T$ , signal dimuon de signes opposés de bas  $p_T$  ou haut  $p_T$ , signal muon simple bas ou haut  $p_T$ .

---

## Bibliographie

---

- [1] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer. *CERN/LHCC/*, 1999-22.
- [2] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer - Addendum. *CERN/LHCC/*, 2000-46.
- [3] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer. *CERN/LHCC/*, 1999-22.
- [4] E.N. Donskoy et al. VNIIEF status report.
- [5] A. Sharma. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors.
- [6] A.V. Zarubin. Properties of wire chamber gases. *Nucl. Instr. and Meth.*, A283, 409, 1989.
- [7] F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. *CERN*, 77-09, 1977.
- [8] ALICE Technical Design Report. Trigger Technical Design Report. *CERN/LHCC/*, 2003-062.
- [9] O. Roig. Etude du système de déclenchement du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE au CERN-LHC. *Thèse de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Fd, DU 1172-EDSF* 254, 1999.



# Préparation du détecteur



---

## Contrôle-qualité de l'électronique frontale du système de trajectographie du spectromètre à muons

---

### V.1 Fonctionnement de la carte MANU et de l'électronique frontale

Les cartes d'électronique frontale des chambres de trajectographie du spectromètre à muons nommées MANU ont été fabriquées par la société EMELEC. Au total, 22 000 cartes ont été produites, dont 19 600 cartes pour équiper l'ensemble du détecteur. Elles sont divisées en deux types : les MANU12 et les MANU345 (figure V.1) qui équipent respectivement les stations 1, 2 et 3, 4, 5 du système de trajectographie. Elles contiennent les mêmes composants électroniques, seule la géométrie est légèrement différente. En sortie de chaîne de production, chaque carte est identifiée par un numéro de série compris entre 0 et 20 000 ( $\leq 10\,000$  pour les MANU12 et  $> 10\,000$  pour les MANU345). Une fois produite, chacune d'entre elles a été testée individuellement à l'usine de production afin de détecter les pannes éventuelles et de les réparer en conséquence. Elles ont également été calibrées avant leur installation sur le détecteur. Pour ce faire, un banc de test industriel a été mis au point par l'équipe de l'IPN d'Orsay. Ce banc de test permet la vérification globale de la carte ainsi que la caractérisation de chacune des 64 voies de lecture. Afin de définir les tests nécessaires pour vérifier l'état de la carte MANU, il est utile de comprendre le fonctionnement de celle-ci.

La carte MANU (voir IV.3.3.1) est alimentée par trois basses tensions. Deux alimentations

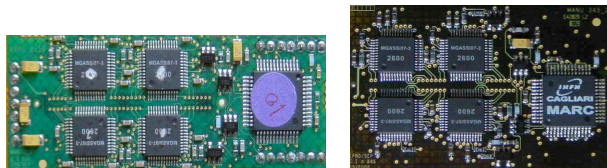


FIG. V.1: Cartes MANU12 et MANU345 respectivement à gauche et à droite.

de  $\pm 2,5$  V pour alimenter les ASICs MANAS et une alimentation de + 3,3 V pour alimenter le MARC. Les courants consommés par chacune de ces alimentations sont contrôlés. En sortie du MARC, chaque voie électronique est représentée par un mot de 32 bits dont la séquence de codage est la suivante (figure V.2 en partant de droite) :

- 12 bits (D) de données c'est-à-dire les bits qui codent la charge détectée sur la cathode ;
- 4 bits (C) correspondant à l'adressage des 16 voies électroniques d'un MANAS ;
- 2 bits (G) pour coder les adresses des 4 MANAS ;
- 11 bits (M) représentant l'adresse de la carte MANU qui permet la localisation de la carte sur les chambres de trajectographie ;

- 2 bits (O) de contrôle permettant au MARC de dissocier les ordres qui lui sont destinés et ceux qu'il doit transmettre aux autres cartes MANU ou au CROCUS;
- 1 bit (P) de test de parité. Le résultat de ce test est égal à 1 ou 0 si la somme des bits est respectivement paire ou impaire.

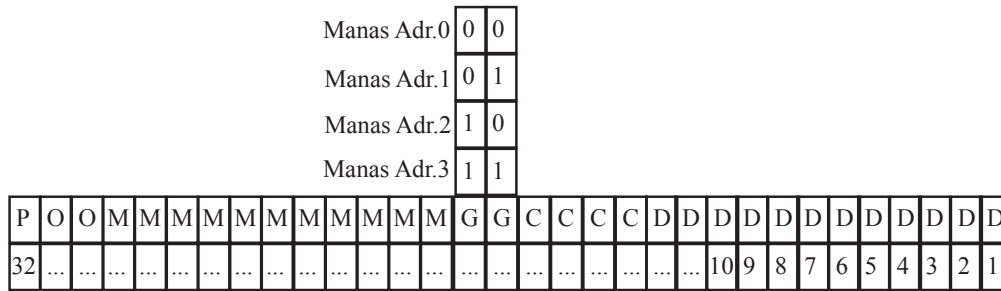


FIG. V.2: Structure d'un mot à la sortie du MARC.

Lorsqu'un signal de déclenchement L0 est reçu, le processus de traitement de l'événement commence au niveau du CROCUS qui le récupère et l'envoie aux cartes MANU via les bus PATCH. La première phase de lecture des signaux consiste à les amplifier à l'aide des 4 MANAS, chacun d'eux regroupant 16 voies électroniques. Le signal est ensuite numérisé par 2 ADC de 12 bits qui travaillent en parallèle, chacun numérisant 32 voies de lecture (2 MANAS). La gamme dynamique de l'ADC est de 2500 mV, ce qui donne 1 canal ADC = 0,61 mV. La valeur numérique du signal pour chaque voie électronique  $V_{ADC}^i$  ( $i$  variant de 0 à 63 est le numéro de la voie) est enregistrée dans une mémoire temporaire. Chaque valeur est codée par un mot de 12 bits donc la taille de cette mémoire est de 12 bits  $\times$  64. Puis, la valeur  $V_{ADC}^i$  est comparée à la valeur seuil  $S_{ADC}^i$  de suppression de zéro chargée auparavant dans la mémoire du MARC. Si  $V_{ADC}^i \geq S_{ADC}^i$ , le numéro de voie codé sur 6 bits (2 bits G + 4 bits C) est ajouté et le résultat est stocké dans une mémoire temporaire appelée FIFO dont la taille est de 18 bits  $\times$  64. Les données qui se trouvent dans la FIFO sont ensuite chaînées avec les 11 bits M codant l'adresse de la carte MANU sur le détecteur ainsi qu'avec les 2 bits O de contrôle et le bit de parité. La phase suivante est dédiée à la lecture des informations stockées précédemment. Le DSP du CROCUS envoie un signal de lecture *token* au premier MANU du bus PATCH. Les données sont extraites de la mémoire FIFO et le *token* est transmis à la carte MANU suivante. Quand la lecture des cartes MANU est finie, le *token* revient au DSP.

Cette brève description de la séquence de lecture permet de définir les éléments critiques qui doivent être testés afin de s'assurer du bon fonctionnement de la carte MANU.

## V.2 Le banc de test industriel

La figure V.3 montre la carte mère du banc de test industriel sans sa boîte de protection. Le nombre de cartes à tester étant important ( $\sim 22\ 000$ ), une grande fiabilité de ce banc de test est donc demandée. De plus, ce banc doit servir pour dépanner les cartes défectueuses durant toute la vie de l'expérience et doit donc être facile à transporter et à utiliser. Ce dispositif utilise un logiciel développé par l'IPNO, sous l'environnement Windows et se connecte à l'ordinateur via un port USB.

Afin d'être testée, chaque carte MANU est connectée sur le banc via une carte intermédiaire. Le but de cette carte intermédiaire est de permettre de limiter l'usure des connecteurs principaux du banc de test. Cette carte est changée toutes les 500 cartes MANU testées. Il existe deux types de cartes intermédiaires car les connecteurs des MANU12 et

MANU345 sont différents. Le temps nécessaire pour diagnostiquer une carte est de 4 minutes. Le banc de test est muni de deux ports permettant le test d'un MANU pendant le changement de l'autre. Une fois la carte connectée, elle est automatiquement mise sous tension pendant une minute. Pendant ce temps la tension est le courant se stabilisent. En même temps, une deuxième carte peut être testée sur le second port.

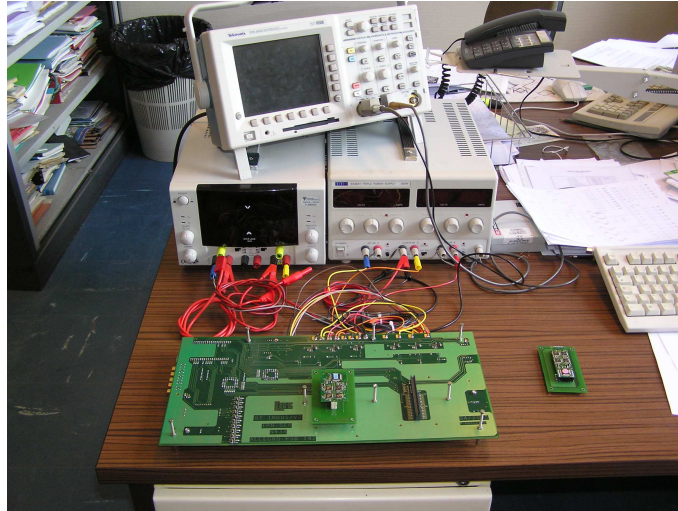


FIG. V.3: Banc de test industriel.

Chaque carte est soumise à une séquence constituée de huit tests :

1. un test des alimentations basse tension : les trois alimentations sont testées via leur consommation de courant. Quand l'une des lignes débite plus de courant que prévue, elle est instantanément coupée. Ceci permet de détecter les éventuels courts-circuits qui peuvent endommager les composants électroniques environnants. Si un MANU ne peut pas être mis sous tension alors la carte est classée comme défaillante ;
2. un test des différentes fonctionnalités du MARC : la gestion du signal de déclenchement, la lecture des données, le passage du *token*, le chargement de l'adresse de la carte MANU, l'activation du mécanisme de suppression de zéro et la réinitialisation des adressages de la carte ;
3. un test d'activation/désactivation des MANU et des MANAS : les MANAS sont désactivés l'un après l'autre, le test consiste alors à vérifier que les données enregistrées ne contiennent pas les adresses des voies désactivées. Ensuite le MANU est désactivé pour que le MARC n'envoie aucune donnée ;
4. un test du mécanisme de suppression de zéro : pour ce test, le seuil de suppression  $S_{ADC}^i$  pour chaque voie électronique est fixé à 250 canaux ADC. Après l'activation du mécanisme, les données transmises par le MARC sont vérifiées afin de voir si les valeurs des charges sont bien supérieures aux seuils imposés ;
5. un test des piédestaux : durant ce test, la valeur moyenne du piédestal de chaque voie électronique est calculée à partir de 500 événements ; elle est ensuite comparée à la gamme permise pour cette grandeur, c'est-à-dire entre 30 et 300 canaux ADC ;
6. un test du bruit électronique : la valeur du bruit de chaque voie de lecture doit être comprise entre 0,7 et 2,5 canaux ADC. De part sa conception, le banc de test est aussi une source de bruit et par conséquent la valeur du bruit mesuré peut être plus élevée que la valeur intrinsèque de la carte MANU ;
7. un test de réponse électronique par la voie d'injection (voir V.4.2) : ce test permet de caractériser la réponse de l'électronique frontale et d'extraire la valeur du gain pour chaque voie de lecture qui est fixée entre 2,5 et 5,0 mV/fC ;



8. un test de réponse électronique par la voie de calibration (voir V.4.2) : il permet de calculer la valeur des capacités de calibration internes aux MANAS pour toutes les voies électroniques. La dispersion de cette valeur ne doit pas excéder 2%.

Les deux derniers points seront abordés dans une section (V.4.4) spécialement dédiée à ces tests.

Pour que la carte MANU soit considérée comme valide tous les test doivent être positifs. À la fin de cette séquence trois fichiers de sortie contenant les résultats des tests sont générés :

- un fichier .txt contenant la date du test, le nom de la personne qui l'a fait, le numéro du banc de test et le port utilisé, ainsi que l'état du test. Quand l'état du test est égal à zéro cela indique que la carte MANU fonctionne correctement. Dans le cas contraire le numéro indiquant le test qui a posé problème est relevé ;
- le fichier .root uniquement généré lorsqu'un MANU est validé. Ce fichier contient différents histogrammes tels que : la distribution des piédestaux, la réponse de la carte sur les deux voies (injection et calibration), les courbes de gain en fonction de la charge ;
- le fichier XML est généré en même temps que le fichier .root ; il contient les valeurs numériques caractéristiques de toutes les voies. Ce fichier peut être facilement intégré dans une base de données.

Toutes les données provenant du banc de tests doivent être analysées et archivées. Afin d'optimiser les performances du spectromètre, les cartes MANU doivent être installées sur les chambres de trajectographie de façon à avoir, si possible, une homogénéité locale du gain. Par conséquent, cette analyse doit être effectuée avant l'installation des cartes sur les chambres à fils. À la fin de l'analyse, chaque voie de lecture de chaque carte est caractérisée par des paramètres qui facilitent la sélection des cartes durant l'installation sur les chambres.

### V.3 La suppression de zéro

Le système de trajectographie du spectromètre à muons est composé d'environ 1,1 million de voies de lecture. Pour envoyer l'ensemble des voies de lecture à l'acquisition une bande passante de 5,28 Go/s ( $1200 \text{ Hz} \times 4 \text{ octets} \times 1,1 \times 10^6$ ) serait nécessaire . Le taux d'occupation maximum du détecteur prévu dans le cahier des charges de  $\pm 5\%$  et donc il est complètement inutile d'envoyer l'ensemble de  $\sim 10^6$  voies à la DAQ. Afin de réduire le nombre de voies électroniques à lire, un mécanisme dit de suppression de zéro, est appliqué au niveau de l'électronique frontale. Ce mécanisme consiste à comparer la charge collectée  $V^i$  sur chaque voie de lecture  $i$  à une valeur seuil de référence  $S^i$  définie comme :

$$S^i = Ped^i + n\sigma_{bruit}^i \quad (V.1)$$

où :

- $Ped^i$  est la valeur du piédestal de la voie  $i$ . Le piédestal est le signal propre à l'électronique c'est-à-dire en absence du signal physique lié au passage d'une particule dans le détecteur. Pour chaque voie de lecture  $i$  cette grandeur suit une distribution de forme gaussienne dont la valeur moyenne correspond à la valeur du piédestal  $Ped^i$ . Le modèle d'ADC utilisé peut numériser uniquement des signaux positifs. Afin de s'assurer que le signal provenant du MANAS est positif, une tension de référence de 100 mV est appliquée sur l'une des entrées des MANAS. Cette tension permet aux piédestaux d'avoir une valeur comprise entre 30 et 300 canaux ADC ;
- $\sigma_{bruit}^i$  est le bruit électronique définie comme l'écart-type de la distribution du piédestal ;
- $n$  est le paramètre qui permet de fixer la coupure sur le bruit électronique. Un seuil de  $3\sigma_{bruit}^i$  permet de rejeter plus de 99% du bruit. Plus  $n$  est grand plus le seuil de suppression est élevé, donc moins les signaux seront transmis au système d'acquisition DAQ. Cependant, l'augmentation de la valeur de  $n$  conduit à éliminer les signaux physiques provenant des faibles charges déposées sur les pads conduisant à la dégradation de la résolution spatiale. Cette valeur doit être alors choisie de manière à garder un taux d'occupation raisonnable sans pour autant perdre les faibles signaux physiques. Par défaut

$n$  est fixé à 3.

Lorsque le signal  $V^i$  est supérieur ou égal à la valeur du seuil, il est transmis à la DAQ. Notons que la valeur du piédestal n'est pas soustraite. Dans le cas contraire, la charge collectée est estimée nulle et le signal de ce pad est rejeté par le MARC. C'est le mécanisme de suppression de zéro.

Le test de suppression de zéro a consisté à appliquer différentes valeurs de seuil  $S^i$  et de vérifier que la coupure du signal pour chaque voie électronique était correcte. Les mesures ont été faites pour un bus PATCH contenant 6 MANU. Nous avons fait une première lecture de 5000 événements sans la suppression de zéro afin d'avoir les valeurs des piédestaux. Nous avons ensuite appliqué les coupures. Les seuils appliqués étaient : 100, 258, 259, 260, 261, 262 et 390 canaux ADC. Ils sont illustrés sur les figures V.4 avec les flèches rouges pour le canal 30 du MANU dont le numéro de série est le 12. Le tableau V.1 précise les caractéristiques des données utilisées pour le test de suppression de zéro.

n° du run	seuil $S^i$ (ADC)	nbre d'événements enregistrés après suppression de zéro
156	100	5000
163	258	4978
164	259	4747
160	260	1749
161	261	356
167	262	27

TAB. V.1: Caractéristiques des données prises pour l'étude de la suppression de zéro enregistrés pour la voie 30 du MANU n° 12.

Comme prévu, la distribution du piédestal a une forme gaussienne qui s'étale entre 257 et 262 canaux ADC. Quand une coupure de 100 canaux ADC (figure V.4) est appliquée, la distribution du piédestal reste inchangée puisque elle est supérieure au seuil. Ensuite, la valeur du seuil est augmentée successivement d'un canal ADC à partir de 257 canaux ADC (figure V.4). La distribution du piédestal est bien coupée à la valeur du seuil appliquée. Finalement, pour la coupure supérieure à 262 canaux ADC, l'ensemble des signaux est supprimé. En conclusion, nous constatons que le mécanisme de suppression de zéro fonctionne correctement ce qui veut dire que nous sommes capables de trier efficacement les signaux à transmettre au système d'acquisition.

## V.4 Calibration de l'électronique

Pour atteindre les performances imposées par le cahier des charges du spectromètre à muons, une maîtrise parfaite des paramètres électroniques ainsi que leur constante surveillance durant les prises de données sont nécessaires. Afin de contrôler l'évolution des caractéristiques électroniques des MANAS dans le temps, il faut :

- étudier le comportement du détecteur en l'absence de particules ;
- surveiller le niveau de bruit ;
- mesurer le gain de chaque voie de lecture avec une précision de l'ordre de 1% ;
- inspecter l'homogénéité locale du gain ;
- vérifier la linéarité du gain ;
- calculer la valeur de la capacité de calibration.

À titre d'exemple la figure V.5 illustre l'influence de la dispersion des gains sur la reconstruction du point d'impact de la particule. La figure V.5 a) montre le signal fourni par les MANAS dans le cas idéal où le gain serait le même pour chacune des voies connectées aux pads 1, 2 et 3 et que la particule serait passée au centre du pad 2. Dans ce cas, la distribution des charges est parfaitement symétrique et la reconstruction du point d'impact

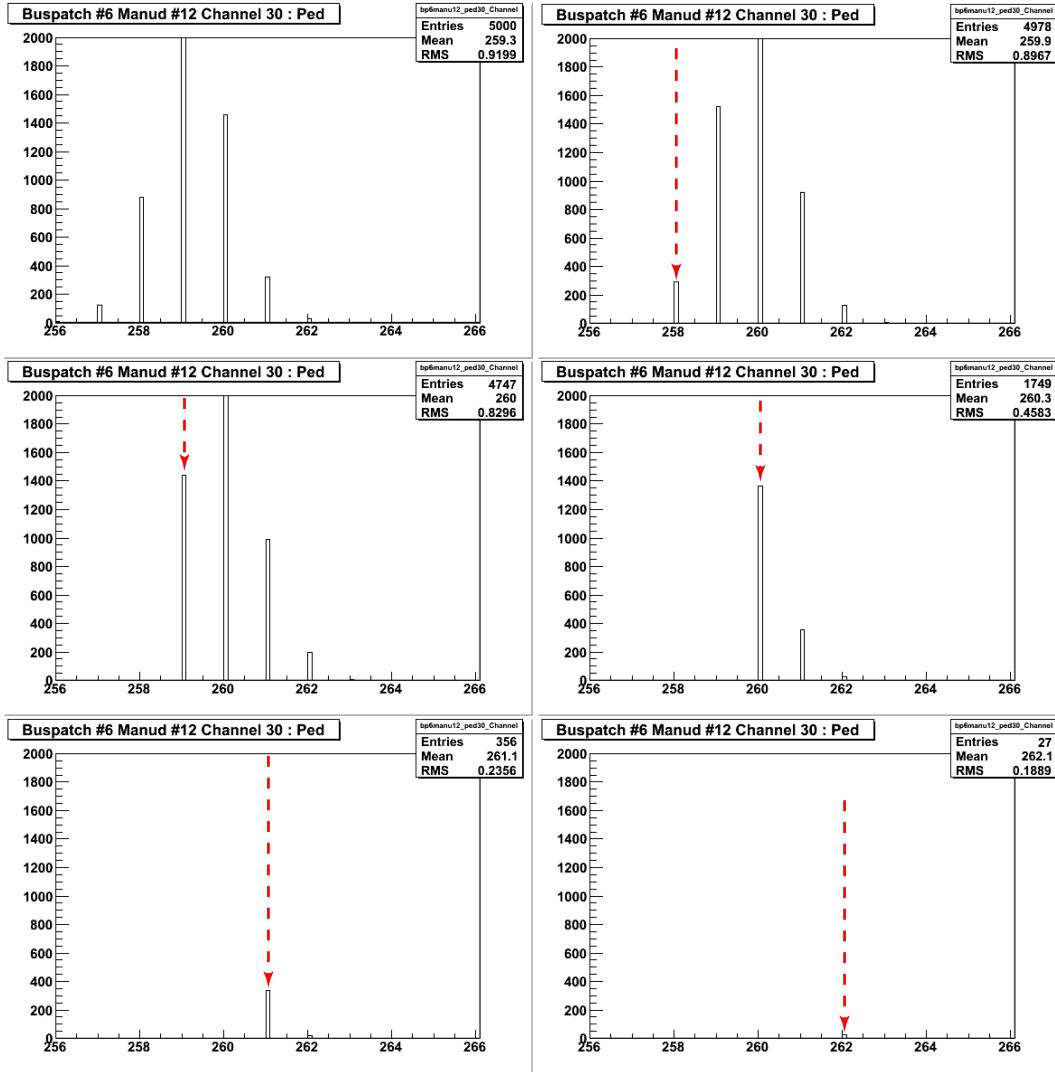


FIG. V.4: Distribution du piédestal pour le canal 30 du MANU 12 pour  $S^i = 100, 258$  et  $259$  canaux ADC (en partant du haut).

par, par exemple, un fit de Mathieson, redonnera bien la position du point de passage de la particule. Sur la figure V.5 b) est représenté un cas plus réaliste. Le gain de la voie associée au pad 1 a été augmenté et celui de la voie associée au pad 3 a été diminué. Ceci conduit à reconstruire une distribution de charges biaisée. Le maximum du fit donc le point d'impact reconstruit, sera décalé vers le pad 1 conduisant à une dégradation de la résolution spatiale visible sur la figure V.5 c).

#### V.4.1 Mesure des piédestaux et des bruits

Les niveaux des piédestaux et des bruits de l'électronique de lecture sont des paramètres cruciaux pour la compréhension du comportement du détecteur. L'instabilité de ces paramètres peut avoir une influence sur :

- le mécanisme de suppression de zéro : le seuil de suppression est calculé à partir des valeurs des piédestaux et des bruits. La variation de l'une de ces quantités conditionnera l'acceptation du signal physique ;
- la résolution spatiale : pendant la phase de la reconstruction des points d'impacts des particules, la valeur des piédestaux doit être soustraite des données. Une instabilité de ces valeurs introduit alors une erreur systématique sur les points reconstruits ;

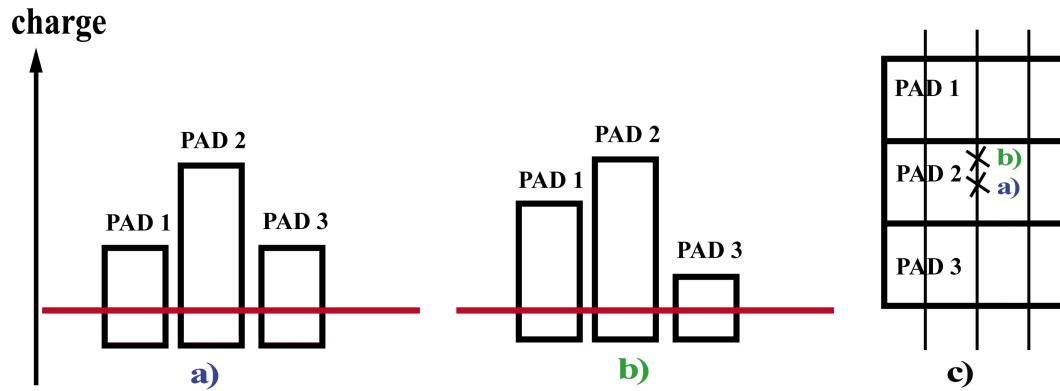


FIG. V.5: Illustration de la reconstruction du point de passage de la particule en fonction de la précision de mesure du gain d'électronique. Les figures a) et b) montrent les charges sur 3 pads adjacents. La figure c) représente la reconstruction du point d'impact à partir des distributions de charges a et b.

- le temps de reconstruction d'un événement : l'augmentation de la valeur du piédestal implique une augmentation du nombre de voies à lire (taux d'occupation). Il faudra aussi plus de temps pour reconstruire un événement.
- l'efficacité de détection : la diminution des piédestaux entraîne une baisse de l'efficacité du détecteur.

La mesure des piédestaux donne l'accès au bruit électronique qui est évalué en calculant la dispersion des valeurs des piédestaux. Comme cela a déjà été expliqué, une valeur trop élevée des bruits dégrade la résolution spatiale. Le cahier des charges demande donc d'avoir un bruit électronique global du système de l'ordre de 1 canal ADC. Le bruit mesuré sur le banc de test contient le bruit venant de la carte électronique proche de 1 canal ADC ainsi que le bruit associé au banc de test. Par conséquent, la valeur mesurée sur le banc peut être supérieure à 1 canal ADC.

Les données issues des bancs de tests pour les deux types de MANU (MANU12 et MANU 345) ont été analysées et les résultats sont présentés ci-dessous. La figure V.6 présente la distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) pour chaque type (MANU12 et MANU345) de MANUS ainsi que la distribution sur l'ensemble de 22 188 cartes MANU testées. Nous remarquons que la distribution des piédestaux a bien une forme gaussienne qui s'étale entre 50 et 450 canaux ADC. Les valeurs des bruits sont conformes aux valeurs attendues sur le banc de test.

#### V.4.2 Mesure du gain

Lors du passage d'une particule, les signaux mesurés sur les pads des plans cathodiques sont très faibles, de l'ordre d'une centaine de fC. Pour pouvoir être utilisés ils doivent d'abord être amplifiés. Pour ce faire, chacune des voies du MANAS est équipée d'un amplificateur de charges avec un gain  $G$  [mV/fC] fixé. Comme nous l'avons déjà vu l'homogénéité du gain de la chambre, au moins localement, est un paramètre essentiel pour garder une bonne résolution spatiale. Cependant, la variation du gain entre deux zones adjacentes ne doit pas être très importante. Les MANAS, livrés par SINP Calcutta, étaient triés par lot (appelés aussi *bins*) de gain calculé comme la valeur moyenne des gains des 16 voies électroniques. Cinq *bins* de MANAS ont été fabriqués avec les fourchettes de gain présentées dans le tableau V.2. La production des MANU a été faite à flux tendu au fur et à mesure des livraisons de MANAS en respectant ces lots de *bins* en gain. Les cartes MANU ont ensuite été mesurées sur le banc industriel. Chaque carte MANU est équipée de deux lignes d'injection du signal. La première, dite « ligne d'injection », est la voie utilisée pour la lecture des pads. Il y en a donc 64 pour un MANU. Comme c'est une charge

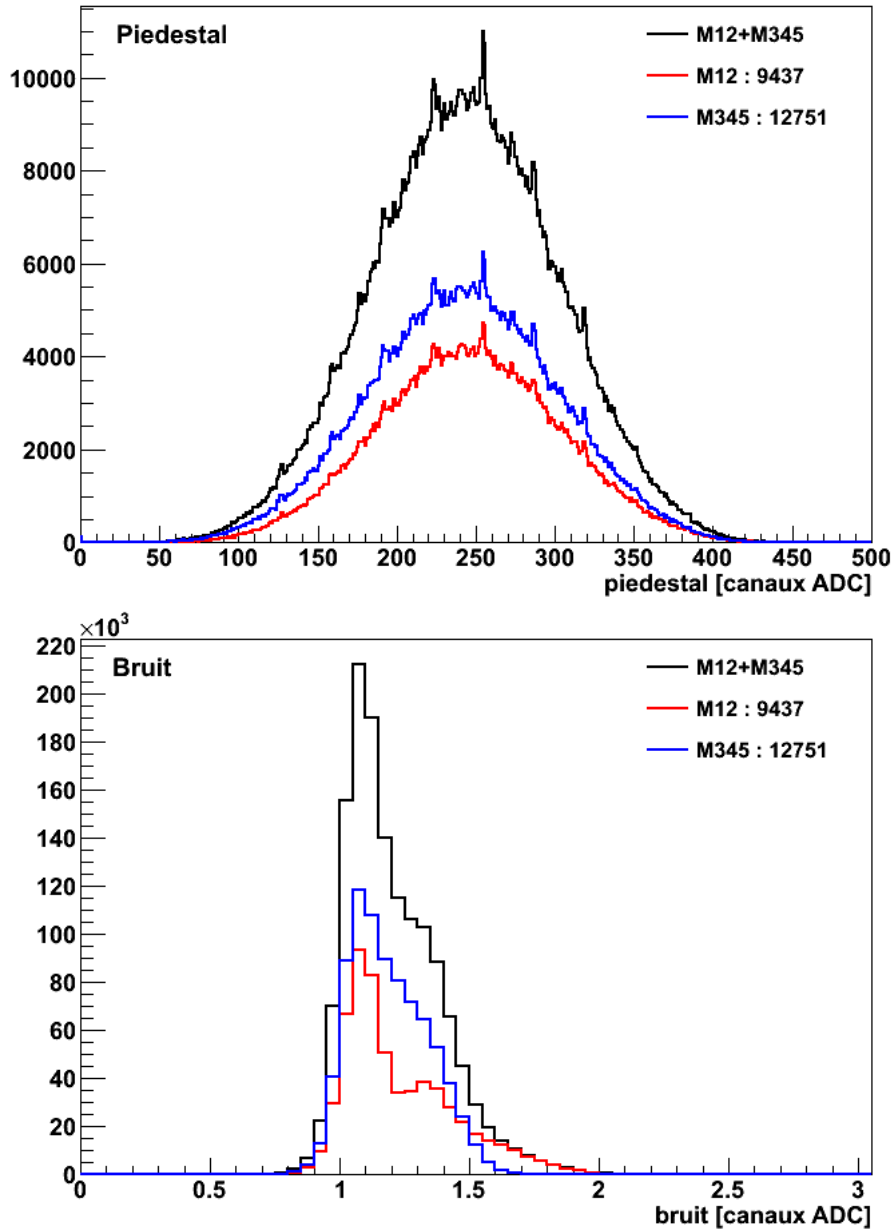


FIG. V.6: Distribution des pédestaux et des bruits sur l'ensemble de 22 188 cartes MANU.

Numéro du <i>bin</i>	Gain $G$ (mV/fC)
0	$3,85 \pm 0,2$
1	$3,70 \pm 0,2$
2	$3,60 \pm 0,2$
3	$3,50 \pm 0,2$
4	$3,30 \pm 0,2$

TAB. V.2: Valeur du gain moyen de chaque *bin* des MANAS livrés par SINP Calcutta.

qui doit être envoyée, l'injection du signal se fait au travers d'une capacité d'injection calibrée  $C_{inj}^i$ , de  $1,98 \pm 0,02$  pF (figure V.10), placée sur le banc de test. La deuxième, dite

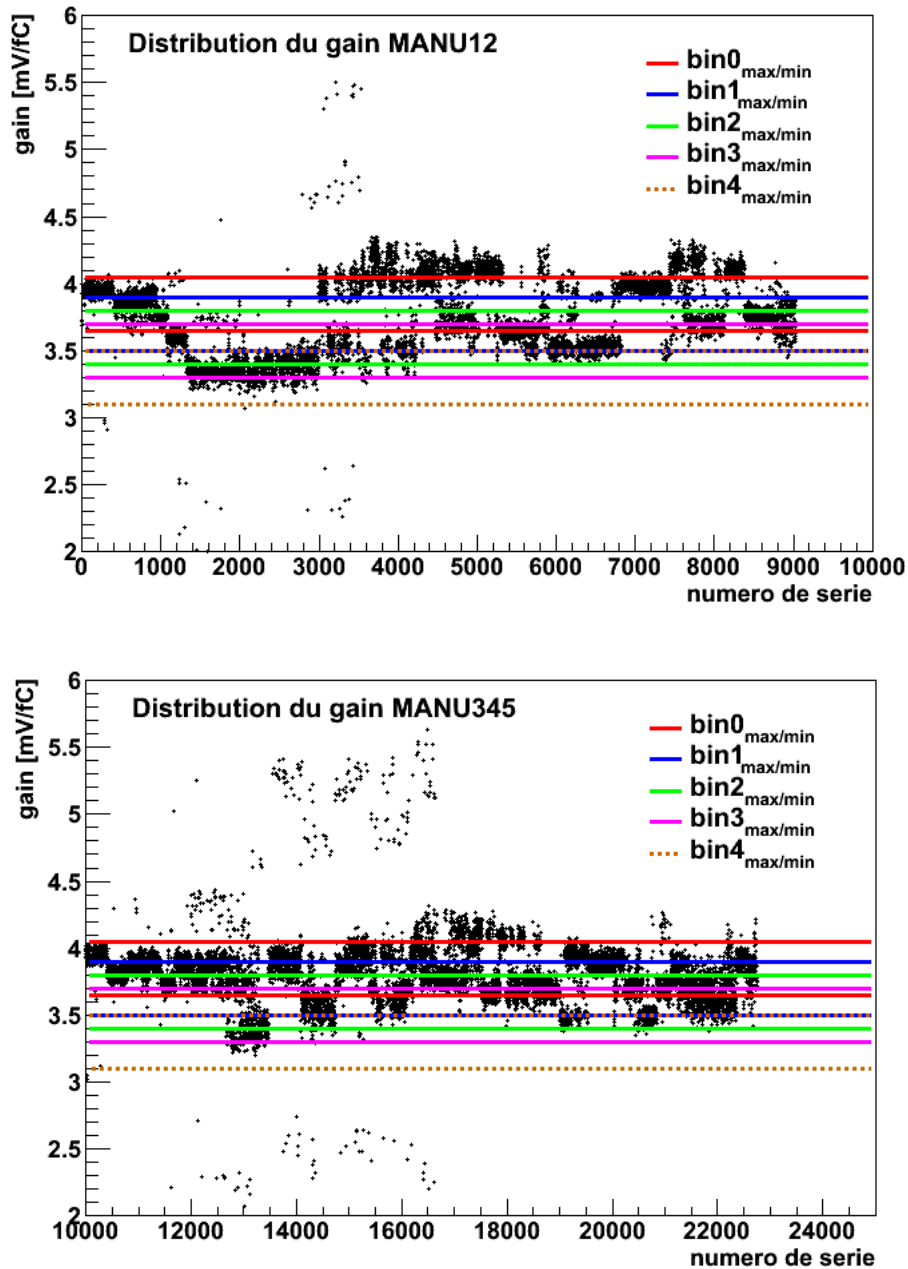


FIG. V.7: Distribution du gain moyen des cartes MANU12 (en haut) et MANU345 (en bas). Les lignes donnent la limite supérieure et inférieure de la valeur du gain pour chaque *bin* tel que prévue dans la table V.2

« ligne de calibration », est une ligne unique qui exploite l'entrée calibration des MANAS et qui permet d'injecter simultanément sur les 64 voies d'une carte MANU, un signal de calibration. Elle est utilisée pour calculer la valeur de la capacité de calibration interne du MANAS dont nous connaissons la valeur approchée de  $\sim 0,2$  pF. La mesure des capacités de calibration du MANAS sera discutée dans V.4.4.

La valeur du gain est déterminée par l'injection d'un signal  $V_{inj}$  sur chacune des lignes d'injection via un générateur numérique-analogique DAC avec une valeur de charge injectée  $Q_{inj}^i = C_{inj}^i \cdot V_{inj}$ . La valeur de la tension à injecter est ajustée pour avoir une charge

d'injection de l'ordre de 200 fC. Le signal de sortie après numérisation est :

$$ADC_{inj}^i = G^i(Q_{inj}^i) \cdot C_{inj}^i \cdot V_{inj} \quad (V.2)$$

À partir de la formule V.2 nous déduisons la valeur du gain pour chaque voie  $i$  de la carte MANU qui s'exprime comme :

$$G^i(Q_{inj}^i) = ADC_{inj}^i / C_{inj}^i \cdot V_{inj} \quad (V.3)$$

La valeur du gain de la carte MANU est calculée comme la valeur moyenne des gains sur les 64 voies de lecture. L'analyse des cartes MANU a montré que les valeurs de gain mesurées sur les MANU ne correspondent pas exactement aux *bins* en gain fixés pour les MANAS (figure V.7). Afin de s'assurer de l'homogénéité du gain sur le détecteur, nous avons décidé alors de redéfinir ces *bins* de manière empirique à partir des distributions de gain obtenus avec l'ensemble des cartes MANU (figure V.7). Les nouvelles valeurs sont présentées dans le tableau V.3. Nous remarquons qu'il n'existe plus de recouvrement entre les *bins*,

Numéro du <i>bin</i>	Gain $G$ (mV/fC)
0	$4,00 < G \leq 4,20$
1	$3,75 < G \leq 4,00$
2	$3,55 < G \leq 3,75$
3	$3,40 < G \leq 3,55$
4	$3,10 < G \leq 3,40$
S	$G > 4,20$ ou $G < 3,10$

TAB. V.3: Valeur du gain dans les *bins* redéfinis.

comme c'était le cas pour la classification précédente (tableau V.2) et que chaque MANU appartient à un *bin* unique. Le bin nommé S contient les cartes pour lesquelles la valeur du gain est soit trop basse ou soit trop haute ; elles doivent être retestées afin de s'assurer que ces valeurs sont correctes pour, soit les garder, soit les rejeter. Pour faciliter l'installation des cartes sur les chambres de trajectographie, toutes les cartes MANU ont été reclassées et un nouveau fichier contenant le numéro de série reliant une carte à son *bin* en gain a été créé (figure V.8). Le tableau V.4 donne la dispersion de la valeur du gain pour chacun des nouveaux lots. Grâce à la redéfinition des *bins*, nous avons diminué la dispersion du gain d'un facteur 2.

### V.4.3 Linéarité du gain

La procédure d'étalonnage du gain permet de vérifier la linéarité de la réponse de l'électronique. Cette procédure consiste à envoyer différentes valeurs de tension  $V_{inj}$  par la voie d'injection de l'électronique. Les tensions  $V_{inj}$  appliquées sur chaque voie de lecture sont comprises entre 0 et 200 mV. Les courbes de réponses (figure V.9) ont été obtenues à l'aide de sept points de référence qui correspondent à l'injection de charges comprises entre 0 et 400 fC.

Nous constatons que la réponse de l'électronique est linéaire dans la plage de travail du détecteur qui devrait être comprise entre 50 et 200 fC.

### V.4.4 Capacité de calibration

La méthode de calibration est basée sur la mesure des gains relatifs. Cette méthode (figure V.10) consiste à injecter la même charge via les deux lignes (injection et calibration) et à calculer la capacité interne du MANAS, appelée aussi la capacité de calibration  $C_{cal}^i$ . Nous savons que sa valeur est de l'ordre de 0,2 pF. Pour chaque ligne d'injection nous mesurons les signaux de sortie  $ADC_{inj}^i$  et  $ADC_{cal}^i$  :

$$ADC_{inj}^i = G^i(Q_{inj}^i) \cdot C_{inj}^i \cdot V_{inj} \quad (V.4)$$

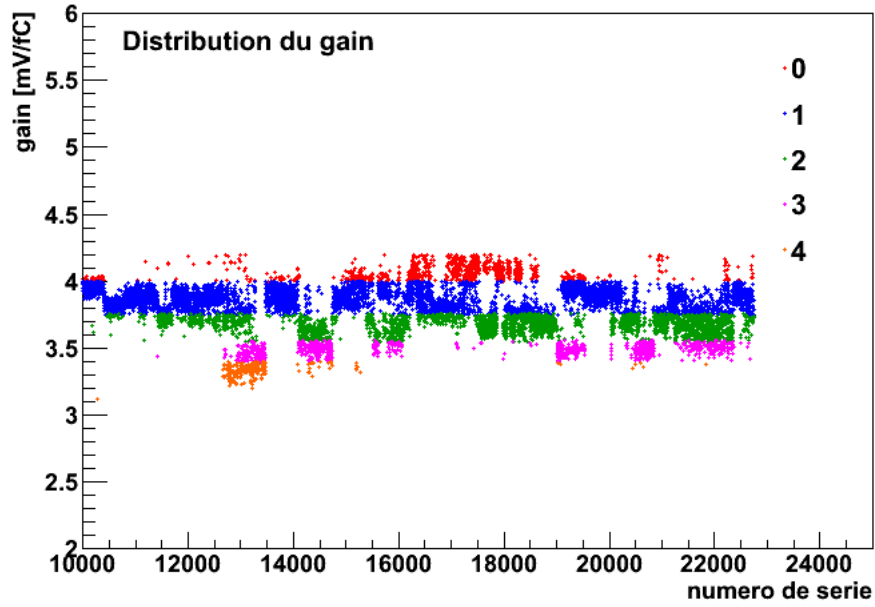
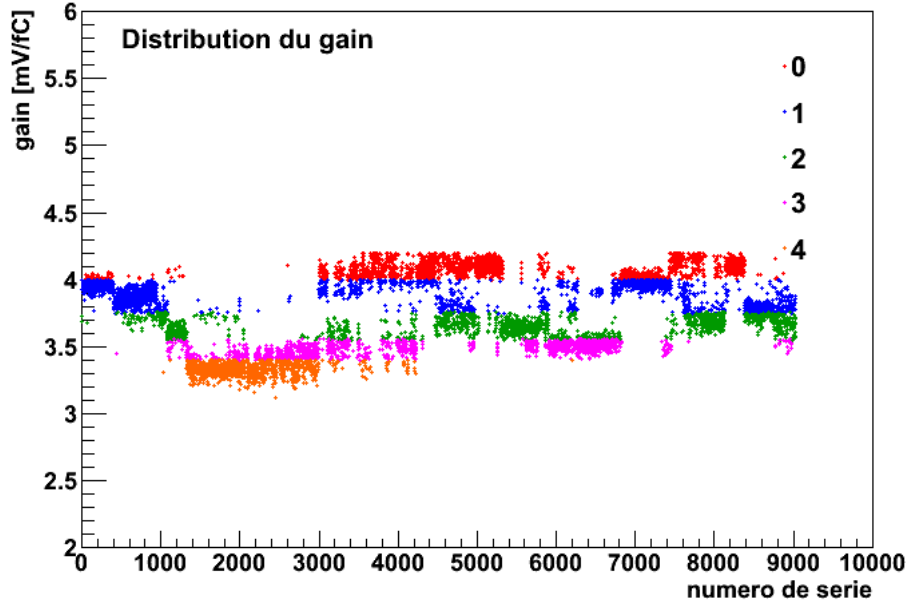


FIG. V.8: Distribution du gain après la redéfinition des lots des MANAS pour les MANU12 (en haut) et MANU345 (en bas).

$$ADC_{cal}^i = G^i(Q_{cal}^i) \cdot C_{cal}^i \cdot V_{cal} \quad (V.5)$$

La valeur de la capacité de calibration est déterminée en utilisant les formules V.4 et V.5 d'où :

$$C_{cal}^i = C_{inj}^i \frac{G^i(Q_{inj}^i) \cdot V_{inj} \cdot ADC_{cal}^i}{G^i(Q_{cal}^i) \cdot V_{cal} \cdot ADC_{inj}^i} \quad (V.6)$$

En injectant une charge très proche par les deux voies, nous pouvons supposer que le gain  $G^i(Q_{inj}^i) = G^i(Q_{cal}^i)$ . Finalement la valeur de la capacité de calibration est déterminée en



Numéro du bin	M12 (%)	M345 (%)
0	1,3	1,3
1	2	1,6
2	1,5	1,4
3	1,2	1,1
4	2,2	1,3

TAB. V.4: Dispersion de la valeur du gain en pourcentage pour chaque lot défini dans le tableau V.3.

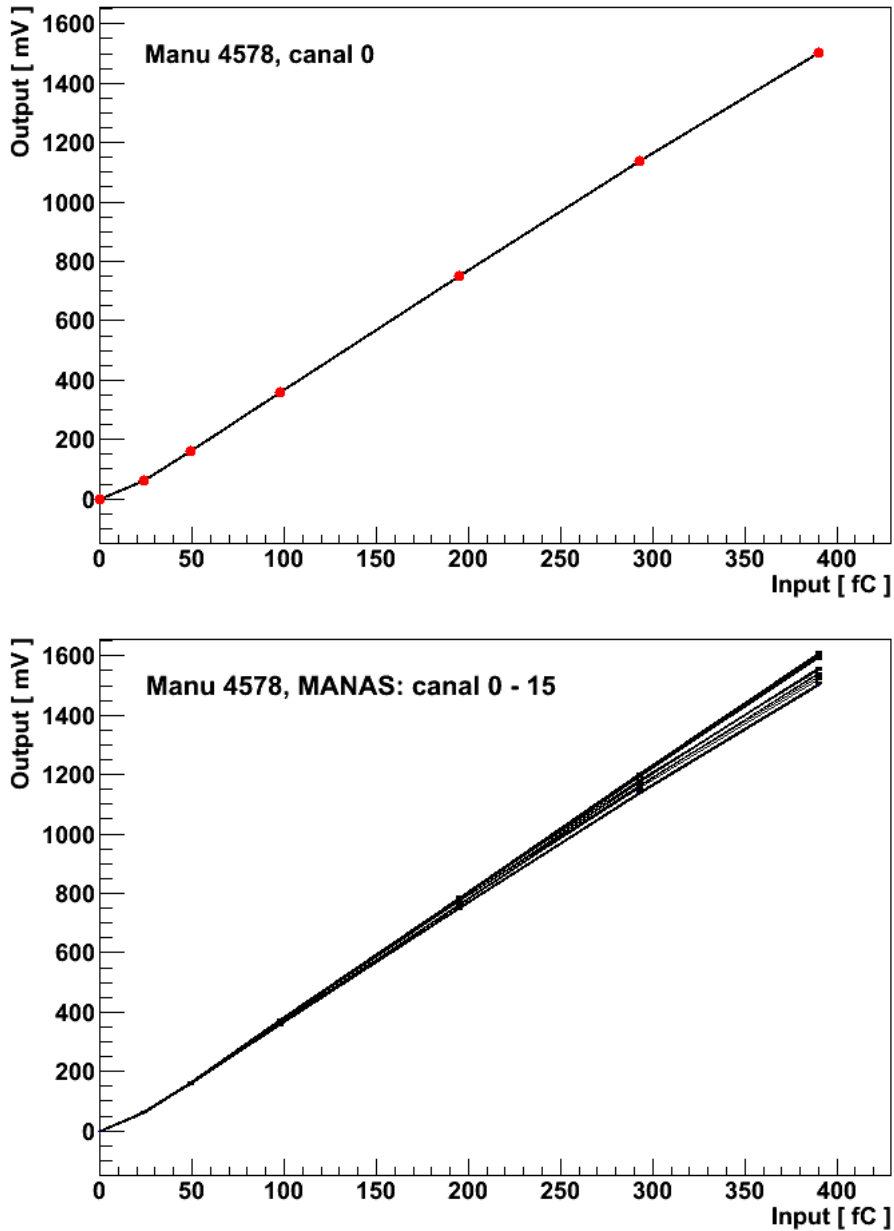


FIG. V.9: Illustration de la linéarité de la réponse de l'électronique pour le MANU 4578 pour une voie électronique (en haut) et pour un MANAS (en bas).

utilisant la formule simplifiée :

$$C_{cal}^i = C_{inj}^i \frac{V_{inj} \cdot ADC_{cal}^i}{V_{cal} \cdot ADC_{inj}^i} \quad (V.7)$$

L'incertitude sur la valeur de la capacité de calibration est donnée par :

$$\frac{\Delta C_{cal}}{C_{cal}} = 2 \frac{\Delta ADC}{ADC} + \frac{\Delta V_{inj}}{V_{inj}} + \frac{\Delta V_{cal}}{V_{cal}} + \frac{\Delta C_{inj}}{C_{inj}} \simeq 1,5\% \quad (V.8)$$

La figure V.11 montre pour l'ensemble de la production la distribution de la capacité de calibration pour les 64 voies électroniques pour les deux types de MANU. Nous voyons que la majorité des voies possèdent une capacité de calibration proche de la valeur théorique de 0,2 pF. Les MANU dont la valeur de cette capacité est trop élevée ou trop basse doivent être testés de nouveau afin de vérifier leur bon fonctionnement. Nous notons que la valeur de  $C_{cal}^i$  est plus grande sur les premières voies de chaque MANAS. En effet, la mesure de la capacité de calibration  $C_{cal}^i$  intègre également les capacités parasites de la carte MANU.

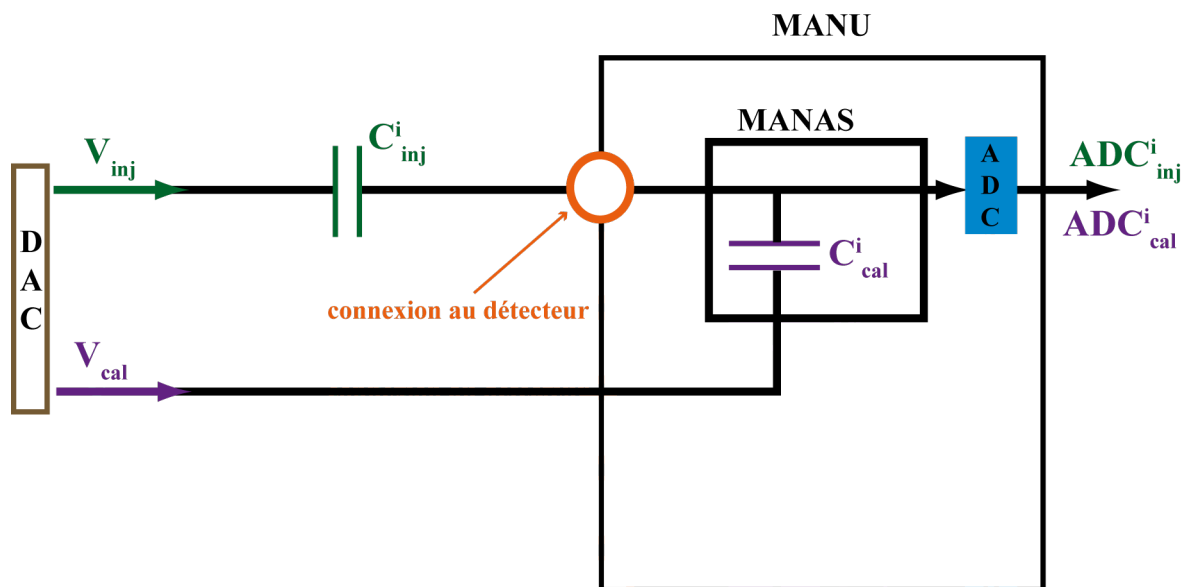


FIG. V.10: Schéma de la procédure de test pour une voie de lecture de la carte MANU.

#### V.4.5 Fichier de calibration

La dernière étape de la procédure de calibration est la production d'un fichier ASCII contenant les caractéristiques de toutes les cartes MANU, soit  $\sim 1,1$  million d'entrées. Dans ce fichier, chaque carte MANU est caractérisée par son numéro de série, chaque voie de lecture par la valeur de la capacité de calibration et du gain. Afin d'avoir un accès facile à ces informations, ce fichier est stocké dans une base de données (OCDB : *Offline Conditional DataBase*). Ce fichier est utilisé pour vérifier les caractéristiques de chaque carte MANU avant son installation sur le détecteur et aussi pour la calibration du détecteur. Un extrait de ce fichier est montré sur le tableau V.5.

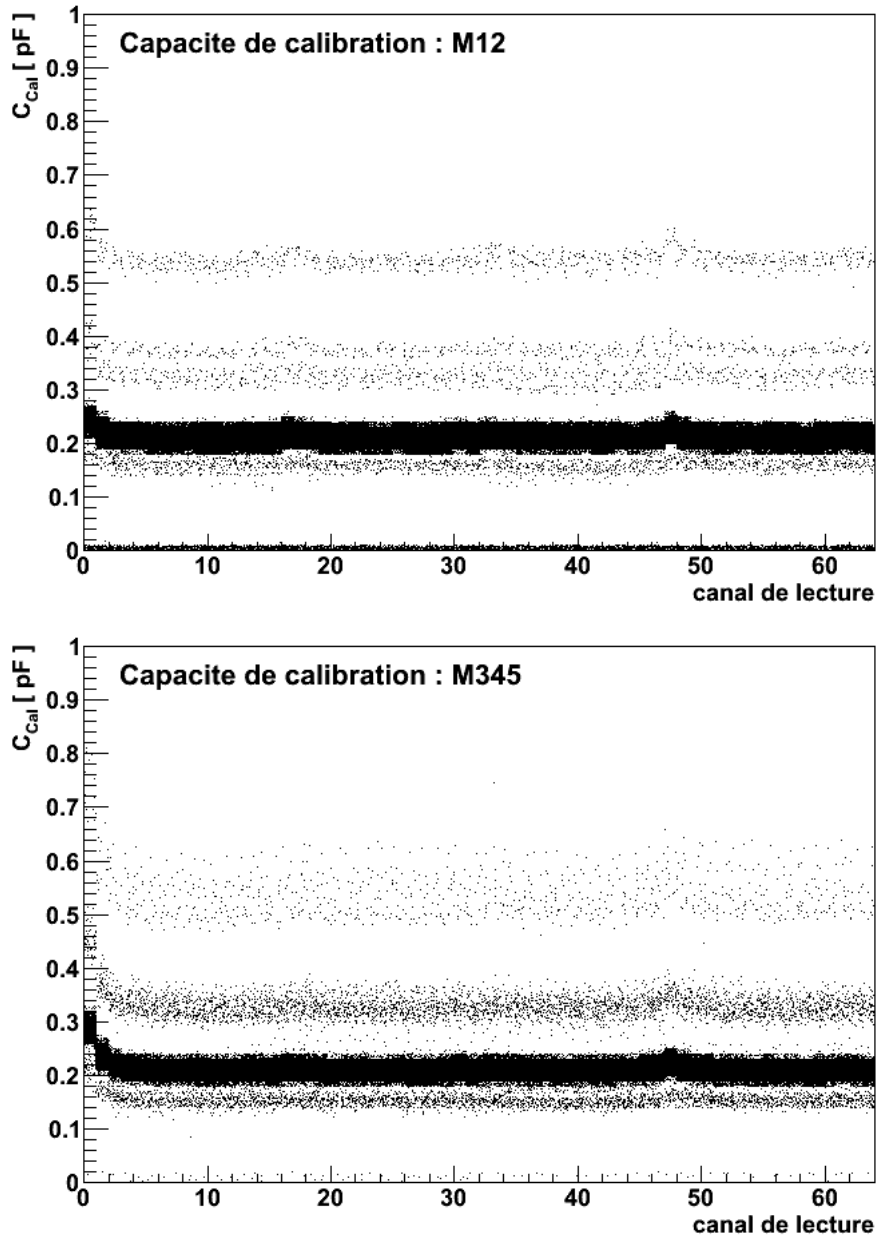


FIG. V.11: Capacité de calibration pour les 64 voies électroniques pour l'ensemble des MANU12 et des MANU345.

MANU	Voie	$C_{cal}^i$	$G_{inj}^i$
3938	0	0,222079	3,996536
	1	0,205647	4,067771
	2	0,194885	3,941154
	3	0,194264	4,039804
	.	.	.
	.	.	.
	.	.	.
	63	0,191501	3,944302

TAB. V.5: Extrait du fichier de calibration.

## VI

---

# Mise en service de la station 1 du système de trajectographie du spectromètre à muons

---

Le banc de test cosmiques, permettant de vérifier le bon fonctionnement des quadrants de la station 1 du système de trajectographie du spectromètre à muons, a été construit à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Chacun des neuf quadrants (8 + 1 de réserve) a été mis à l'épreuve de tests permettant de diagnostiquer dans des conditions réalistes leur qualité de fonctionnement. Les quadrants, ainsi que la chaîne d'acquisition, étaient équipés de la version finale de l'électronique d'acquisition (identique à celle utilisée pendant les prises des données). L'alimentation basse tension était aussi identique à celles qui seront utilisées au CERN. Ces tests sont cruciaux pour les raisons suivantes :

- vérification du bon fonctionnement des quadrants avant leur envoi sur le site expérimental du CERN ;
- obtention des paramètres de référence permettant de suivre l'évolution du détecteur durant l'expérience ;
- test de l'ensemble de l'électronique et du *software* dans des conditions très proches de l'expérience.

La méthode consiste à soumettre un quadrant aux muons provenant du rayonnement cosmique et d'étudier sa réponse. L'homogénéité du gain et son évolution en fonction de la haute tension ont été étudiées. Nous avons également mesuré l'efficacité du détecteur. Dans le cas de l'électronique de lecture les paramètres à mesurer étaient : la valeur du piédestal et du bruit ainsi que leurs stabilités au cours du temps.

### VI.1 Le dispositif expérimental

#### VI.1.1 Le banc de test cosmiques

Le banc de test cosmiques présenté sur la figure VI.1 est composé de 12 détecteurs à scintillation en plastique disposés sur deux plans horizontaux. La taille d'un scintillateur est de  $110 \times 19,5 \times 0,6 \text{ cm}^3$  et de  $130 \times 19,5 \times 0,8 \text{ cm}^3$  pour le plan en haut (plan H) et en bas (plan B) respectivement. Chaque scintillateur est couplé avec un tube photomultiplicateur (PMT : *Photo Multiplier Tube*). Un plan en fer (F) de 10 cm d'épaisseur et d'une surface d'environ  $1 \text{ m}^2$  placé au-dessus du plan B constitue un filtre qui laisse passer les muons au minimum d'ionisation ( $\sim 300 \text{ MeV}/c$ ). Les quadrants à tester sont insérés entre le plan H et le filtre F. Les plans H et B sont lus en coïncidence assurant ainsi que le muon traverse le quadrant en test et le filtre. Deux modes de coïncidence sont possibles : mode double ou mode triple.

Le mode double consiste à utiliser le deux plans H et B. Dans ce mode, toute la surface active du quadrant peut être étudiée et le taux de comptage maximum est de l'ordre de 10 Hz. Grâce à la polyvalence de ce montage, nous pouvons régler le taux de comptage des particules en utilisant une configuration particulière des scintillateurs. Les taux de comptage par minute pour différentes combinaisons de scintillateur du plan H et B sont donnés

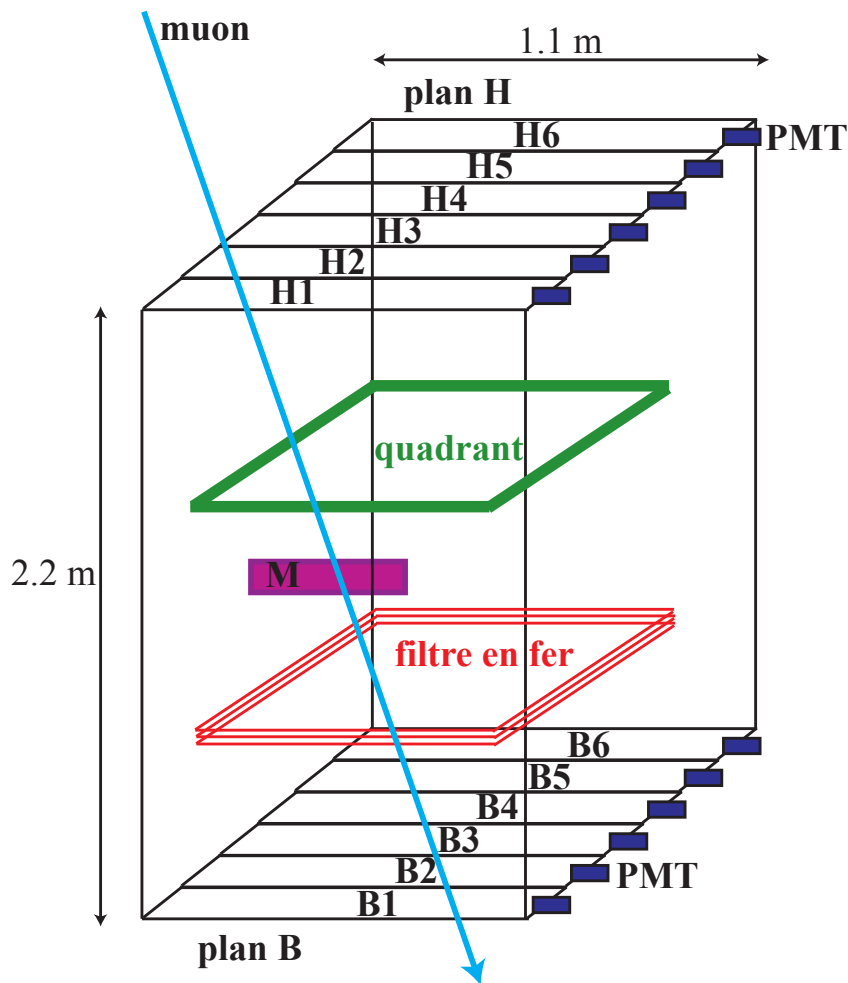


FIG. VI.1: Schéma du banc de test cosmiques.

dans le tableau A.1 de l'annexe A.1. Le mode triple consiste à ajouter entre le quadrant et le filtre un petit scintillateur M de  $\sim 100 \text{ cm}^2$ . Dans cette configuration (H+B+M) la surface active étudiée sur le quadrant se réduit à la taille du scintillateur M et le taux de comptage est d'environ de 0,1 Hz.

### VI.1.2 Les alimentations basses tensions et le mélange gazeux

Les quadrants sont remplis avec un mélange gazeux contenant 80% d'Argon et 20% de  $\text{CO}_2$ . Un débitmètre de masse permet de contrôler constamment les proportions (avec une précision de  $10^{-3}$ ) des deux composants et donc de veiller à la bonne qualité du mélange. L'électronique de lecture du détecteur est alimentée par des alimentations basses tensions (LVPS : *Low Voltage Power Supply*) Wiener refroidies à eau identiques à celles utilisées durant les prises des données. Pour rappel, la stabilité des LPVS est cruciale pour garantir la stabilité des piédestaux et maintenir un faible niveau de bruit de l'électronique. Un PC

permet de monitorer les basses tensions.

### VI.1.3 Chaîne d'acquisition et de lecture

La communication entre le quadrant et le CROCUS qui assure la lecture des données est réalisée par l'intermédiaire de câbles en nappe (figure VI.2). Ces câbles relient le translateur se trouvant à la fin de chaque bus PATCH avec la carte frontale (FRT) du CROCUS. En effet, le bus PATCH utilise une logique LVTTTL (*Low Voltage Transistor Transistor Logic*) permettant la communication avec le MARC. Cependant, les câbles en nappe utilisent une logique LVDS (*Low Voltage Differential Signaling*) qui permet la communication sur des distances plus grandes. La conversion du signal LVTTTL en LVDS est effectuée par une carte appelée translateur. La lecture d'un quadrant nécessite 24 câbles en nappe réparties sur 3 FRT (1 FRT peut supporter 10 bus PATCH). Le CROCUS est relié par une fibre optique à un PC qui accomplit la fonction de LDC (*Local Data Concentrator*) et assure ainsi l'acquisition des données. La surveillance en ligne de la qualité des données a été assurée par le logiciel MOOD (*Monitor Of Online Data*).

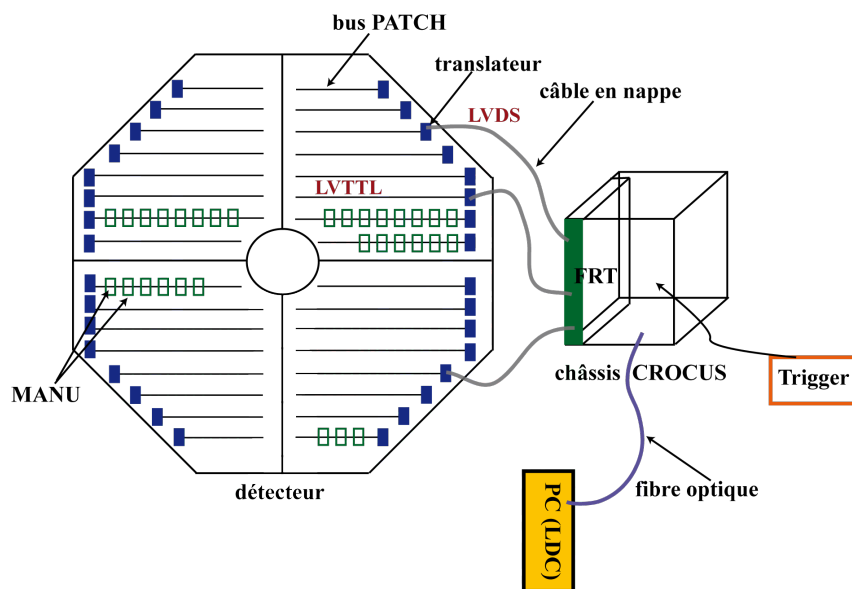


FIG. VI.2: Schéma de la chaîne d'acquisition et de lecture .

## VI.2 Mesure des piédestaux et des bruits

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus en faisant différents essais sur l'électronique des quadrants 1 - 9. Les données ont été collectées avec le banc de test cosmiques d'Orsay à la fin de l'année 2006 et durant les premiers mois de 2007. Elles ont été analysées avec ALIROOT qui est l'outil officiel de simulation, de reconstruction et d'analyse des données de l'expérience ALICE.

La stabilité des piédestaux et des bruits électroniques est un paramètre critique pour la qualité des données collectées. Les facteurs qui peuvent contribuer à la fluctuation des piédestaux sont : la variation de la température environnante, la fluctuation des alimentations basse tension des cartes MANU, ou l'irradiation de l'électronique frontale pendant le fonctionnement d'ALICE. La fréquence de mesure des piédestaux doit être suffisante afin de collecter des données de bonne qualité. En général, une mesure de piédestaux est effectuée avant chaque prise de données sous faisceau. Elle est prévue entre chaque remplissage du LHC, soit environ toutes les six heures.

### VI.2.1 Stabilité dans le temps

Deux méthodes ont été utilisées pour mesurer les éventuelles dérives au cours du temps des piédestaux et des bruits ( $\Delta$ Piédestal et  $\Delta$ Bruit).

La première méthode consiste à prendre une mesure de référence Piédestal (Bruit)<sub>ref</sub> et de la comparer avec les mesures suivantes en faisant la différence des valeurs de piédestaux (bruits) canal à canal :

$$\Delta \text{Piédestal}(\text{Bruit}) = \text{Piédestal}(\text{Bruit})_{n^{\circ} \text{ du run}} - \text{Piédestal}(\text{Bruit})_{ref} \quad (\text{VI.1})$$

Les données présentées ci-après ont été prises sur le quadrant n°2 dans le période 28 février - 5 mars 2007. La fréquence du *trigger* était de 10 Hz et une tension de 300 V était appliquée sur le quadrant. Le tableau VI.1 résume brièvement les caractéristiques des données accumulées. Les résultats de ces mesures sont présentés sur les figures ci-dessous. La

n° du run	nbre d'événements	nbre d'heures écoulées depuis le run de référence
805	1082	référence
810	1226	+ 40 h
816	1075	+ 130 h

TAB. VI.1: Caractéristiques des données prises pour l'étude de la stabilité des piédestaux et des bruits en fonction du temps.

figure VI.3 montre la distribution des piédestaux et des bruits électroniques de chaque voie de lecture pour le *run* de référence. La figure VI.4 montre la différence entre les valeurs des piédestaux pour le *run* 810 et 816 et le *run* de référence 805. La stabilité des bruits pour ces *runs* est présentée sur la figure VI.5. À partir de ces mesures, nous constatons qu'après 40 h de prises des données, si on prend la largeur à mi-hauteur de la distribution des piédestaux ( $2,35 \sigma$ ) soit de l'ordre de 76% des voies, la variation n'a été que de  $\pm 0,2$  canal ADC. Nous constatons donc une très bonne stabilité des piédestaux dans le temps.

La deuxième méthode et de mettre toute l'électronique sous tension et de ne lire qu'un MANU sur chaque face sur une longue période. Les MANU activés sont le MANU n°64 et n°1118 respectivement sur le plan *bending* et *non-bending* du quadrant n°5. Une haute tension de 300 V a été appliquée pendant  $\sim 65$  heures de prise de données. Les événements ont été divisés en sous-ensembles de 1000 événements. La valeur moyenne du piédestal a été calculée pour chacun de ces ensembles. La figure VI.6 montre la variation des valeurs moyennes des piédestaux par rapport au premier ensemble. Nous notons que la dérive maximale des piédestaux par rapport à la valeur de référence est de  $\sim 0,4$  canal ADC. La variation observée permet de conclure à une très bonne stabilité des piédestaux pendant un cycle du LHC.

### VI.2.2 Stabilité en fonction de la fréquence de lecture

De précédents tests sous faisceau au CERN avaient montré une dépendance de la valeur des piédestaux et des bruit électroniques en fonction de la fréquence du *trigger*. Comme cet effet n'avait jamais été expliqué nous avons décidé de vérifier sa reproductibilité en laboratoire. Pour ces tests, la haute tension du quadrant était éteinte. Le tableau VI.2 résume les conditions expérimentales de prise des données. Le réglage de la fréquence du *trigger* de 1 et 80 Hz a été réalisé en utilisant la bonne combinaison des scintillateurs du banc de test cosmiques. Les plus hautes fréquences (550, 1000 et 2500 Hz) ont été réglées à l'aide d'un générateur. La valeur de référence du piédestal a été calculée pour une valeur de la fréquence de *trigger* de 1 Hz. Les résultats obtenus montrent que :

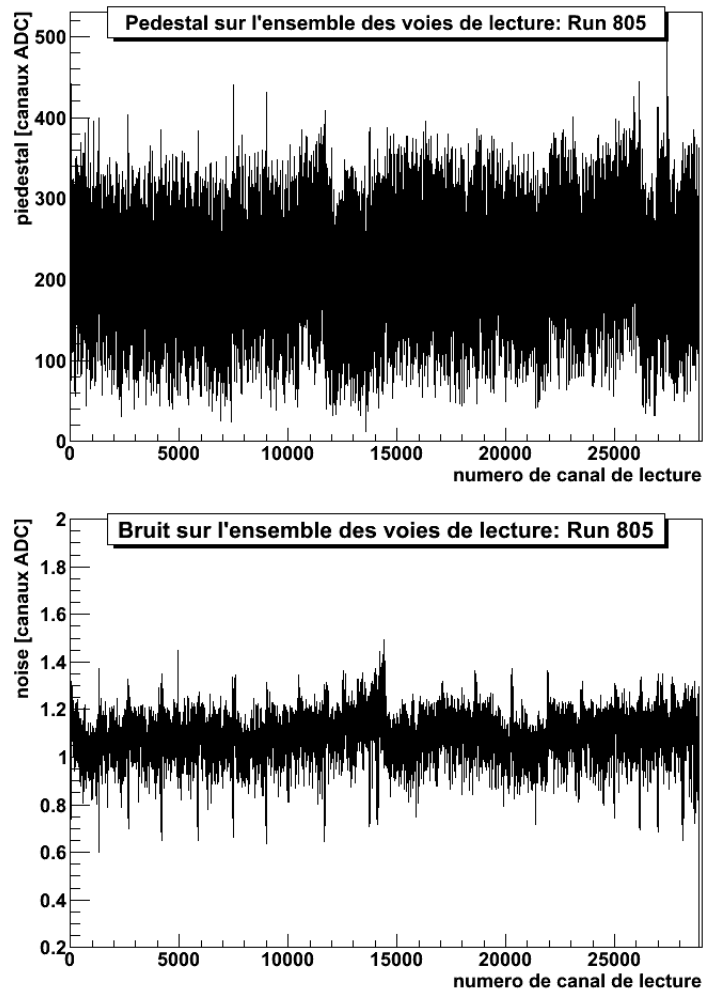


FIG. VI.3: Distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) par voie électronique pour le *run* de référence 805.

- la valeur moyenne des piédestaux diminue lorsque la fréquence du *trigger* augmente. Pour une fréquence de *trigger* de 80 Hz la dérive est inférieure à 1 canal ADC et atteint 1,2 canaux ADC pour une fréquence de 550 Hz. Cette dérive est identique pour 1000 et 2500 Hz et atteint 2 et 4 canaux ADC, respectivement pour le plan *bending* et *non-bending* ;
- la variation n'est pas identique sur les plans d'un même quadrant. Comme les deux plans sont strictement identiques, cette différence d'un facteur deux est anormale ;
- la variation est différente selon les bus PATCH considérés. Il semble alors que cette variation dépende de la charge du bus PATCH (nombre de MANU).

Une série de tests, décrits ci-dessous, a été effectuée pour comprendre la dépendance des valeurs des piédestaux en fonction de la fréquence du *trigger*.

### VI.2.3 Mesure des chutes de tension sur les bus PATCH

Les fluctuations des piédestaux sont directement liés à la stabilité des alimentations basses tensions des cartes MANU. Une étude a été entreprise pour vérifier la corrélation entre la fréquence du *trigger* et la chute de tension le long d'un bus PATCH. La méthode consiste à mesurer les valeurs des trois tensions ( $\pm 2,5$  V et  $+ 3,3$  V) sur le premier et dernier MANU



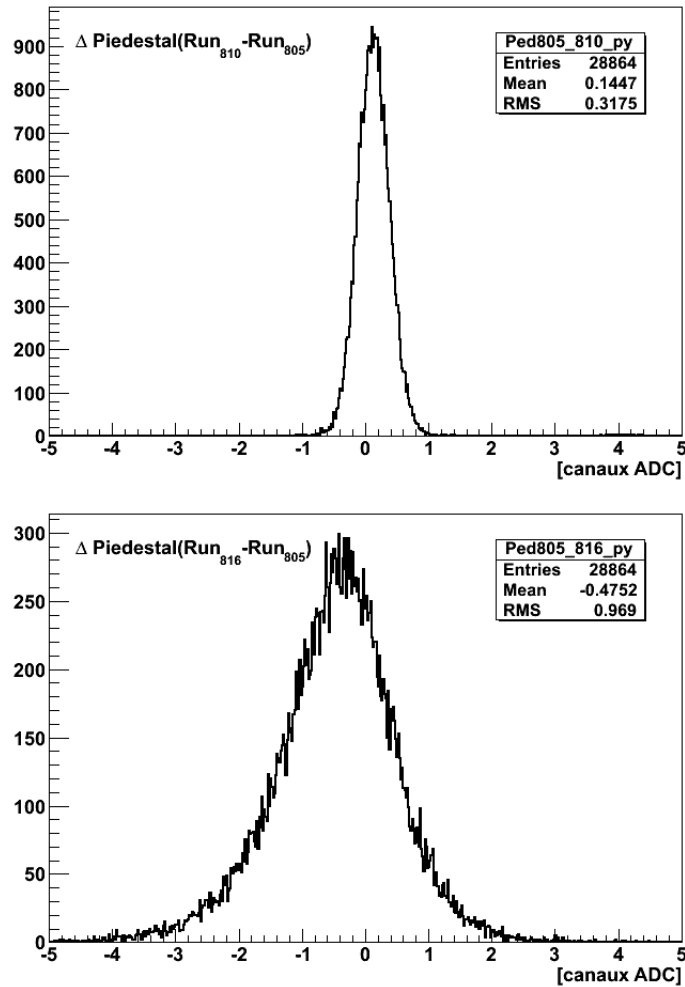


FIG. VI.4: Stabilité dans le temps des piédestaux. En haut sur une période de 40 heures et de 130 heures en bas.

du bus PATCH n°6 sur le plan *non-bending* du quadrant n°3. Les valeurs obtenues sont comparées à celles mesurées avec la fréquence de référence qui est 1 Hz. Les tableaux VI.3, VI.4, VI.5 regroupent respectivement les résultats obtenus pour les tensions +3,3 V, +2,5 V et -2,5 V. La figure VI.7 illustre ces résultats.

Premièrement nous remarquons que la chute de tension pour la fréquence de référence (1 Hz), en fonction de la position de la carte MANU, atteint 24 mV pour l'alimentation +3,3 V, 40 mV pour +2,5 V et 46 mV pour -2,5 V. Deuxièmement nous notons une variation des tensions en fonction de la fréquence de *trigger*. Pour les alimentations +2,5 V et -2,5 V la chute de tension en fonction de la fréquence de *trigger* est de l'ordre de 3 mV. Pour la tension +3,3 V, la chute en fonction de la fréquence est de 12 mV.

Cette étude montre que les valeurs de basses tensions fluctuent en fonction de la fréquence du *trigger* et donc la stabilité des piédestaux peut être affectée.

#### VI.2.4 Sensibilité des piédestaux aux valeurs des basses tensions d'alimentation

Après avoir constaté les variations des basses tensions d'alimentation en fonction de la fré-

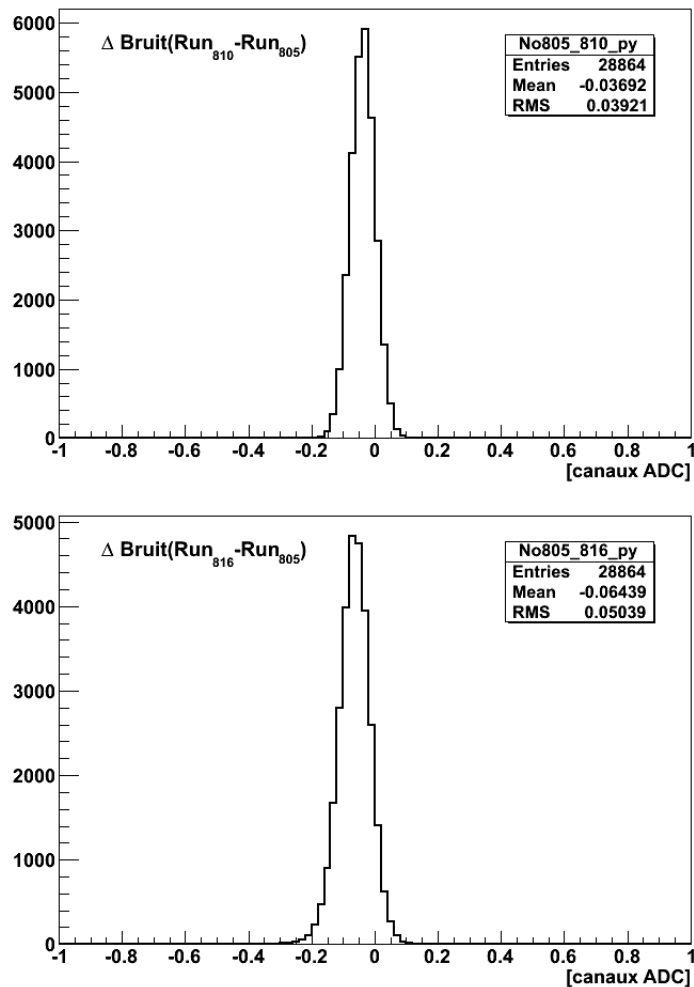


FIG. VI.5: Stabilité dans le temps des bruits électroniques. En haut sur une période de 40 heures et de 130 heures en bas.

quence du *trigger*, une étude a été menée pour déterminer l'influence de ces variations sur le niveau des piédestaux. La procédure de la première mesure a consisté à changer la valeur des trois basses tensions de  $\pm 10$  mV. À chaque changement, une mesure des piédestaux est réalisée. Puis, les deux alimentations  $\pm 2,5$  V ont été changées simultanément de  $\pm 10$  mV soit dans le même sens soit dans le sens opposé. Les résultats des mesures pour les plans *bending* et *non-bending* sont regroupés dans les tableaux VI.6 et VI.7.

Nous constatons que les fluctuations de l'alimentation + 3,3 V n'ont pas d'influence sur le niveau du piédestal (cas 1). Ce comportement est normal puisque l'alimentation +3,3 V n'alimente que le MARC et les ADC (via une référence de tension). Néanmoins, les piédestaux sont très sensibles ( $\sim 0,8$  canal ADC/mV) à la variation d'une des tensions  $\pm 2,5$  V (cas 2). Nous remarquons également que si les deux tensions  $\pm 2,5$  V varient simultanément de la même quantité de manière à augmenter ou diminuer l'écart entre elles (cas 3), la valeur du piédestal est globalement stable ( $\sim 0,1$  canal ADC/mV). Par contre (cas 4), si les tensions varient dans le même sens (augmentation ou diminution de leur valeur algébrique), la valeur du piédestal est considérablement modifiée ( $\sim 1,5$  canaux ADC/mV). Ces variations s'expliquent par le fait que le réglage des piédestaux est fait par une tension imposée sur une des entrées du MANAS. Cette tension est obtenue par un pont diviseur entre le +2,5 V et le -2,5 V. Une variation de l'une de ces deux tensions entraîne donc une

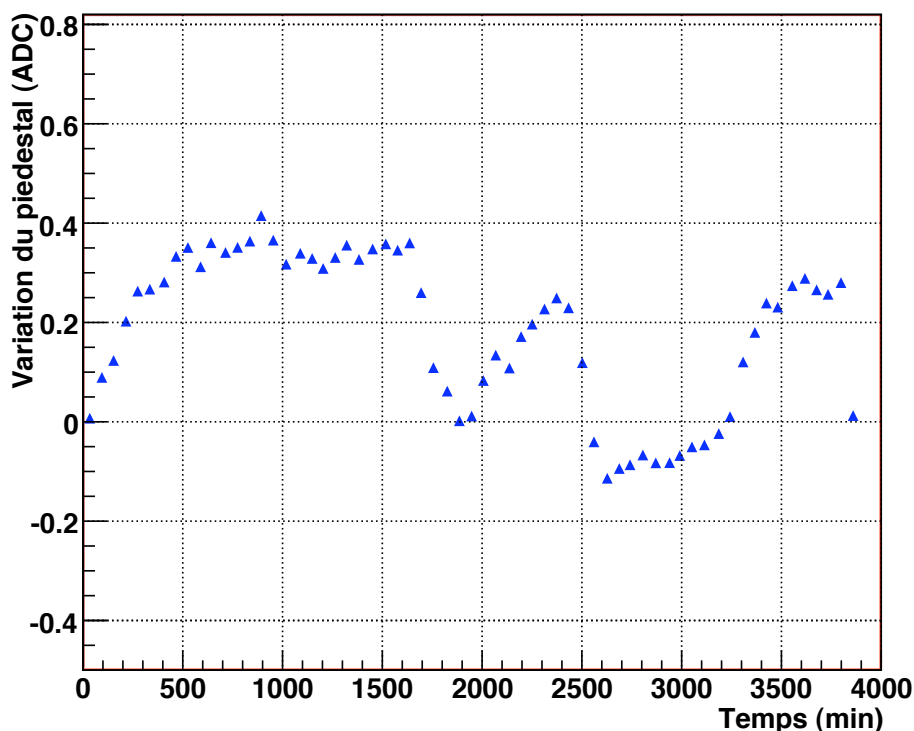


FIG. VI.6: Variation de la valeur moyenne des piédestaux de deux MANU en fonction du temps sur le quadrant n°5 de la station 1 (run 752) sur une période d'environ 65 heures.

n° du run	fréquence (Hz)	Nbre d'événements
570	1	1080
571	80	1107
572	550	1208
574	1000	1218
576	2500	1387

TAB. VI.2: Caractéristiques des données prises pour l'étude de la stabilité des piédestaux et des bruits en fonction de la fréquence du *trigger*.

fréquence (Hz)	$U_0 = +3,3 \text{ V}$			
	premier MANU	$\Delta V$ (mV)	dernier MANU	$\Delta V$ (mV)
1	3.277	0	3.253	0
10	3.277	0	3.253	0
60	3.277	0	3.252	-1
200	3.275	-2	3.251	-2
560	3.271	-6	3.246	-7
1000	3.267	-10	3.241	-12
2500	3.267	-10	3.241	-12

TAB. VI.3: Variation des tensions le long du bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan *non-bending*) en fonction de la fréquence de *trigger* pour l'alimentation  $U_0 = +3,3 \text{ V}$ .

variation du piédestal.

À partir de ces mesures nous concluons que les variations des tensions sur le bus PATCH

fréquence (Hz)	$U_0 = +2,5 \text{ V}$			
	premier MANU	$\Delta V$ (mV)	dernier MANU	$\Delta V$ (mV)
1	2.518	0	2.478	0
10	2.519	1	2.479	1
60	2.518	0	2.478	0
200	2.518	0	2.478	0
560	2.517	-1	2.476	-2
1000	2.516	-2	2.475	-3
2500	2.516	-2	2.475	-3

TAB. VI.4: Variation des tensions le long du bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan *non-bending*) en fonction de la fréquence de *trigger* pour l'alimentation  $U_0 = +2,5 \text{ V}$ .

fréquence (Hz)	$U_0 = -2,5 \text{ V}$			
	premier MANU	$\Delta V$ (mV)	dernier MANU	$\Delta V$ (mV)
1	-2.546	0	-2.5	0
10	-2.546	0	-2.501	-1
60	-2.546	0	-2.501	-1
200	-2.546	0	-2.501	-1
560	-2.548	-2	-2.502	-2
1000	-2.549	-3	-2.503	-3
2500	-2.549	-3	-2.503	-3

TAB. VI.5: Variation des tensions le long du bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan *non-bending*) en fonction de la fréquence de *trigger* pour l'alimentation  $U_0 = -2,5 \text{ V}$ .

observées en fonction de la fréquence peuvent conduire à des variations de piédestaux d'environ -5 canaux ADC, expliquant les résultats obtenus dans VI.2.2.

### VI.2.5 Le couplage piédestaux-bruits

L'analyse des données provenant du banc de test cosmiques a montré une structure surprenante dans la dépendance des bruits en fonction de la valeur du piédestal. En effet, une structure périodique avec une périodicité de 32 canaux ADC a été observée. La figure VI.8 illustre le phénomène observé. Nous remarquons l'apparition de pics avec des valeurs précises du piédestal : 63, 95, 127, 159, 191, 223, 255, 287 et 319 canaux ADC. Différents tests ont été réalisés afin de comprendre l'origine de ce phénomène.

**test des différents quadrants :** la même mesure a été effectuée pour le quadrant n° 2. Nous observons que l'effet ne dépend pas du quadrant considéré. Les pics apparaissent rigoureusement aux mêmes valeurs du piédestal.

**test des différents bus PATCH :** nous avons ensuite vérifié que cet effet ne dépend pas du bus PATCH considéré. Nous avons testé les bus PATCH les plus chargés en cartes MANU du quadrant n° 6. Nous voyons sur la figure VI.9 que la structure apparaît sur tous les bus PATCH.

**test en faisant varier les piédestaux :** nous avons exploré également la dépendance du phénomène avec la valeur des piédestaux. Dans ce test, nous avons comparé deux *runs* dont la différence de la valeur du piédestal est de 11 canaux ADC. La figure VI.10 montre que les pics sont exactement aux mêmes endroits.

**test de la précision des calculs numériques :** nous avons tenté de vérifier que le calcul des

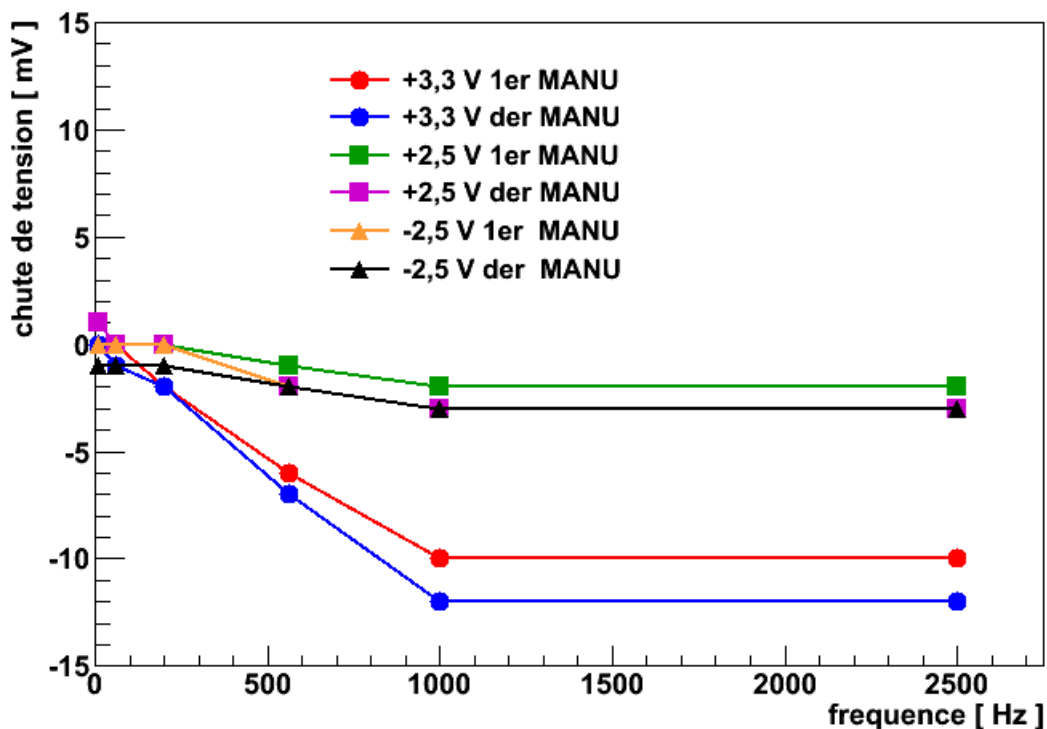


FIG. VI.7: Stabilité de tension sur le bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan *non-bending*) en fonction de la fréquence de *trigger*.

plan <i>non-bending</i>				
cas	+3,3 V V (mV)	+2,5 V V (mV)	-2,5 V V (mV)	$\pm\Delta$ piédestal ADC
1	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	
	3,31			0
	3,29			-0,3
	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	<b>-0,1</b>
2		2,49	-2,5	7,9
		2,5	-2,49	-8,6
1	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	<b>0,02</b>
3		2,51	-2,51	1,7
		2,49	-2,49	-0,8
1	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	<b>0,3</b>
4		2,49	-2,51	-16,1
		2,51	-2,49	17,0

TAB. VI.6: Variation de la valeur des piédestaux en fonction des variations des basses tensions d'alimentation pour le plan *non-bending* du quadrant n°3. Les lignes en caractères gras correspondent aux valeurs nominales remesurées tout au long du test. Cette mesure a été effectuée avec un multimètre numérique donnant une précision de  $10^{-3}$ .

piédestaux est correctement réalisé. Pour ce faire, nous avons ajouté une valeur arbitraire de 7,2 canaux ADC aux valeurs mesurées. Nous avons noté que les pics se déplaçaient de 7,2 canaux et cela confirme que le niveau du piédestal est correctement calculé.

plan <i>bending</i>				
cas	+3,3 V V (mV)	+2,5 V V (mV)	-2,5 V V (mV)	$\pm\Delta$ piédestal ADC
1	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	
	3,31			-0,1
	3,29			0
	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	<b>-0,2</b>
2		2,49	-2,5	7,5
		2,5	-2,49	-8,6
1	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	<b>0,02</b>
3		2,51	-2,51	1,7
		2,49	-2,49	-1,1
1	<b>3,3</b>	<b>2,5</b>	<b>-2,5</b>	<b>0,3</b>
4		2,49	-2,51	-16,1
		2,51	-2,49	16,5

TAB. VI.7: Variation de la valeur des piédestaux en fonction de variation des basses tensions d'alimentation pour le plan *bending* du quadrant n°3. Les lignes en caractères gras correspondent aux valeurs nominales remesurées tout au long du test.

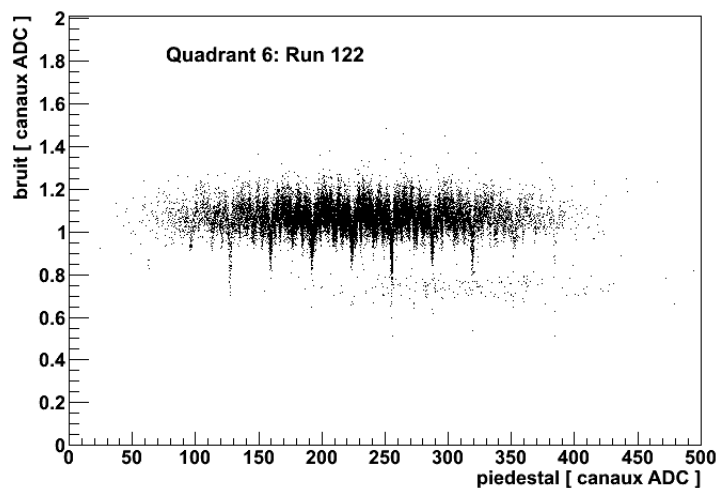


FIG. VI.8: Couplage piédestaux-bruits : quadrant n°6, *run* 122.

Aucun des tests effectués n'a pas pu expliquer l'origine de ce phénomène. Nous avons donc conclu qu'il est indépendant des conditions expérimentales et doit donc être propre à l'électronique utilisée. Après consultation de la fiche technique du codeur ADC utilisé et discussion avec un spécialiste du domaine, nous avons appris que la largeur des canaux n'est pas constante et peut varier entre 10% et 250% de la largeur nominal du canal. Cela peut être à l'origine du phénomène observé.

Une simulation simple, en introduisant une non-linéarité sur le bit 5, a permis de reproduire ce phénomène (figure VI.11).

### VI.3 L'analyse des données expérimentales

L'objectif de cette analyse est de reconstruire les données prises avec le banc de test cosmiques et de valider le fonctionnement de l'algorithme de recherche des *clusters*. L'étape

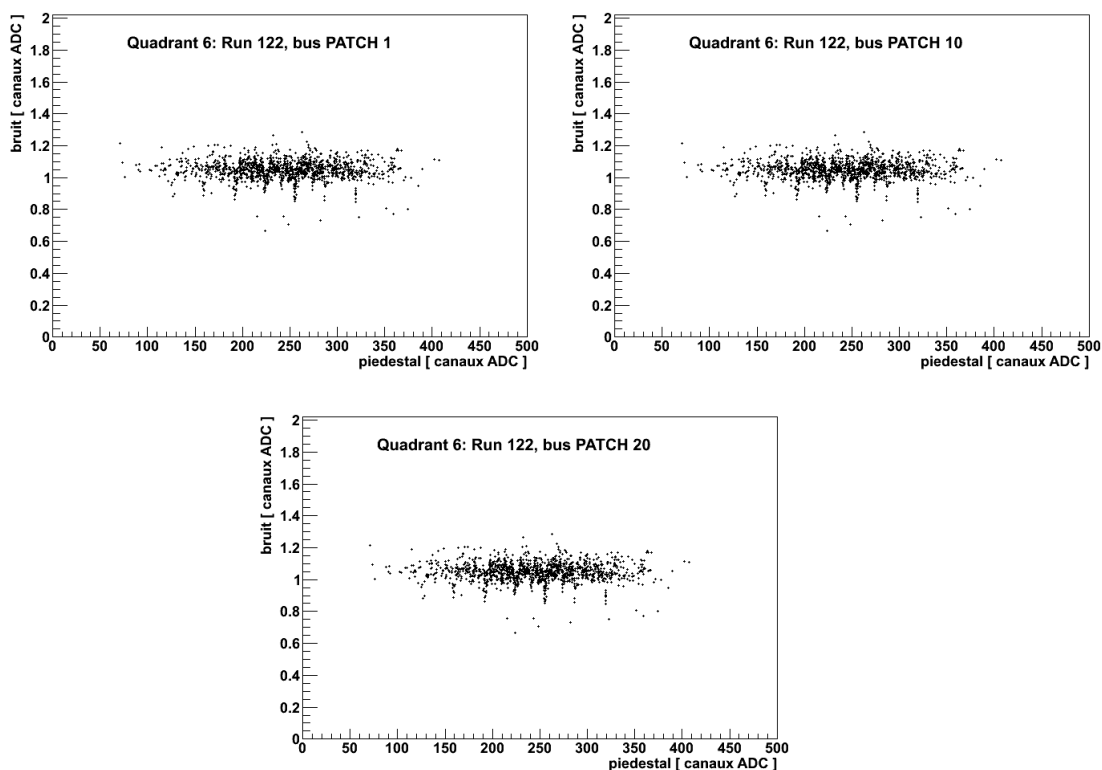


FIG. VI.9: Couplage piédestaux-bruits : quadrant n°6, *run* 122 en fonction du bus PATCH. Le même phénomène est observé sur tous les bus.

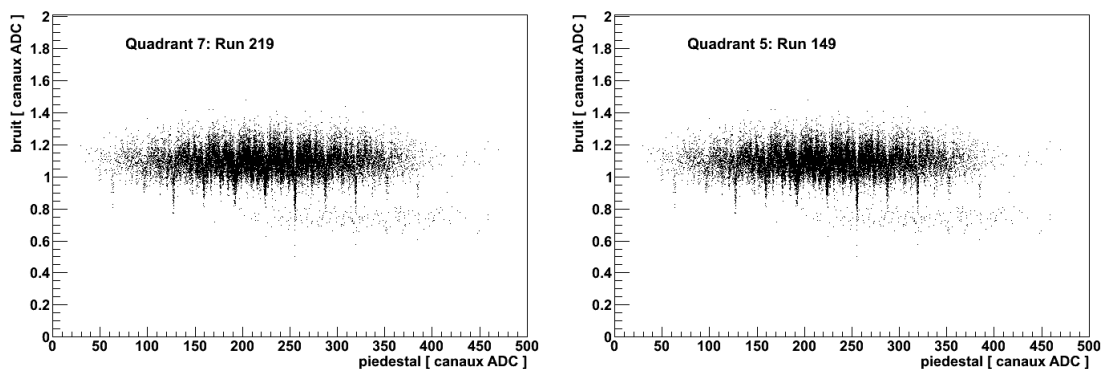


FIG. VI.10: Couplage piédestaux-bruits. À gauche : quadrant n°7 (*run* 219). À droite : quadrant n°5 (*run* 149).

suivante consiste à mesurer l'homogénéité du gain des quadrants de la station 1 du système de trajectographie du spectromètre à muons. Finalement une étude de la variation du gain en fonction de la haute tension appliquée sur les fils d'anode a été menée. Nous avons également étudié l'efficacité du détecteur.

Durant ces mesures, nous avons ajouté le petit scintillateur M. Dans cette configuration une particule est détectée dans un mode de coïncidence triple entre le plan H, B et M. Nous avons testé tous les quadrants du système de trajectographie du spectromètre à muons cependant seuls quelques résultats choisis seront montrés à titre d'exemple.

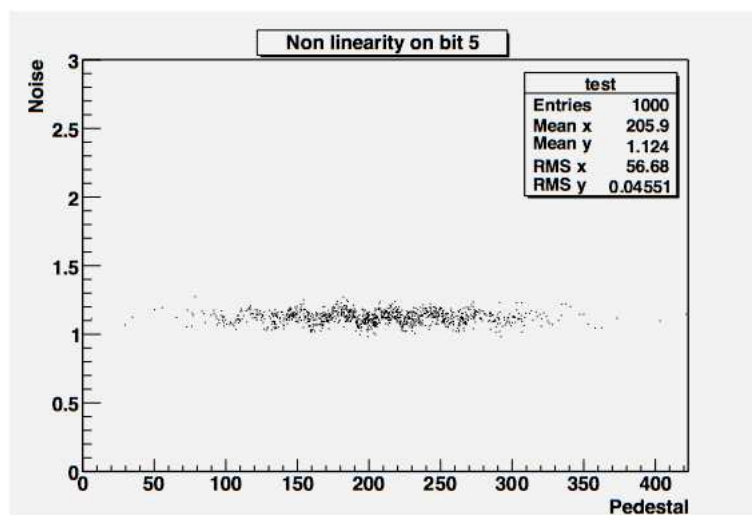


FIG. VI.11: Simulation de la non-linéarité différentielle du codeur ADC.

n° du run	run pied	HV (V)	fréq de trig (Hz)	Nbre d'événets	durée (h)
807	805	1600	0,1	4625	~ 21
818	816	1650	0,1	6227	~ 24
819	816	1700	0,1	8207	~ 26

TAB. VI.8: Conditions expérimentales de la prise des données sur le quadrant n°2 en utilisant le banc de test cosmiques d'Orsay.

### VI.3.1 Reconstruction des *clusters*

Pour ce test, la haute tension appliquée sur le quadrant était de 1650 V (*run* 818, tableau VI.8), correspondant à la valeur considérée comme nominale pour les prises de données réelles. Les données de chaque quadrant ont été analysées de manière à obtenir des informations sur la reconstruction des *clusters*, la charge totale collectée sur chaque cathode (*bending* et *non-bending*), la corrélation entre les deux plans de cathodes et finalement la multiplicité des *clusters* c'est-à-dire le nombre de pads allumés par le passage d'une particule.

La figure VI.12 (en haut) montre la reconstruction des coordonnées des *clusters* associés au passage des particules. Sur cette figure nous acceptons tous les événements, cela permet de reconstruire l'image complète du quadrant et vérifier le bon fonctionnement de l'algorithme de reconstruction. En limitant le nombre de *clusters* dans un événement à 1 nous reconstruisons la zone de détection (scintillateur M) montrée sur la figure VI.12 (en bas).

La distribution de la charge d'un *cluster* collecté sur chaque plan (à gauche *bending* et à droite *non-bending*) est montrée sur la figure VI.13. Les distributions ont été ajustées avec une fonction de Landau. Les valeurs du signal sont respectivement de  $238,3 \pm 2,9$  et  $246,8 \pm 3$  canaux ADC pour le plan *bending* et *non-bending*.

La figure VI.14 représente la corrélation des signaux collectés sur les deux plans du quadrant. Cette mesure permet de vérifier que le plan *bending* et *non-bending* répondent de la même façon au passage d'une particule. Le rapport des charges entre les deux plans est de l'ordre de 0,96. Bien que chaque plan soit équipé d'une électronique identique, ces résultats montrent qu'il y a une petite asymétrie entre les deux plans.

La figure VI.15 montre la corrélation entre le nombre de pads allumés sur les plans *bending* et *non-bending* pour les événements à 1 *cluster*. Nous remarquons à 1650 V que ce sont les *clusters* à  $\sim 5$  pads qui dominent. La multiplicité des pads obtenue est en accord avec la valeur attendue.



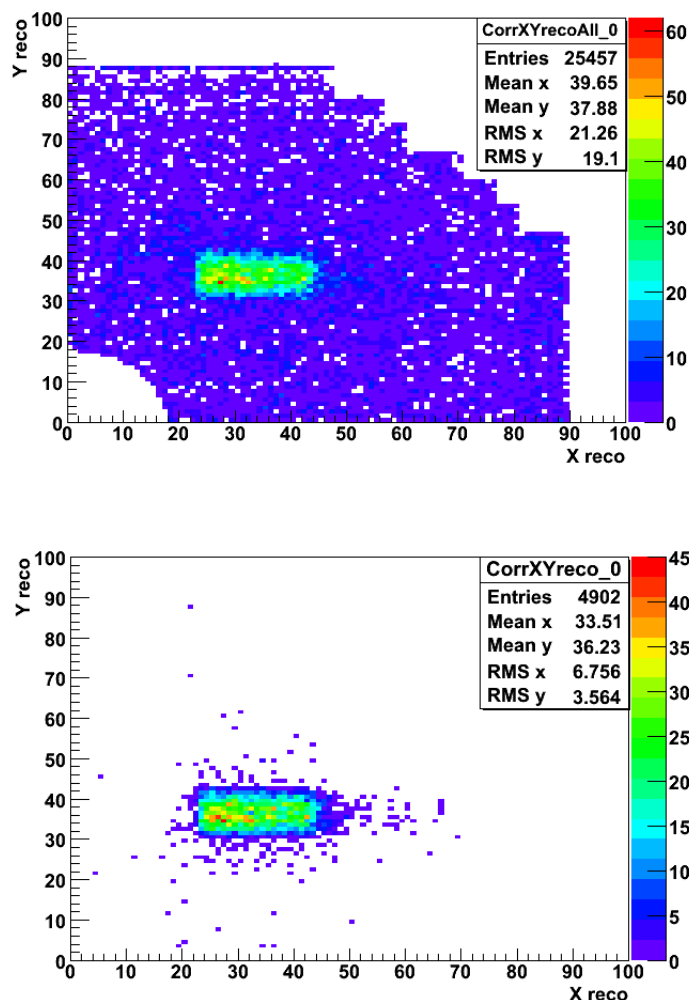


FIG. VI.12: Reconstruction des points d'impacts pour tous les événements (en haut) et pour les événements à 1 *cluster* (en bas). X reco et Y reco sont respectivement les coordonnées X et Y du *cluster* reconstruites avec ALIROOT sur le plan *bending* du quadrant n°2 du système de trajectographie.

### VI.3.2 Étude du gain en fonction de la haute tension

Une étude du gain en fonction de la haute tension a été réalisée pour deux valeurs de tension autour de 1650 V, en l'occurrence pour 1600 et 1700 V. L'évolution de la multiplicité et de la charge des *clusters* est montrée sur les figures VI.15 et VI.16. La charge du *cluster* a été prise comme étant la valeur la plus probable (MPV) de l'ajustement par une distribution de Landau. À cause de problèmes durant les tests (fuite importante de CO<sub>2</sub>), les quadrants 1 et 3 possèdent uniquement deux valeurs de haute tension mesurées.

Le tableau A.2 (annexe A.2) donne le nombre de *cluster* pour une multiplicité de pads fixée. Ce sont les *clusters* à 4 pads qui dominent pour une tension de 1600 V. En augmentant la tension appliquée le nombre de pads dans un *cluster* augmente. Nous remarquons que pour une tension de 1650 V (1700 V) le nombre de *clusters* à 6 pads augmente de 80% (250%).

Les valeurs MPV (en canaux ADC) du signal mesuré en fonction de la haute tension appliquée sont résumées dans le tableau A.3 (annexe A.2). L'évolution du signal pour chaque quadrant a été ajustée avec une fonction exponentielle. Nous notons, que le quadrant n°6 possède un gain plus élevé que les autres quadrants.

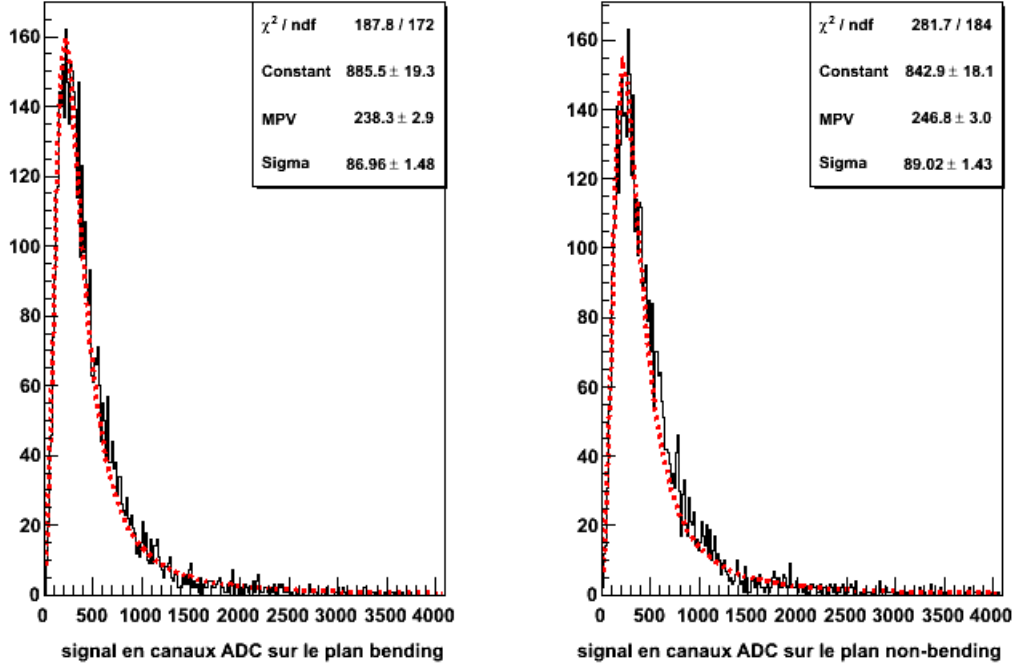


FIG. VI.13: Charge totale par *cluster* (en canaux ADC) collectée sur le plan bending (à gauche) et *non-bending* (à droite).

À partir des données expérimentales, nous avons calculé le gain  $G$  [mV/fC] pour chaque côté (*bending* et *non-bending*) séparément. Le gain de la chambre est calculé pour une valeur  $V_1$  de tension appliquée en utilisant l'ajustement exponentiel  $G_1 = \exp(p_0 + V_1 p_1)$ . Pour une valeur  $V_2$  de tension, le gain  $G_2 = \exp(p_0 + V_2 p_1)$ . Le rapport des gains entre les deux points de tension (1600 et 1700 V) est :

$$\frac{G_1}{G_2} = \exp [p_1 (V_1 - V_2)] \quad (\text{VI.2})$$

Ce rapport donne le coefficient  $p_1$  (tableau VI.9) pour le côté *bending* et *non-bending* de chaque quadrant. Les valeurs de gain calculées à partir de ces coefficients sont données dans le tableau VI.10. Nous en déduisons qu'une augmentation de la tension de 50 V conduit à l'augmentation d'un facteur  $\sim 2$  du gain.

### VI.3.3 Homogénéité du gain

Le tableau VI.11 donne les caractéristiques des données utilisées prises avec le quadrant n°9 pour l'étude de l'homogénéité du gain. La méthode d'étude consiste à diviser le quadrant en 16 zones (figure VI.17) et puis d'étudier la charge collectée sur chaque zone. Le tableau VI.12 donne la charge par *cluster* collectée sur chacune des zones pour les trois tensions appliquées (1600, 1650 et 1700 V) sur le plan *bending*. L'évolution du signal en fonction de la haute tension est présentée sur la figure VI.18. Nous remarquons que pour une tension fixée le gain de la chambre n'est pas parfaitement homogène. Notons toutefois que cette mesure ne prend pas en compte la calibration de l'électronique et que les quadrants étaient en position horizontale alors qu'ils reposent en position verticale une fois installés dans le spectromètre à muons d'ALICE.

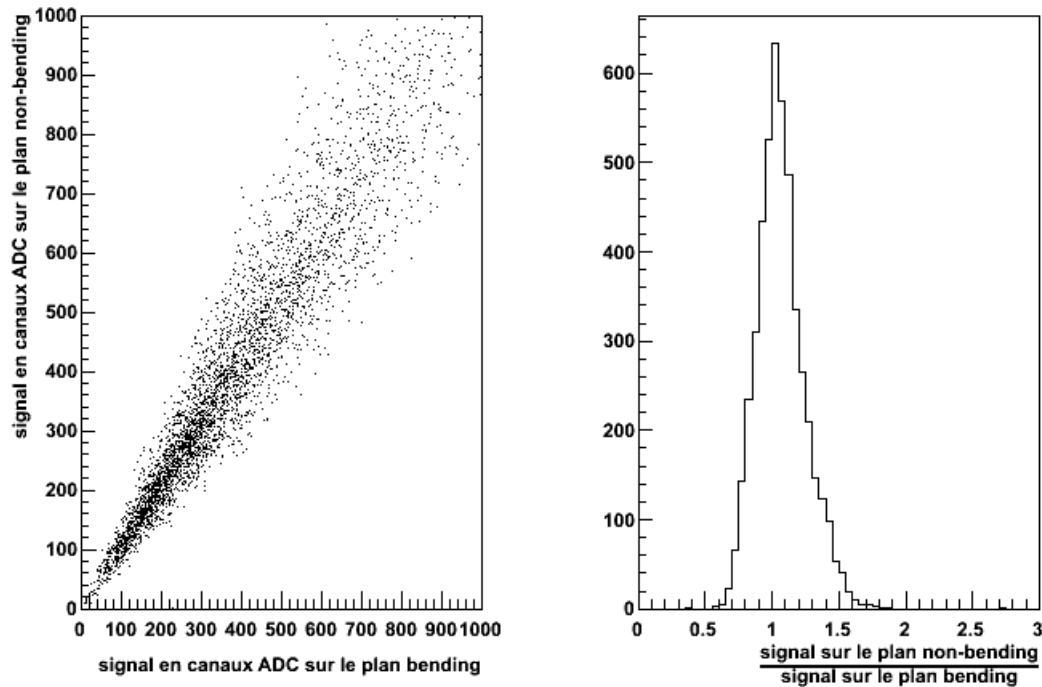


FIG. VI.14: Correlation (à gauche) et rapport (à droite) entre le signal collecté sur le plan *bending* et *non-bending*.

### VI.3.4 L'efficacité du détecteur

Nous avons également évalué l'efficacité du détecteur. Cette étude a été faite dans le mode de coïncidence triple en utilisant le scintillateur M. L'objectif de cette mesure est de vérifier l'efficacité de chaque quadrant pour la détection des événements à 1 *cluster* dans la zone du scintillateur M. Le tableau VI.13 montre les résultats obtenus pour chaque quadrant. Ils sont aussi illustrés sur la figure VI.19. Nous concluons que l'efficacité est de l'ordre de 95% pour tous les quadrants sauf pour les quadrants 5 et 6 où visiblement il y a eu un problème lors des mesures.

## VI.4 Mise en service au Point 2 du LHC

Nous avons effectué une série des tests sur les quadrants après leurs transport au CERN et plus précisément au point 2 du LHC où un banc de test provisoire a été aménagé. Le but de ces tests était de vérifier si les quadrants n'avaient pas été endommagés au cours du transport. Dans ces conditions nous avons pu vérifier les niveaux des piédestaux et des bruits ainsi que leur dépendance en fonction de la fréquence du *trigger*. Le tableau VI.14 donne les caractéristiques des données utilisées dans cette analyse pour le quadrant n°2. La distribution des piédestaux et des bruits pour le *run* de référence (190) est montrée sur la figure VI.20. L'évolution des piédestaux et des bruits en fonction de la fréquence du *trigger* est montrée sur la figure VI.21. Nous déduisons à partir de ces mesures que les quadrants fonctionnent correctement et donc qu'ils peuvent être intégrés dans le détecteur ALICE.

Après intégration du spectromètre à muons dans le détecteur ALICE, le « commissioning » final a pu être réalisé. Pour ce faire, un détecteur des rayons cosmiques ACORDE (A COsmic Ray DEtector for ALICE) a été utilisé. L'objectif de cette étape était d'étudier le comportement du détecteur dans la caverne ALICE et donc dans les conditions iden-

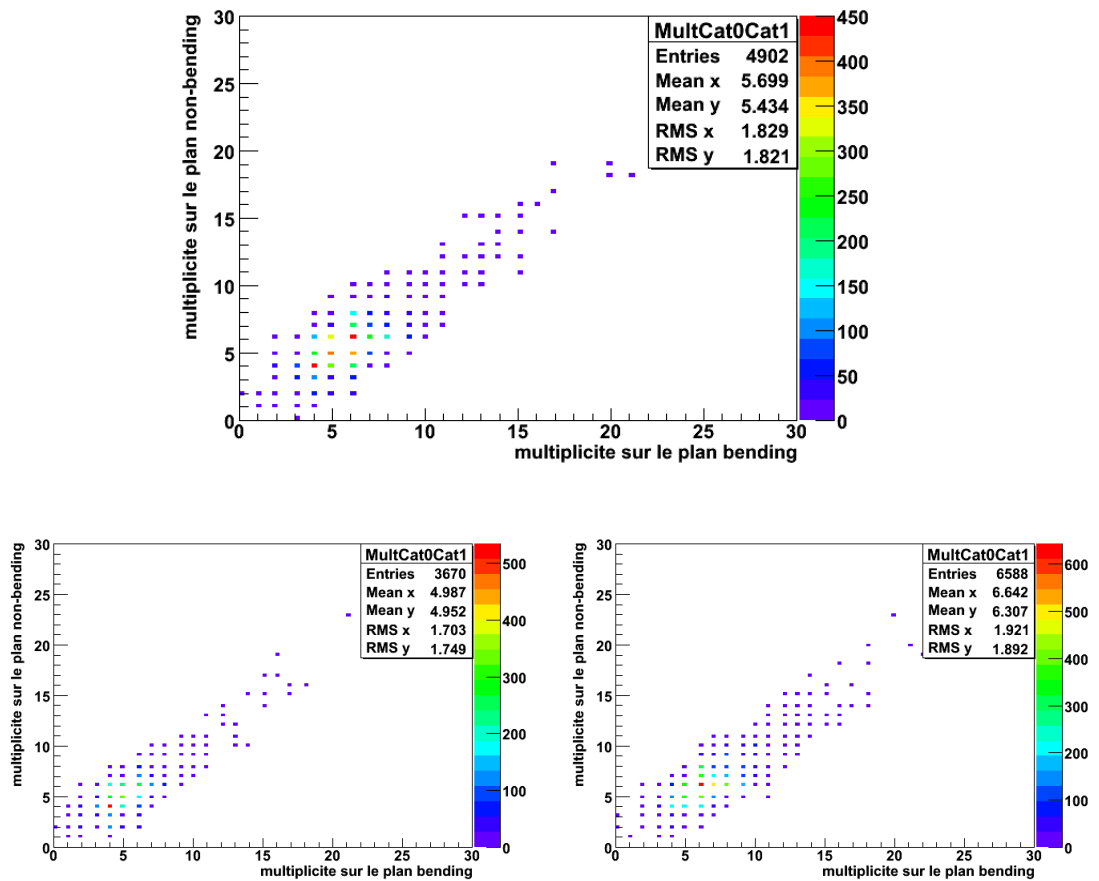


FIG. VI.15: Multiplicité des pads sur le plan *bending* et *non-bending* quadrant n°2 pour : 1650 V (en haut), 1600 V (en bas à gauche) et 1700 V (en bas à droite).

tiques à celles de l'expérience. Durant cette période différents tests ont été effectués afin de s'assurer que le détecteur fonctionnait correctement. Finalement, les algorithmes de reconstruction des points d'impact et des traces des muons ont été testés. Pendant ces tests, la station 1 et 2 du spectromètre à muons ainsi que le système de déclenchement ont été activés. La figure VI.22 montre la reconstruction des points d'impacts d'un muon cosmique. Nous avons pu constater que le détecteur répondait au passage des muons et que les algorithmes reconstruisaient correctement les points d'impact.

Des mesures supplémentaires devront être faites dans la caverne d'ALICE pour vérifier les variations des piédestaux et des bruits en fonction de la fréquence de *trigger*. En effet, le câblage des basses tensions et la compatibilité électromagnétique (CEM) sont bien meilleurs dans le spectromètre à muons que dans le banc de test cosmiques qui a servi à nos tests en laboratoire.

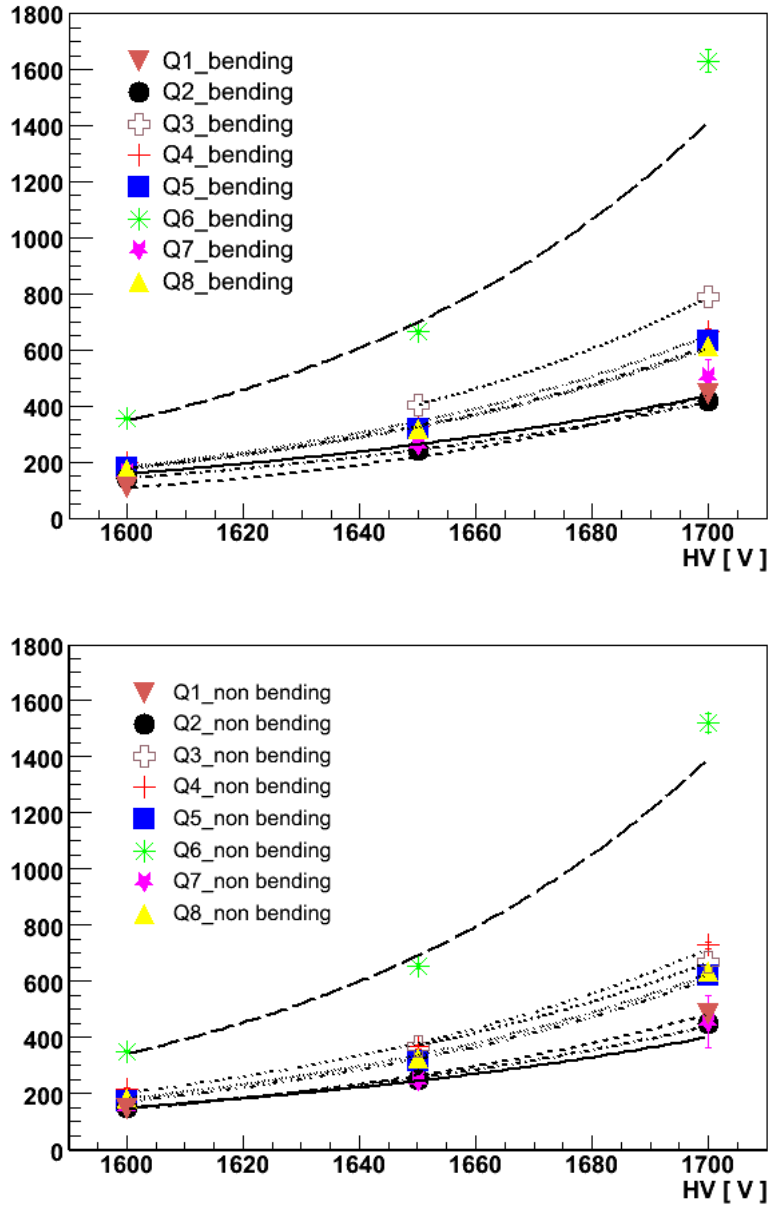


FIG. VI.16: Évolution de la valeur MPV de l'ajustement par une Landau de la charge des *clusters* récoltée sur le plan *bending* (en haut) et *non-bending* (en bas) en fonction de la haute tension appliquée.

quadrant	<i>bending</i> ( $\times 10^{-2}$ )	<i>non-bending</i> ( $\times 10^{-2}$ )
1	1,41	1,21
2	1,07	1,09
3	1,34	1,17
4	1,27	1,26
5	1,24	1,26
6	1,40	1,40
7	1,02	9,84
8	1,24	1,23

TAB. VI.9: Coefficients  $p_1$  de l'ajustement du signal avec une fonction exponentielle.

quadrant	<i>bending</i>	<i>non-bending</i>
1	4,11	3,37
2	2,93	2,97
3	1,95	1,79
4	3,57	3,52
5	3,47	3,54
6	4,08	4,06
7	2,77	2,68
8	3,46	3,43

TAB. VI.10: Gain en mV/fC pour chaque quadrant du côté *bending* et *non-bending*. Dans le cas des quadrants n°1 et n°3 nous ne disposons que de deux points pour les tensions 1650 et 1700 V.

n° du run	HV (V)	fréq de trig (Hz)	Nbre d'événements
1274	1600	15	287849
1289	1650	15	260020
1299	1700	15	270242

TAB. VI.11: Caractéristiques des données expérimentales utilisées pour l'étude de l'homogénéité du gain. Les données ont été prises sur le quadrant n°9 en utilisant le banc de test cosmiques d'Orsay.

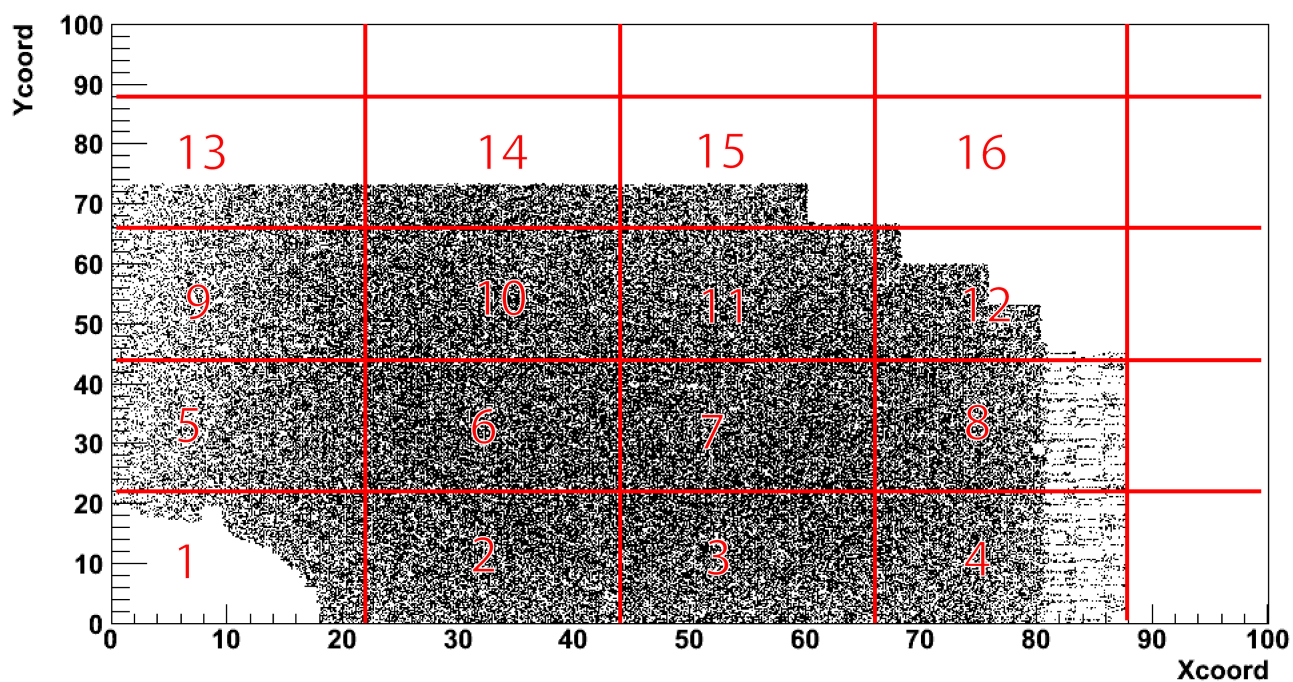


FIG. VI.17: Illustration de la division du quadrant en 16 zones pour l'étude de l'homogénéité du gain.

Zone <i>run</i>	MPV		
	1600 (V) 1274	1650 (V) 1289	1700 (V) 1299
1	133.286	230.401	352.616
2	127.829	207.214	343.106
3	121.295	214.729	347.251
4	120.562	230.819	388.69
5	120.201	208.837	407.885
6	142.169	226.74	381.98
7	125.611	230.818	361.738
8	127.207	248.07	402.398
9	138.432	231.282	375.57
10	155.688	262.232	443.098
11	138.189	233.505	409.954
12	125.81	231.837	399.922
13	137.647	239.492	335.465
14	147.141	257.067	495.309
15	131.578	208.482	510.042
16	301.687	356.932	176.252

TAB. VI.12: Évolution de la valeur du MPV pour les 16 zones du quadrant n°9 en fonction de la haute tension appliquée.

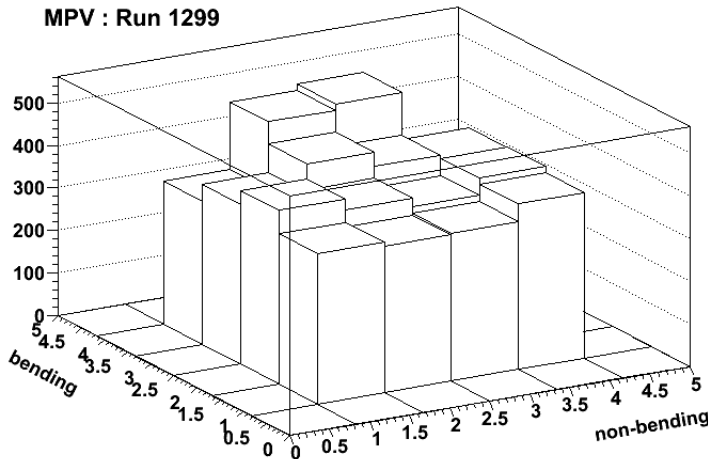
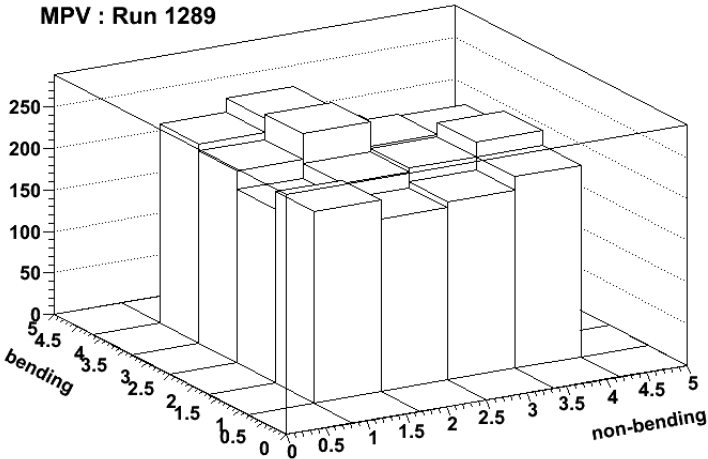
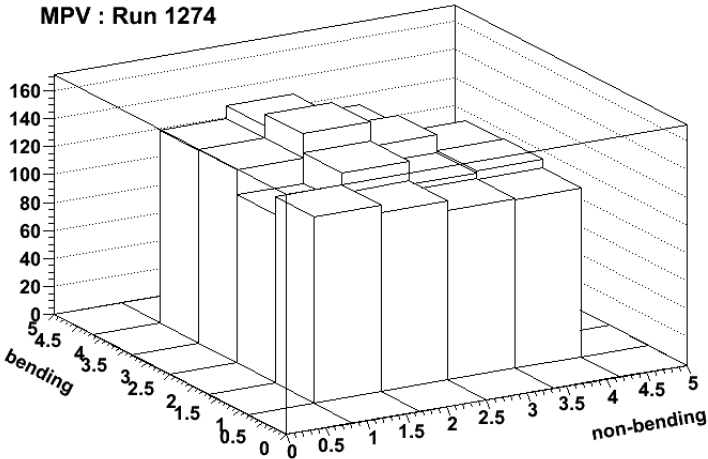


FIG. VI.18: Signal collecté sur chaque zone du quadrant n°9 en fonction de la haute tension appliquée pour, de haut en bas, 1600, 1650 et 1700 V.



quadrant	tension (V)	n° du run	Nbre d'événets	Nbre d'événets dans M	efficacité (%)
1	1600	300	5638	5014	94,1
	1650	302	60	50	-
	1700	305	2039	1817	94,6
2	1600	807	4624	3970	93,6
	1650	818	6220	5302	93,3
	1700	819	8206	7182	93,7
3	1650	652	4965	4251	93,9
	1700	655	8167	6967	92,8
4	1600	520	1543	1313	94,0
	1650	521	3742	3175	93,9
	1700	523	5403	4554	92,8
5	1600	741	10000	6575	73,1
	1650	744	5140	3475	75,5
	1700	746	3165	2682	93,7
6	1600	592	10000	6980	79,1
	1650	593	10000	7056	79,9
	1700	606	10000	6867	79,5
7	1600	836	4081	3508	93,4
	1650	845	4079	3303	93,8
	1700	888	3424	2945	94,4
8	1600	407	3600	3055	94,6
	1650	440	3355	2828	94,1
	1700	422	4265	3599	92,6

TAB. VI.13: Efficacité de chaque quadrant pour trois valeurs de la haute tension appliquée. Les données ont été prises en utilisant le banc de test cosmiques d'Orsay. L'estimation des incertitudes donne une valeur maximale de l'ordre de 2%.

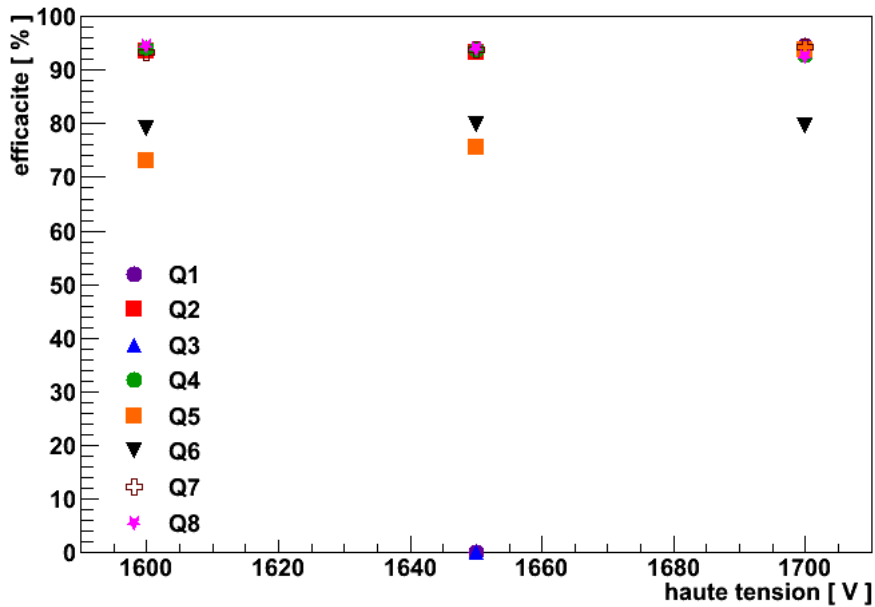


FIG. VI.19: Efficacité de chaque quadrant de la station 1 du spectromètre à muons.

n° du <i>run</i>	Nbre d'événements	fréquence du <i>trigger</i> (Hz)
190	1192	5 (référence)
191	1318	50
192	1880	500
193	2263	1000
194	2810	2000

TAB. VI.14: Caractéristiques des données prises sur le quadrant n°2 pour l'étude de la stabilité des piédestaux et des bruits en fonction de la fréquence du *trigger*.

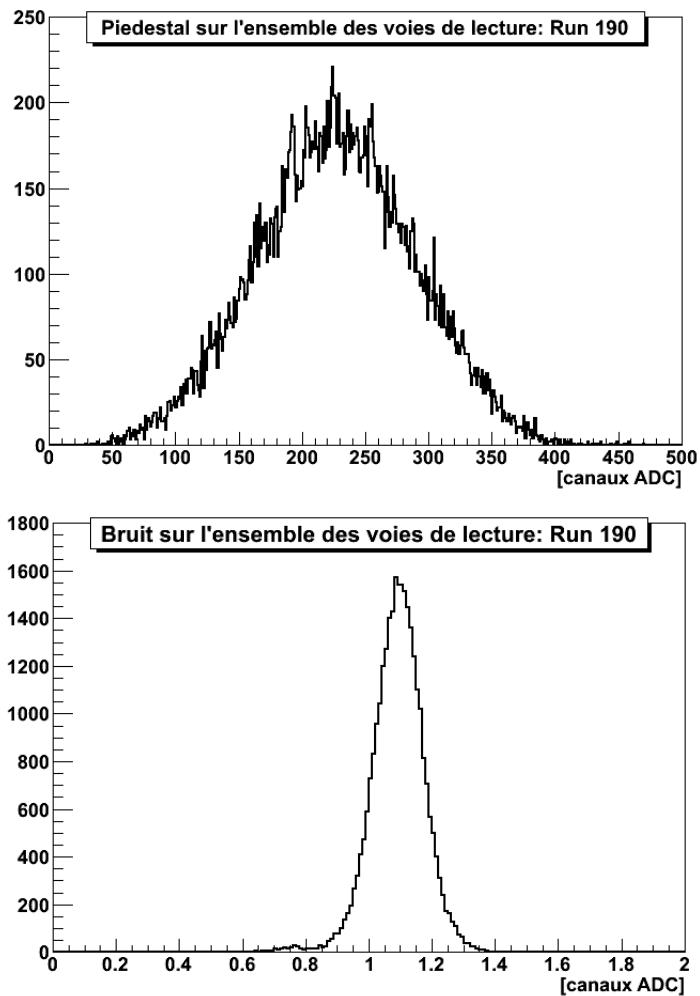


FIG. VI.20: Distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) pour le *run* de référence. Les données ont été prises au Point 2 du LHC.

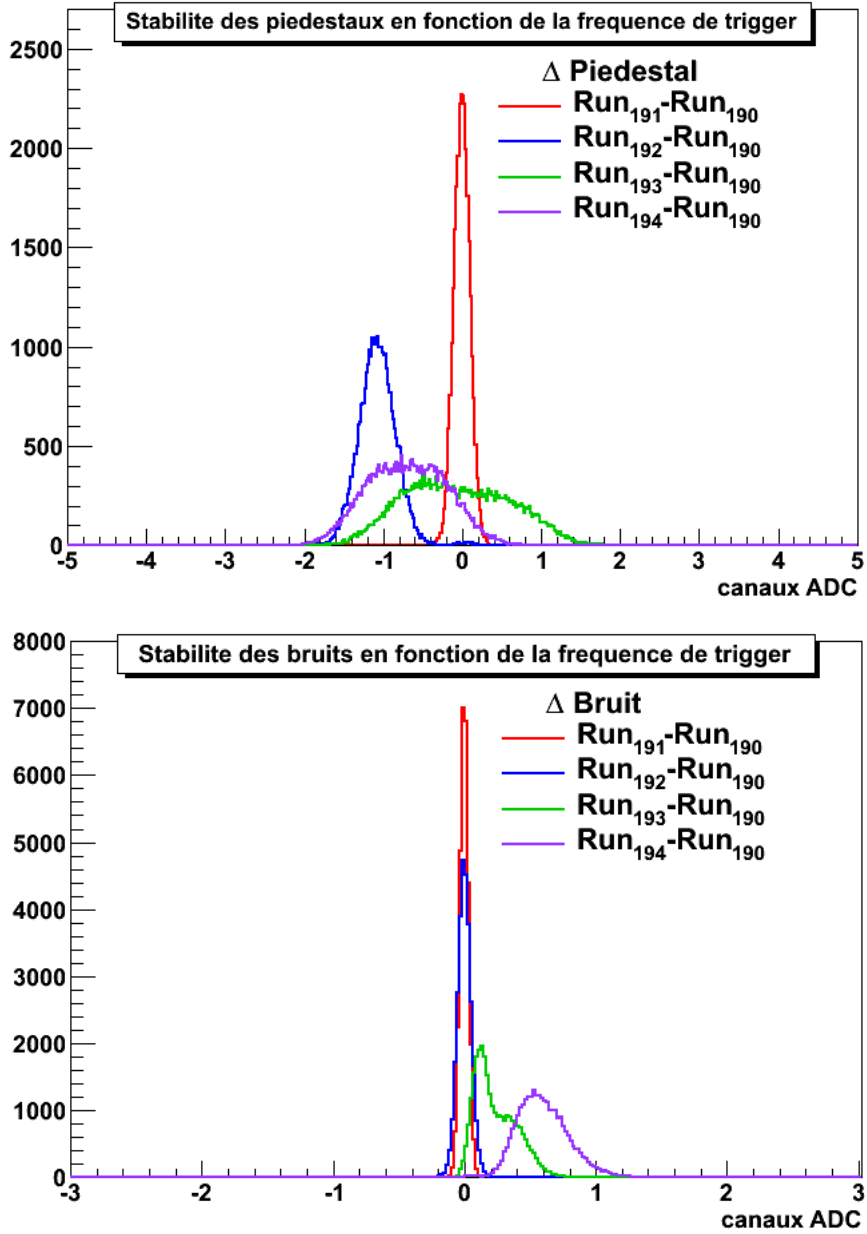


FIG. VI.21: Distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) en fonction de la fréquence du *trigger*.

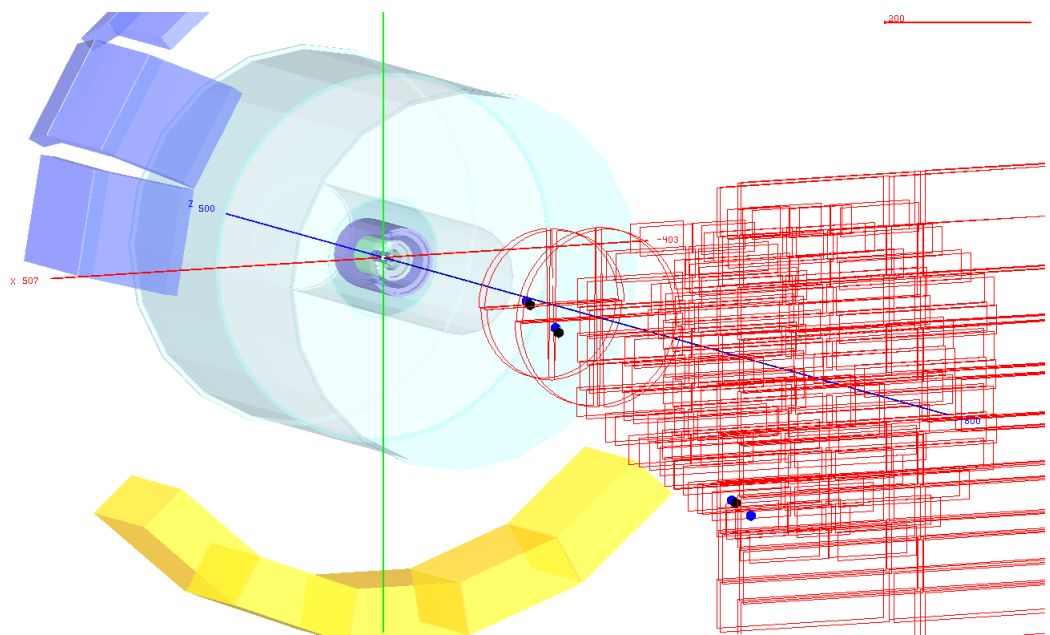


FIG. VI.22: Reconstruction des points d'impact d'un muon dans le spectromètre à muons. Les données expérimentales ont été prises dans la cavité d'ALICE avec le détecteur ACORDE.



# **Simulations et analyses des données**



## VII

---

# Étude des saveurs lourdes : charme et beauté

---

### VII.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats des différentes simulations de la production des saveurs lourdes pour les collisions p-p et Pb-p.

En premier lieu, nous aborderons quelques aspects théoriques liés à la production des quarks lourds et plus précisément nous comparerons leur production dans différentes approches théoriques. En second lieu, nous détaillerons les étapes de fragmentation et de décroissance des quarks lourds afin d'obtenir les distributions cinématiques en muons. Ces muons générés seront ensuite introduits dans le logiciel de simulation-reconstruction de l'expérience ALICE. Les spectres reconstruits dans le spectromètre à muons seront présentés. L'étude du facteur de modification nucléaire entre les collisions p-p et Pb-p viendra conclure ce chapitre.

#### VII.1.1 Motivations

Aux énergies du LHC les quarks lourds (charme et beauté) sont produits dans la phase initiale de la collision (avant l'éventuelle formation du PQG) principalement via les processus de fusion de gluons ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ). C'est donc la densité de gluons dans chaque noyau qui fixe le taux de leurs productions. C'est pour cette raison que la connaissance de la distribution des gluons dans un noyau est cruciale. À ces énergies, les valeurs de  $x$  atteintes sont extrêmement petites (jamais atteintes dans les expériences précédentes !) et la dynamique des partons de petit  $x$  doit donc être prise en compte.

Pour rappel, dans une collision de deux noyaux  $N_1(A_1, Z_1)$  et  $N_2(A_2, Z_2)$ , la valeur du  $x$  atteintes dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse, de la masse et de la rapidité du système produit. Cela peut être exprimé par la relation :

$$x_1 = \frac{M_{Q\bar{Q}}}{\sqrt{s_{NN}}} \exp(+y_{Q\bar{Q}}) \quad x_2 = \frac{M_{Q\bar{Q}}}{\sqrt{s_{NN}}} \exp(-y_{Q\bar{Q}}) \quad (\text{VII.1})$$

Le tableau VII.1 donne les valeurs de  $x$  atteintes pour la production du charme et de la beauté auprès des différents accélérateurs.

Machine Système/Énergie (GeV)	SPS Pb-Pb/17	RHIC Au-Au/200	LHC Pb-Pb/5500	LHC p-p/14000
$c\bar{c}$	$x \simeq 10^{-1}$	$x \simeq 10^{-2}$	$x \simeq 4 \times 10^{-4}$	$x \simeq 2 \times 10^{-4}$
$b\bar{b}$	-	-	$x \simeq 2 \times 10^{-3}$	$x \simeq 6 \times 10^{-4}$

TAB. VII.1: Valeurs de  $x$  pour la production du charme et de la beauté pour différents collisionneurs à rapidité centrale et  $p_T \rightarrow 0$ .



Les fonctions de distributions partoniques (PDF) des nucléons ont été mesurées expérimentalement à HERA (ZEUS et H1) dans un large domaine en  $x$  et  $Q^2$ . La figure VII.1 (à gauche) montre les résultats expérimentaux obtenus ainsi que leur extrapolation aux petites valeurs de  $x$  atteintes au LHC. Cette figure montre que la production de quarks lourds fait intervenir les partons de petit  $x$  ( $x < 10^{-2}$ ). Par conséquent, la production de particules est affectée par le comportement des partons de petit  $x$  rendant nécessaire l'étude des effets de saturation. Ces effets seront plus importants à grande rapidité (équation VII.1) ; le spectromètre à muons d'ALICE qui couvre un domaine en pseudorapidité  $-4 \leq \eta \leq 2,5$  est donc bien approprié pour cette étude.

La figure VII.1 (à droite) compare la section efficace de production des quarks lourds au RHIC et au LHC. Au LHC, la section efficace de production du charme et de la beauté dans les collisions Pb-Pb centrales ( $\eta < |1|$ ) est prédite pour être respectivement 10 et 100 fois plus grande par rapport aux valeurs mesurées au RHIC.

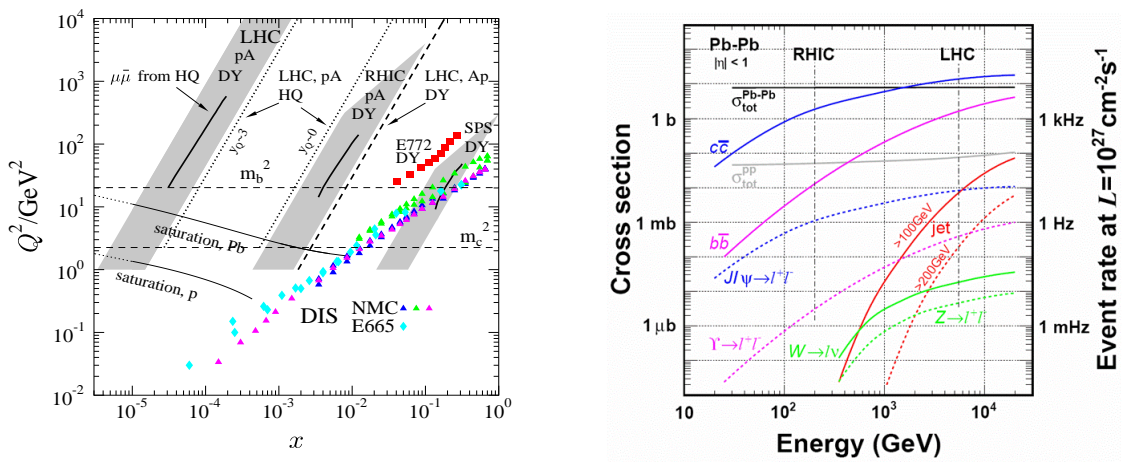


FIG. VII.1: À gauche : domaine cinématique exploré par différentes expériences mesurant les fonctions de distribution partoniques ainsi que l'extrapolation au LHC. À droite : section efficace de production de quarks lourds au RHIC et au LHC.

### VII.1.2 Principe des simulations

Les simulations de production de charme et de beauté ont été réalisées en utilisant ALIROOT (voir III.5) qui est l'outil officiel de simulation et reconstruction de l'expérience ALICE. Chacune de ces simulations se décompose selon les étapes suivantes :

1. la génération des distributions cinématiques des quarks lourds dans un domaine en  $p_T$  et  $y$  dans le cadre d'un modèle théorique particulier. Chaque saveur est simulée individuellement ;
2. la fragmentation des quarks via une fonction de fragmentation afin d'obtenir les distributions des hadrons ;
3. la décroissance en muons des hadrons beaux ou charmés selon le mode choisi ;
4. le transport des muons dans le spectromètre à muons ;
5. la reconstruction des traces des muons qui est l'étape finale de la simulation.

Lorsque la simulation est terminée, l'analyse des données peut être effectuée.

## VII.2 Production des quarks lourds : modèles et section efficaces

La section efficace de production des quarks lourds peut être décrite de manière schématique par la formule suivante :

$$\frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}^{pp}}{dydp_T} = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} f_i^{H_1}(x_1) \otimes f_j^{H_2}(x_2) \otimes \frac{d\sigma_{ij \rightarrow Q\bar{Q}}}{dydp_T} \quad (\text{VII.2})$$

où

- $f_{i/j}^{H_1/H_2}$  sont les fonctions de distributions partoniques des noyaux et traduisent la probabilité de trouver un parton  $i/j$  dans le noyau de type  $H_1/H_2$  en fonction de la fraction d'impulsion du noyau  $x_1/x_2$  portée par le parton qui participe à l'interaction ;
- $d\sigma_{ij \rightarrow Q\bar{Q}}$  est la section efficace partonique de production d'une paire de quarks  $Q\bar{Q}$  à partir de deux partons  $i, j$ .

La figure VII.2 montre la section efficace de production de charme et de beauté en fonction de l'impulsion transverse prédite pour les collisions p-p à 14 TeV par deux modèles théoriques particuliers : MNR et CASCADE. Les incertitudes théoriques sur la production des quarks dépendent de paramètres comme la masse des quarks, les échelles de factorisation et de renormalisation, ainsi que des fonctions de distribution des partons. La mesure de ces

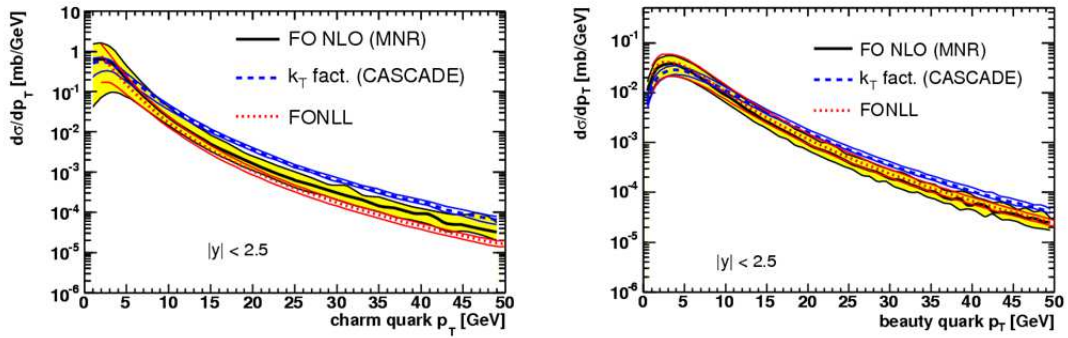


FIG. VII.2: Section efficace de production du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV au LHC [1].

sections efficaces est l'une des priorités du programme de physique du LHC.

### VII.2.1 Différentes approches théoriques

Nous avons comparé les sections efficaces de production des quarks lourds prédites par l'approche CGC à celles obtenues à partir des codes CASCADE et PYTHIA *tuned* MNR (noté PYtMNR). En effet, ce sont les deux codes les plus utilisés pour ces calculs. Les ingrédients théoriques de la formule VII.2 (les PDF et la section efficace partonique) de chacune des approches sont présentés ci-dessous :

#### HVQMNR

- $f_{i,j}^{H_1/H_2}$  : nous avons utilisé les paramétrisations CTEQ [2] qui ont été obtenues à partir des données expérimentales de HERA. La constante de couplage  $\alpha_s(m_Z)$  a été fixée à 0,118. Ensuite, ces PDF ont été extrapolées aux valeurs de  $x$  accessibles au LHC [2] ;
- $d\sigma_{ij \rightarrow Q\bar{Q}}$  : elle est calculée en théorie perturbative à l'ordre NLO (*Next to Leading Order*). Ces calculs sont basés sur le modèle théorique de Mangano-Nason-Ridolfi (MNR) [3].

Ce programme permet de générer la cinématique des paires de quarks lourds et donne la section efficace absolue de production. Ce code n'est pas intégré dans l'infrastructure ALIROOT.

### PYtMNR

- $f_{i,j}^{H_1/H_2}$  : nous avons utilisé également les fonctions CTEQ ;
- $d\sigma_{ij \rightarrow Q\bar{Q}}$  : cette section efficace inclut une description exacte des processus à l'ordre LO (*Leading Order*) tels que  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  et  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ . Deux processus de l'ordre supérieur sont également pris en compte, à savoir l'excitation de saveur et la séparation d'un gluon, mais d'une manière approchée.

Ce code, implémenté dans l'infrastructure ALIROOT, permet la génération d'une collision p-p. PYtMNR ne donne pas les valeurs des sections efficaces absolues qui sont renormalisées sur celles données par le code HVQMNR. En revanche, les paramètres de PYtMNR ont été ajustés afin de reproduire au mieux la cinématique obtenue avec HVQMNR.

### CGC

- $f_{i,j}^{H_1/H_2}$  : pour les collisions p-p, les deux protons sont décrits dans le cadre du CGC avec  $Q_s^2(x = x_0 = 10^{-2}) = 0,33 \text{ GeV}^2$ . Pour les collisions Pb-p, le nucléon cible (proton) est décrit par les fonctions de distributions CTEQ et le projectile (plomb) par le formalisme du CGC. L'échelle de saturation pour le plomb a une valeur de  $Q_s^2 = 1,93 \text{ GeV}^2$  pour  $x = x_0 = 10^{-2}$ . Dans les deux cas de figures, l'évolution des PDF pour  $x < x_0$  est donnée par la solution (numérique) de l'équation BK/JIMWLK avec une condition initiale à  $x = x_0$  fixée par le modèle McLerran-Venugopalan. Pour  $x > x_0$  la fonction de distribution des gluons est extrapolée de manière ad hoc. La constante de couplage  $\alpha_s$  est égale à 0,15 ;
- $d\sigma_{ij \rightarrow Q\bar{Q}}$  : la section efficace partonique de fusion de gluons en paires de quarks est calculée au LO. Elle prend en compte les effets de saturation et de diffusion multiple qui sont importants dans le régime de saturation.

Le code permettant les calculs théoriques dans le cadre du CGC ne peut pas être intégré dans l'infrastructure ALIROOT. Il permet la génération de la cinématique des quarks lourds sous la forme des spectres à deux dimensions ( $p_T$  et  $y$ ). Ces spectres sont stockés sous la forme d'histogrammes dans ALIROOT, un tirage aléatoire permet finalement de générer la cinématique des quarks.

### CASCADE

- $f_{i,j}^{H_1/H_2}$  : sont basées sur l'équation d'évolution CCFM permettant une description correcte pour les valeurs petites et moyennes de  $x$ . Cette équation impose un ordonnancement angulaire des partons (gluons) produits dans l'état initial de la cascade d'émission ;
- $d\sigma_{ij \rightarrow Q\bar{Q}}$  : la section efficace partonique prend en compte l'impulsion transverse des gluons dans la phase de production des quarks lourds.

Ce programme permet d'obtenir une estimation supplémentaire de la section efficace absolue qui contient une évolution à petit  $x$  plus adaptée aux énergies du LHC.

Les approches PYtMNR et CGC seront utilisées pour l'étude des collisions p-p et Pb-p. Le code CASCADE servira pour obtenir les sections efficaces de référence afin de normaliser les spectres obtenus avec l'approche CGC.

## VII.2.2 Calculs des sections efficaces pour les collisions p-p

Dans cette étude, les quarks lourds c et b ont été produits en utilisant trois approches théoriques différentes : PYtMNR, CGC et CASCADE. Les masses des quarks c et b sont respectivement 1,2 et 4,75 GeV/c<sup>2</sup>, ce qui correspond aux valeurs de référence utilisées dans les simulations par l'expérience ALICE.

## VII.2.2.1 Dépendance en énergie de la section efficace

Les modèles CGC et PYtMNR utilisés ne fournissent pas les sections efficaces absolues. Afin de pouvoir comparer les différents modèles, nous avons donc dû les renormaliser. La procédure a été la suivante. Les spectres générés avec PYtMNR ont été normalisés aux différentes énergies sur les sections efficaces obtenues à partir du programme HVQMNR. Ces sections efficaces sont utilisées comme référence dans le *Physics Performance Report* [4]. Pour l'approche CGC, les spectres ont été normalisés sur ceux de CASCADE aux énergies du Tevatron, soit  $\sqrt{s_{NN}} = 1,96$  TeV. Pour ne pas être affecté par les effets de saturation, il a été décidé de se normaliser par rapport à la région de rapidité centrale  $-0,5 < y < 0,5$ . En effet à cette énergie,  $x \sim 10^{-2}$  pour cette région et les effets de saturation peuvent être négligés. À partir de là, les spectres CGC ont été recalculés aux différentes énergies du LHC pour un  $Q_s^2$  de  $0,33 \text{ GeV}^2$ . L'influence de la coupure en rapidité sur la normalisation peut introduire une incertitude estimée à 2 mb dans le cas du charme.

Nous avons calculé la section efficace de production du charme et de la beauté pour trois énergies du LHC : 5,5 , 8,8 et 14 TeV (tableau VII.2). Ces valeurs sont représentées sur la figure VII.3. Nous remarquons que les sections efficaces obtenues avec PYtMNR et CASCADE sont très proches. Nous notons aussi que dans le cas du charme et de l'approche CGC, la section efficace à 14 TeV est de  $\sim 67\%$  ( $\sim 54\%$ ) plus grande par rapport à celle obtenue avec PYtMNR (CASCADE). Pour la beauté cette différence est moins marquée, la section efficace obtenue avec le CGC est  $\sim 10\%$  plus importante par rapport aux autres approches. Cela confirme que la beauté est moins sensible aux effets à petit  $x$ .

approche	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	1,96	5,5	8,8	14
PYtMNR	$\sigma_{pp}^{cc}$	4,2	6,6	8,8	11,2
	$\sigma_{pp}^{bb}$	0,07	0,21	0,3	0,51
CASCADE	$\sigma_{pp}^{cc}$	4,81	8	9,9	12,2
	$\sigma_{pp}^{bb}$	0,08	0,22	0,34	0,51
CGC	$\sigma_{pp}^{cc}$	6,5	11,9	15,5	18,8
	$\sigma_{pp}^{bb}$	0,12	0,29	0,4	0,56

TAB. VII.2: Sections efficaces normalisées de production de charme et de beauté en fonction de l'énergie pour les trois approches théoriques (voir texte).

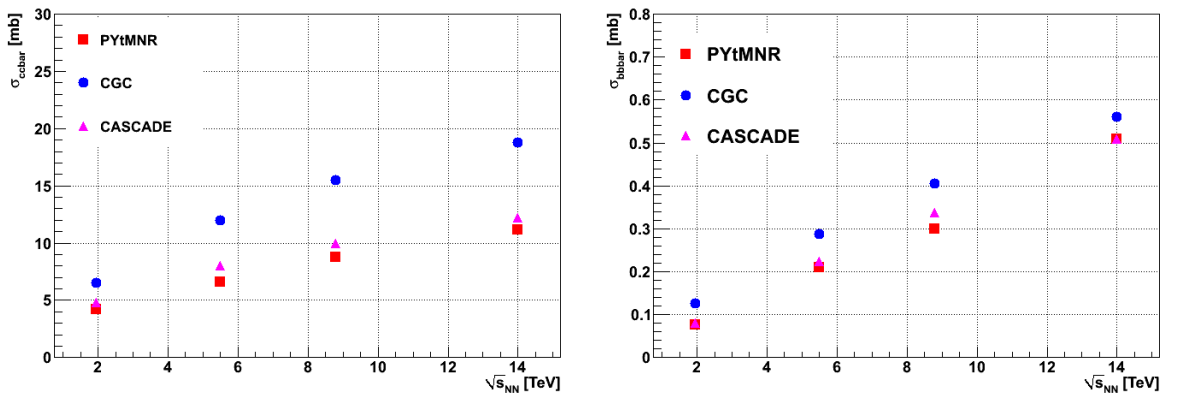


FIG. VII.3: Production du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) en fonction de l'énergie.

### VII.2.2.2 Dépendance en énergie du rapport des sections efficaces

Nous avons calculé le rapport des sections efficaces de production entre la beauté et le charme pour trois énergies du LHC : 5,5 , 8,8 et 14 TeV (tableau VII.3). Ces valeurs sont représentées sur la figure VII.3. Dans ce cas, nous n'avons pas besoin de la normalisation des spectres CGC. En effet, le facteur de normalisation est identique pour les deux saveurs de quarks et donc il s'annule dans le cas du rapport des sections efficaces.

Nous remarquons (tableau VII.3) que ce rapport est du même ordre pour les approches PYtMNR et CASCADE sur toute la gamme en énergie et environ  $\sim 2,5$  fois plus grand à 14 TeV pour l'approche CGC. Deux effets peuvent contribuer à cette augmentation du rapport  $b\bar{b}/c\bar{c}$ . Soit l'augmentation du rapport  $b\bar{b}/c\bar{c}$  est causée par l'augmentation de la production du quark b, soit par la diminution de la production du quark c. La production d'un quark b se fait par l'interaction de deux gluons de grands  $x$  et est donc peu affectée par les effets de saturation alors que la production des quarks c diminue car elle nécessite l'interaction entre les gluons de plus petit  $x$  sensibles à la saturation.

approche	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	1,96	5,5	8,8	14
PYtMNR	$b\bar{b}/c\bar{c}$	0,018	0,032	0,034	0,046
CASCADE	$b\bar{b}/c\bar{c}$	0,017	0,028	0,034	0,042
CGC	$b\bar{b}/c\bar{c}$	0,075	0,093	0,102	0,116

TAB. VII.3: Rapport beauté/charme en fonction de l'énergie pour les trois approches théoriques (voir texte).

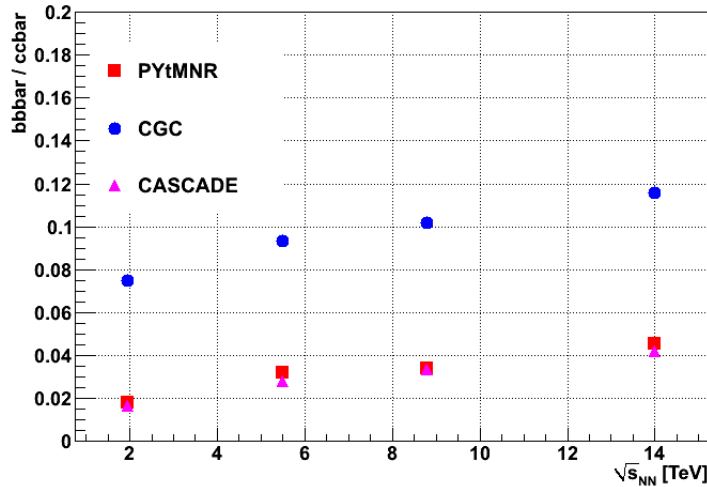


FIG. VII.4: Évolution du rapport beauté/charme en fonction de l'énergie.

### VII.2.2.3 Dépendance en $Q_s^2$ de la section efficace

Nous avons également comparé, dans l'approche de CGC, la production du charme et de la beauté en fonction de la valeur de l'échelle de saturation des protons entrants en collision. Les protons sont caractérisés respectivement par les échelles de saturation  $Q_{s1}^2$  et  $Q_{s2}^2$ . Les spectres présentés (figure VII.5) correspondent à la production du charme (les spectres de la beauté présentent le même comportement) pour trois valeurs de  $(Q_{s1}^2; Q_{s2}^2)$  : (0,05; 0,05), (0,35; 0,35) et (0,6; 0,6) [GeV<sup>2</sup>; GeV<sup>2</sup>]. Nous notons que la section efficace de production est sensible à la valeur de l'échelle saturation. Les spectres en rapidité (figure VII.5 à

droite) montrent l'influence de l'extrapolation à grand  $x$  qui correspond à la rapidité centrale. En effet, ces spectres présentent un épaulement pour  $y \sim 2$  qui correspond à la région où la fonction de distribution des gluons a été extrapolée avec une fonction empirique (voir II.2.4). Nous en déduisons, qu'une mauvaise extrapolation peut modifier la distribution en  $y$  des quarks ; le domaine cinématique considéré doit donc être limité afin d'éviter l'introduction d'incertitudes supplémentaires.

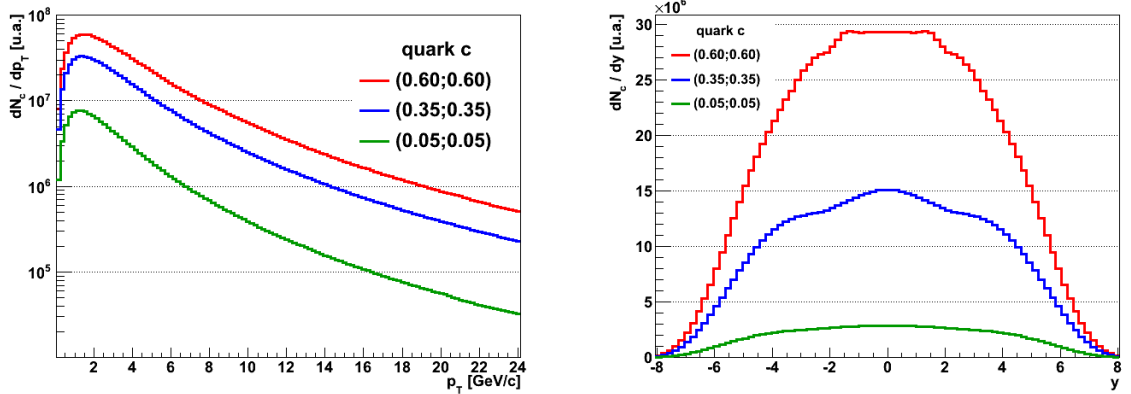


FIG. VII.5: Production du charme en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite) pour différentes valeurs de l'échelle de saturation.

#### VII.2.2.4 Spectres en impulsion transverse et rapidité

La figure VII.6 montre la distribution en impulsion transverse et en rapidité de la section efficace de production du charme et de la beauté pour  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV. Pour les deux saveurs, nous remarquons que le formalisme du CGC tend à favoriser la production de quarks de haut  $p_T$  par rapport aux approches PYtMNR ou CASCADE. Cette observation est plus marquée dans le cas du charme à cause de sa masse plus petite. Ce comportement peut être expliqué par le fait que les effets de diffusion multiples (effet Cronin) sont plus importants dans l'approche du CGC. Cet effet conduit au peuplement de la région de grand  $p_T$ .

La dépendance en rapidité de la production des quarks est liée à l'évolution en  $x$  de la fonction de distribution des gluons par la relation VII.1. Cela signifie que les petites valeurs de  $x$  sont sondées dans la région de grande rapidité. Par conséquent, les gluons produits dans ce domaine sont sensibles aux effets de recombinaison conduisant à une réduction de nombre des quarks produits.

Pour étudier l'influence des effets de saturation expérimentalement, le code ALIROOT doit être utilisé. Comme précisé précédemment, la génération des quarks avec l'approche CGC a donc été introduite dans ALIROOT, PYtMNR étant déjà implémenté. Pour cela, un générateur de charme et de beauté respectant la cinématique obtenue avec le modèle CGC a été écrit. Les quarks ont ensuite été générés avec PYtMNR et CGC ( $Q_s^2 = 0,33 \text{ GeV}^2$ ) dans un large domaine en rapidité  $-8 < y < 8$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV. Les distributions obtenues sont strictement identiques à celles montrées sur la figure VII.6. Cette étape a permis de vérifier le bon fonctionnement du générateur. Dans la suite tous les résultats avec CGC seront obtenus avec l'implémentation dans ALIROOT.

### VII.2.3 Collisions noyau-proton : les effets nucléaires et le *shadowing*

#### VII.2.3.1 Définition du *shadowing*

Les collisions asymétriques noyau-proton à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV permettront l'étude du facteur de modification nucléaire  $R_{p_{bp}}$  qui est sensible aux effets nucléaires dans l'état initial de la collision. Ces effets sont associés à la modification des fonctions de distribution de partons dans les nucléons liés d'un noyau.

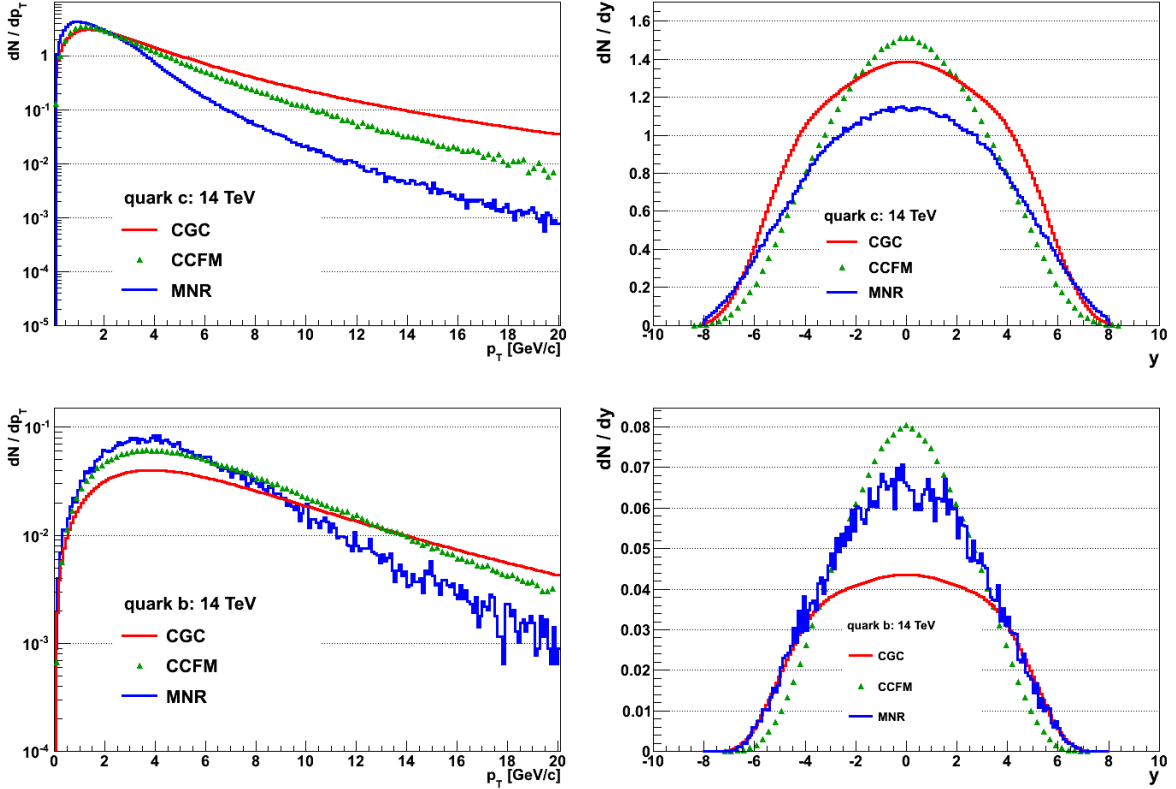


FIG. VII.6: Distribution en  $p_T$  (à gauche) et rapidité (à droite) de la production du charme (en haut) et de la beauté (en bas) pour les collisions p-p à 14 TeV au LHC.

La section efficace de production des quarks lourds dans les collisions noyau-proton est calculée à partir des collisions proton-proton. Les collisions noyau-proton sont modélisées à partir du modèle géométrique de Glauber. L'effet du *shadowing* est introduit par l'intermédiaire d'un facteur de modification nucléaire  $R_i^A(x, Q^2)$  où  $i$  désigne les quarks de valence, les quarks de la mer ou les gluons. Nous nous intéressons plus particulièrement aux fonctions de distributions des gluons car aux énergies du LHC les quarks lourds sont essentiellement produits par fusion de gluons. Ce facteur permet de prendre en compte la modification des fonctions de distribution de partons dans les nucléons d'un noyau et s'écrit :

$$R_g^A(x, Q^2) = \frac{f_{g/A}(x, Q^2)}{f_g(x, Q^2)} \quad (\text{VII.3})$$

où  $f_{g/A}(x, Q^2)$  désigne la PDF des gluons dans le noyau A et  $f_g(x, Q^2)$  celles des gluons dans un nucléon. Ce rapport traduit la modification des PDF des partons au sein d'un nucléon lié par rapport à celui du nucléon libre. La figure VII.7 présente le rapport  $R_g^A(x, Q^2)$  dans un noyau de plomb pour  $Q^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$  pour différentes approches théoriques. L'évolution du rapport  $R_g^A(x, Q^2)$  peut être décomposée en différentes régions : la région de *shadowing* à petit  $x$  où  $R_g^A(x, Q^2) < 1$  et la région d'*anti-shadowing* pour  $R_g^A(x, Q^2) > 1$ .

### VII.2.3.2 Les paramétrisations théoriques du *shadowing*

La production de quarks lourds dans deux modèles paramétrisant les effets du *shadowing*, EKS98 [5, 6] et EPS08 [7], est étudiée. Ces deux paramétrisations sont basées sur le même principe qui consiste à calculer, à partir de mesures expérimentales, le rapport  $R_g^A(x, Q^2)$  à une énergie donnée  $Q^2 = Q_0^2$  et à le faire évoluer à une échelle d'énergie  $Q^2 > Q_0^2$  selon les équations d'évolution DGLAP (voir II.2.2).



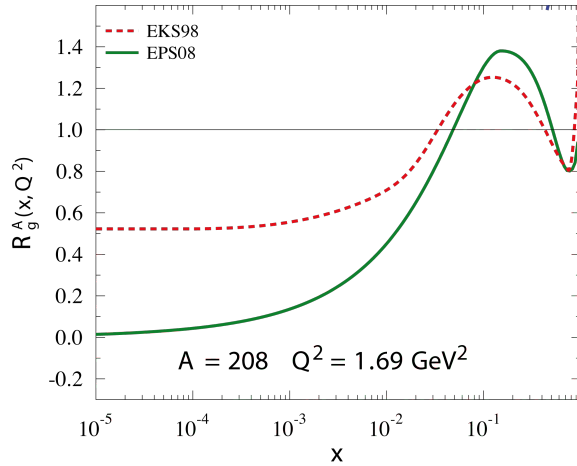


FIG. VII.7: Rapport  $R_g^A(x, Q^2)$  des gluons pour le noyau de plomb à une échelle  $Q^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$  pour différentes approches théoriques.

Dans le cas de EKS98, les données expérimentales utilisées pour l'extraction du facteur  $R_g^A(x, Q^2)$  proviennent principalement des expériences de diffusion profondément inélastique d'un lepton sur un nucléon et des processus Drell-Yan dans les collisions proton-noyau. Ces données sont caractérisées par une large valeur de  $x$  ( $x > 10^{-2}$ ) et donc ne permettent pas d'étudier la région de *shadowing* directement.

Les expériences du RHIC ont fourni des données de large  $Q^2$  et donc de petit  $x$  à mi-rapacité (PHENIX/STAR) et à grande rapidité (BRAHMS). Les 51 nouveaux points expérimentaux ont été inclus dans cette paramétrisation, ce qui a conduit à la nouvelle paramétrisation du rapport  $R_g^A(x, Q^2)$  nommée EPS08. La figure VII.7 montre que dans la région de petit  $x$  ( $x < 10^{-2}$ ) l'effet de *shadowing* est beaucoup plus important dans le cas de la paramétrisation EPS08 et tend vers zéro pour  $x \sim 10^{-5}$ . Cette analyse accorde un poids très important aux points expérimentaux de RHIC ce qui conduit à une valeur extrême du *shadowing*. Le LHC permettra d'accéder aux petites valeurs de  $x$  (tableau VII.1) et donc de vérifier l'extrapolation utilisée par la paramétrisation EPS08.

Précisons que les simulations de référence pour l'expérience ALICE ont été réalisées en utilisant la paramétrisation EKS98.

### VII.2.3.3 Application des paramétrisations théoriques du *shadowing* aux collisions plomb-proton

La première étape de cette étude consiste à calculer la section efficace de production du charme et de la beauté avec HVQMNR dans les collisions p-p aux énergies du LHC : 5,5, 8,8 et 14 TeV. Nous calculons cette section efficace en utilisant deux conditions de simulation.

Dans un premier temps, nous avons cherché à reproduire les résultats de référence pour l'expérience ALICE qui sont présentés dans le PPR [4]. Les deux fonctions de distribution partonique utilisées dans ces simulations du PPR sont CTEQ 5M1 et MRST HO. Pour les simulations, la valeur moyenne des sections efficaces obtenues avec ces PDF a été retenue. Ces résultats sont comparés ensuite aux sections efficaces obtenues en utilisant la paramétrisation CTEQ6M (tableau VII.4). Celle-ci a été choisie car elle était la plus adaptée pour l'étude des quarks lourds.

Nous remarquons que les sections efficaces de production, en utilisant les paramétrisations MRST HO et CTEQ 6M, sont presque identiques. Cela est normal car ces deux paramétrisations utilisent les mêmes données expérimentales. Lorsque la PDF utilisée est du type CTEQ 5M1, une augmentation de la section efficace pour les deux saveurs de quarks et sur toute la gamme en énergie est observée. L'utilisation des PDFs du type CTEQ 5M1 et MRST HO permet d'obtenir deux valeurs extrêmes de la section efficace. L'utilisation de la



$\sqrt{s}$	$\sigma_{pp}^{c\bar{c}}(mb)$			$\sigma_{pp}^{b\bar{b}}(mb)$		
	5,5	8,8	14	5,5	8,8	14
MRST HO	5,9	8,2	10,3	0,19	0,28	0,46
CTEQ 5M1	7,4	9,4	12,1	0,22	0,31	0,55
valeur moyenne	6,6	8,8	11,2	0,21	0,30	0,51
CTEQ 6M	5,81	8,12	11,2	0,18	0,29	0,44

TAB. VII.4: Sections efficaces de production du charme et de la beauté données avec HV-QMNR aux énergies du LHC dans les collisions p-p.

valeur moyenne permet de pondérer l'influence des PDF tout en donnant une estimation de l'incertitude qu'elles génèrent.

La deuxième étape est le calcul de la section efficace  $\sigma_{Pbp}^{c/b}$  de la production de quark c et b dans les collisions Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV en utilisant les deux paramétrisations du *shadowing* EKS98 et EPS08 (tableau VII.5). La figure VII.8 représente les spectres en moment transverse et en rapidité respectivement pour le charme et la beauté dans les collisions p-p et Pb-p. Nous constatons sur ces spectres (figure VII.8 à gauche) que les distributions en  $p_T$  convergent à haut  $p_T$ . Cependant, nous observons une modification dans la région des bas  $p_T$  c'est-à-dire à petit  $x$ , là où le *shadowing* se manifeste. La suppression, pour les bas  $p_T$ , visible dans les collisions Pb-p par rapport aux collisions p-p est plus marquée dans le cas de la paramétrisation EPS08. Cela signifie que les effets de *shadowing* sont plus importants pour cette paramétrisation.

Les spectres en rapidité dans le centre de masse de la collision (figure VII.8 en bas) sont également affectés par le changement du système étudié : nous constatons une asymétrie sur ces spectres pour les collisions Pb-p. En effet, la forme des spectres est modifiée dans la zone des petits  $x$  ( $y > 0$  du côté de plomb<sup>1</sup>) où l'effet de *shadowing* est plus important.

À partir de résultats résumés dans le tableau VII.5, le facteur de *shadowing*  $C_{shadowing}^q = \sigma_{Pbp}^{q\bar{q}} / \sigma_{pp}^{q\bar{q}}$  ( $q =$  charme ou beauté) peut être calculé.

	$\sigma_{Pbp}^{charme}$ (mb)	$\sigma_{Pbp}^{beauté}$ (mb)	$C_{shadowing}^{charme}$	$C_{shadowing}^{beauté}$
valeur moyenne (CTEQ5M1+MRSTHO)+eks98	7,16	0,27	0,8	0,9
CTEQ6M+eps08	5,7	0,24	0,71	0,83

TAB. VII.5: Section efficace de production du charme et de la beauté dans les collisions Pb-p à 8,8 TeV.

Les résultats obtenus montrent une diminution de la section efficace de production de  $\sim 8$  (4%) du quark c (b) dans le cas de la paramétrisation EPS08. L'influence de la modification du PDF dans le noyau sur la section efficace de production est quantifiée via le facteur  $C_{shadowing}^q$ . Les valeurs montrées dans le tableau VII.5 indiquent un *shadowing* plus important pour la paramétrisation EPS08 de  $\sim 13\%$  et  $\sim 8\%$  respectivement pour le charme et la beauté. Cette suppression, visible jusqu'à  $p_T$  de l'ordre de 8 GeV/c, est plus significative dans le cas du charme.

Nous avons également calculé la section efficace  $\sigma_{PbPb}^{c/b}$  afin d'évaluer le facteur de modification nucléaire  $C_{shadowing}^q$  dans les collisions Pb-Pb pour  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV. Les résultats obtenus sont présentés dans l'annexe B.

<sup>1</sup>Dans cette section le spectromètre à muons est placé aux rapidités  $2,5 < y < 4,0$ . Cela correspond à l'ancien système de coordonnées du détecteur ALICE. La convention a ensuite été changée et le spectromètre à muons couvre à présent la région en rapidité  $-4,0 < y < -2,5$ .

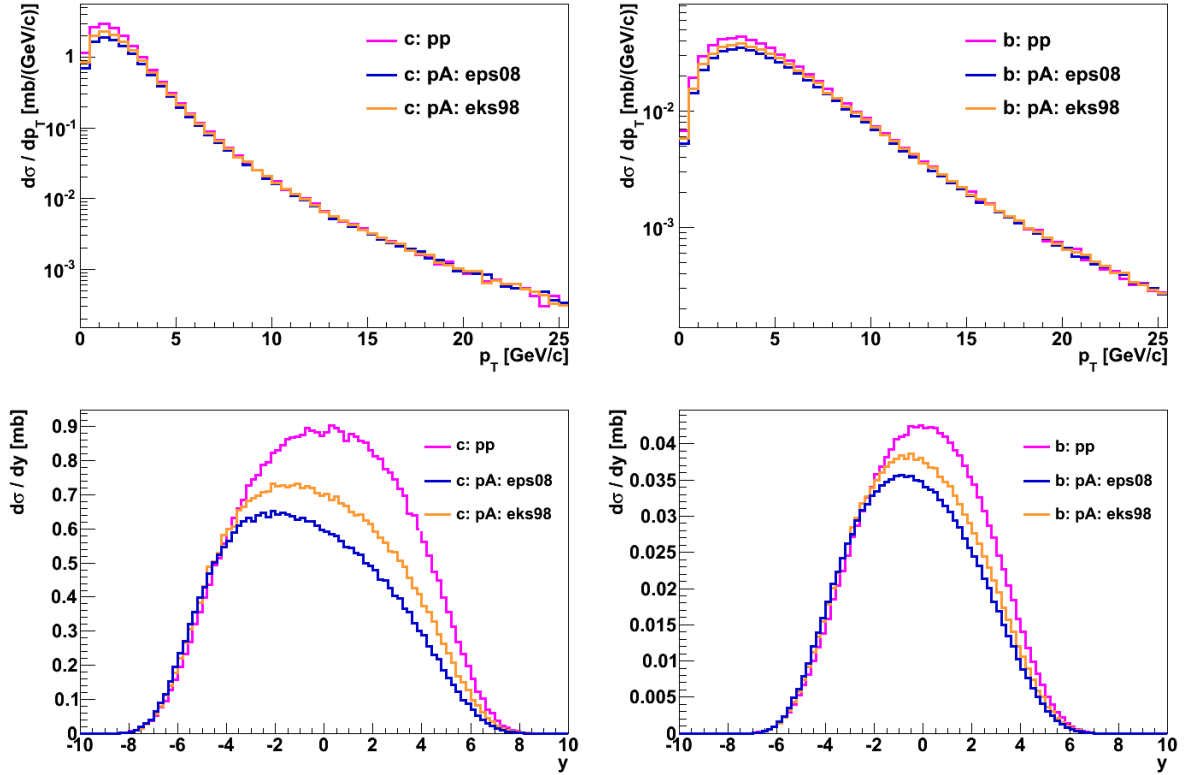


FIG. VII.8: Production du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) dans les collisions p-Pb en fonction de  $p_T$  (en haut) et de la rapidité (en bas) à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV en utilisant HV-QMNR (avec CTEQ6M) et pour les deux paramétrisations du *shadowing* EKS98 et EPS08.

#### VII.2.4 Calculs des sections efficaces pour les collisions Pb-p

Les calculs de la section efficace de production des quarks dans les collisions Pb-p pour  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV ont été réalisés dans le but d'étudier les effets de saturation à petit  $x$  dans l'acceptance du spectromètre à muons ( $-4 \leq \eta \leq -2,5$ ). Les résultats ont été comparés avec les simulations de référence pour l'expérience ALICE qui ne prennent pas en compte des effets de saturation.

##### VII.2.4.1 Génération avec PYTHIA *tuned* MNR

La section efficace de production de quarks lourds dans les collisions p-p est calculée en utilisant les PDF du type CTEQ et plus précisément CTEQ4L [8]. La section efficace partonique est calculée avec le programme HVQMNR [3] au NLO. Le générateur PYTHIA ne permet pas la simulation d'une collision Pb-p. Une modélisation en utilisant le modèle de Glauber est effectuée afin de le reproduire. Les effets de *shadowing* sont inclus par l'intermédiaire d'un facteur de modification nucléaire extrait de la paramétrisation EKS98. Dans ce modèle, le moment transverse des partons  $k_t$  est paramétré avec une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et dont la largeur dépend de la saveur et du type de collision étudiée. Pour le charme (beauté), ce paramètre vaut 1 (1) GeV/c pour les collisions p-p et 1,16 (1,6) GeV/c pour les collisions Pb-p.

##### VII.2.4.2 Génération avec CGC

Le nucléon cible (proton) est décrit par les fonctions de distributions CTEQ6 et le projectile (plomb) par le formalisme du CGC. L'échelle de saturation pour le plomb a une valeur de  $Q_s^2(x = x_0 = 10^{-2}) = 1,93$  GeV<sup>2</sup>. L'équation BK/JIMWLK permet de décrire l'évolution du PDF pour  $x < x_0$ . De plus, les noyaux étudiés ont une épaisseur constante, ce qui permet

de négliger le paramètre d'impact de la collision et simplifier la géométrie de la collision. Les effets de saturation sont étudiés dans l'acceptance du spectromètre à muons et donc à petit  $x$ . C'est pour cette raison que les fonctions de distribution partoniques du noyau projectile ne font pas intervenir l'extrapolation à grand  $x$  ( $x > 10^{-2}$ ). Par conséquent, ces simulations sont valides uniquement pour les rapidités négatives  $y < 0$  et plus précisément pour  $-8 < y < 0$ .

### VII.2.4.3 Section efficace

Le tableau VII.6 donne les rapports de production du charme et de la beauté pour les différents types de collisions. Pour la beauté, les facteurs de *shadowing* obtenus avec les deux approches sont très proches. Pour le charme, la différence entre les deux approches est plus marquée, ce qui signale qu'il est plus sensible aux effets de recombinaison. Le tableau VII.7 contient le rapport entre la production de la beauté et du charme dans les collisions p-p et Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV. Nous notons (comme dans le tableau VII.2) l'augmentation de ce rapport dans le cas du CGC.

$R_{Pb-p}$		
approche	$C_{shadowing}^{charme}$	$C_{shadowing}^{beauté}$
PYtMNR	0,77	0,85
CGC	0,60	0,80

TAB. VII.6: Rapports des sections efficaces de production des saveurs lourdes pour les collisions Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV. Ils ont été calculés pour  $-8 < y < 0$  et normalisés à une collision binaire nucléon-nucléon.

$b\bar{b}/c\bar{c}$		
approche	p-p	Pb-p
PYtMNR	0,03	0,04
CGC	0,10	0,14

TAB. VII.7: Rapport  $b\bar{b}/c\bar{c}$  pour les collisions p-p et Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV pour les deux approches, PYtMNR et CGC. Ils ont été obtenus pour  $-8 < y < 0$ .

### VII.2.4.4 Spectres en moment transverse et rapidité

La figure VII.9 compare les distributions en  $p_T$  et  $y$  des quarks c (en haut) et b (en bas) pour les deux approches considérées dans les collisions p-p et Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV. Le spectre prédit dans le cas du CGC en collisions p-p est normalisé à celui obtenu avec le PYtMNR. Pour normaliser les spectres Pb-p, nous appliquons les coefficients de *shadowing* résumés dans le tableau VII.6.

Nous constatons à nouveau que l'approche du CGC favorise la production de quarks de haut  $p_T$ . Les maxima des distributions obtenues avec le CGC sont décalés vers les  $p_T$  plus grands, ce qui est expliqué par l'effet Cronin. Nous observons également une modification des spectres en rapidité pour le formalisme du CGC. Le déficit dans la production de quarks à grande rapidité (donc les petits  $x$ ) peut s'expliquer par les effets de recombinaison des gluons.

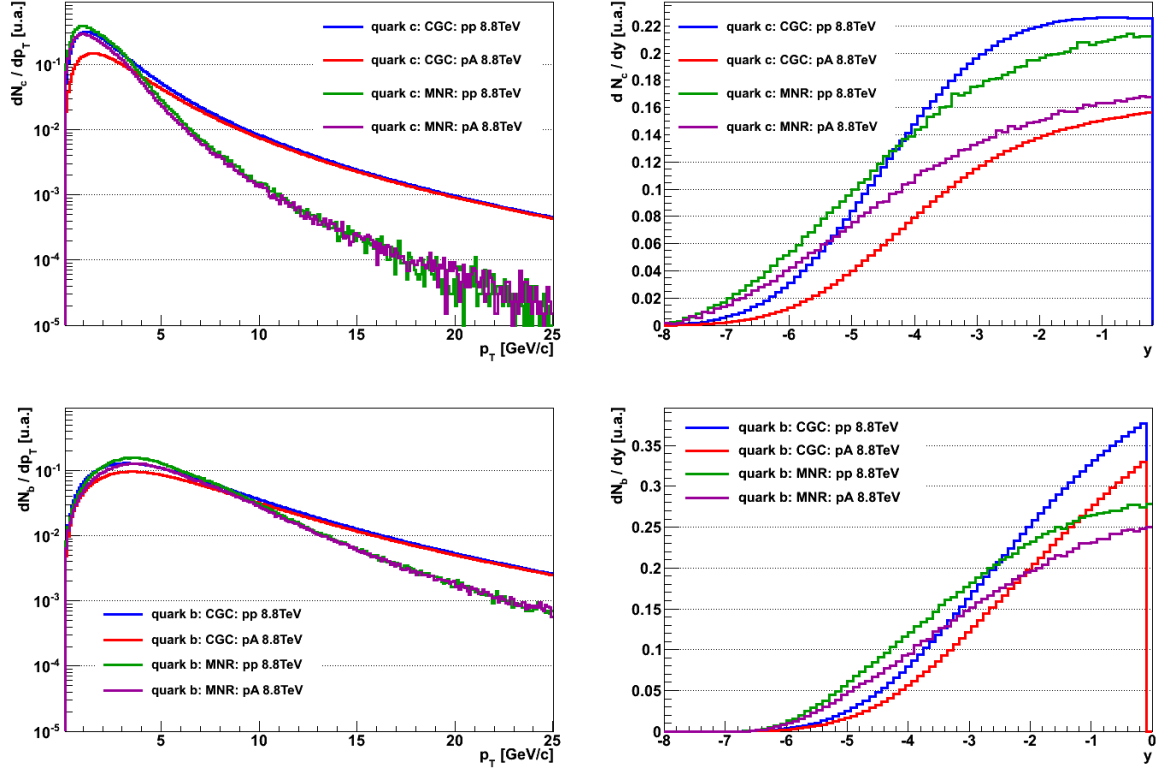


FIG. VII.9: Distribution des quarks c et b en fonction du moment transverse  $p_T$  (à gauche) et de la rapidité  $y$  (à droite) pour les approches PYtMNR et CGC et dans les collisions p-p et Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV.

## VII.3 Spectres en muons

### VII.3.1 Fragmentation des quarks lourds

#### VII.3.1.1 Les fonctions de fragmentation

Dans cette étude la fragmentation de type « Lund » a été utilisée. Ce type de fragmentation est basée sur le modèle des cordes de couleur et leurs propriétés de brisure [9]. Dans ce modèle, le champ de couleur étiré entre les quarks peut être représenté sous la forme d'une corde contenant une densité d'énergie emmagasinée constante par unité de longueur. Le potentiel de la force de confinement augmente avec l'élongation de cette corde. Lorsque la densité d'énergie est suffisamment grande, une nouvelle paire de quarks secondaires (u, d, s) peut être créée à partir du vide. Chacun de ces quarks secondaires s'associe avec l'un des deux quarks initiaux. Ce processus est itéré jusqu'à ce que la masse des paires produites soit proche de la masse du hadron.

Les fonctions de fragmentation  $f(z)$  donnent la probabilité de production d'un hadron d'impulsion  $zP$  à partir d'un quark d'impulsion  $P$ .

Dans ce travail nous avons utilisé deux fonctions de fragmentation différentes (figure VII.10) des quarks lourds :

- la fonction de Lund adaptée [10] aux quarks lourds s'écrit :

$$f(z) \sim z^{1+R_H b m_H^2} z^a \left(\frac{1-z}{z}\right)^b \exp\left(-\frac{b m_T^2}{z}\right) \quad (\text{VII.4})$$

où les paramètres  $R_H$  et  $b$  sont fixés expérimentalement et dépendent de la saveur des quarks et des hadrons considérés. La fonction de fragmentation de Lund a été extraite à partir des simulations (PYTHIA). Nous remarquons sur la figure VII.10 que le rapport

$z$  peut être supérieur à l'unité. Ceci est relié à l'effet appelé *beam-drag* [11]. Le hadron formé via cet effet possède une impulsion plus grande que celle du quark initial et en conséquence le rapport  $z$  est supérieur à l'unité. À cause de sa masse élevée le quark  $b$  est moins sensible que le quark  $c$  à cet effet. La fonction de fragmentation de Lund a été utilisée dans les simulations de référence d'ALICE présentées dans le PPR [4].

– la fonction de Peterson [12] est donnée par :

$$f(z) \sim \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_H}{1-z}\right)} \quad (\text{VII.5})$$

où  $\varepsilon_H \sim \frac{1}{m_H^2}$  est un paramètre dépendant de la masse  $m_H$  du hadron produit. Le paramètre  $\varepsilon_H$  de la fonction de Peterson est fixé respectivement à 0,06 et 0,006 pour le charme et la beauté. Les taux de production de hadrons charmés et beaux, calculés à partir de [13], sont présentés dans le tableau VII.8.

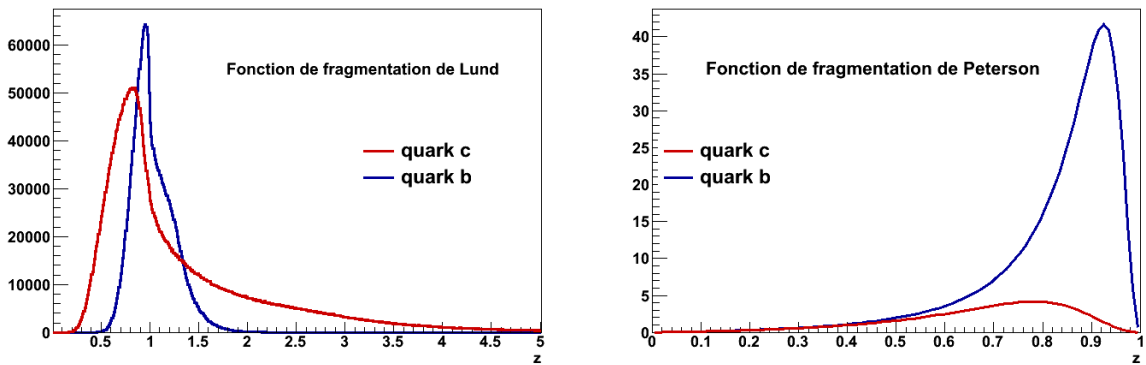


FIG. VII.10: Fonctions de fragmentation de Lund (à gauche) et de Peterson (à droite).

fonction de fragmentation Peterson / Lund				
hadrons charmés	D <sup>0</sup>	D <sup>+</sup>	D <sub>s</sub> <sup>+</sup>	Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup>
taux de production (%)	60 / 60,5	20 / 19,5	12 / 11,5	8 / 6,3
hadrons beaux	B <sup>+</sup>	B <sup>0</sup>	B <sub>s</sub> <sup>0</sup>	Λ <sub>b</sub> <sup>0</sup>
taux de production (%)	41 / 40	40 / 40	12 / 12	7 / 6,4

TAB. VII.8: Taux de productions des hadrons charmés et beaux en utilisant la fonction de fragmentation de Peterson et de Lund.

### VII.3.1.2 Application à l'approche CGC

Après la génération des quarks, leur fragmentation en hadrons est effectuée en utilisant les fonctions de fragmentation de Lund et Peterson décrites précédemment afin d'étudier l'influence de la fragmentation sur la cinématique des hadrons. En effet, contrairement aux quarks les hadrons peuvent être mesurés expérimentalement. Seuls les résultats pour le charme sont présentés car pour la beauté les effets sont moindres et les conclusions sont valables globalement pour les deux saveurs. La figure VII.11 illustre, à titre d'exemple, les spectres des hadrons charmés pour les collisions p-p (en haut) et Pb-p (en bas) en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité. Afin de limiter le temps de calculs la génération des quarks a été limitée à  $y < -1$ .

Nous constatons que la fonction de fragmentation de Lund tend à peupler la région de  $p_T \geq 2,5$  GeV/c. C'est une conséquence du fait que la valeur de  $z$  peut être supérieure à

l'unité. Dans le cas de la fonction de fragmentation de Peterson  $z$  est compris entre 0 et 1 et donc la région de petit  $p_T$  est favorisée.

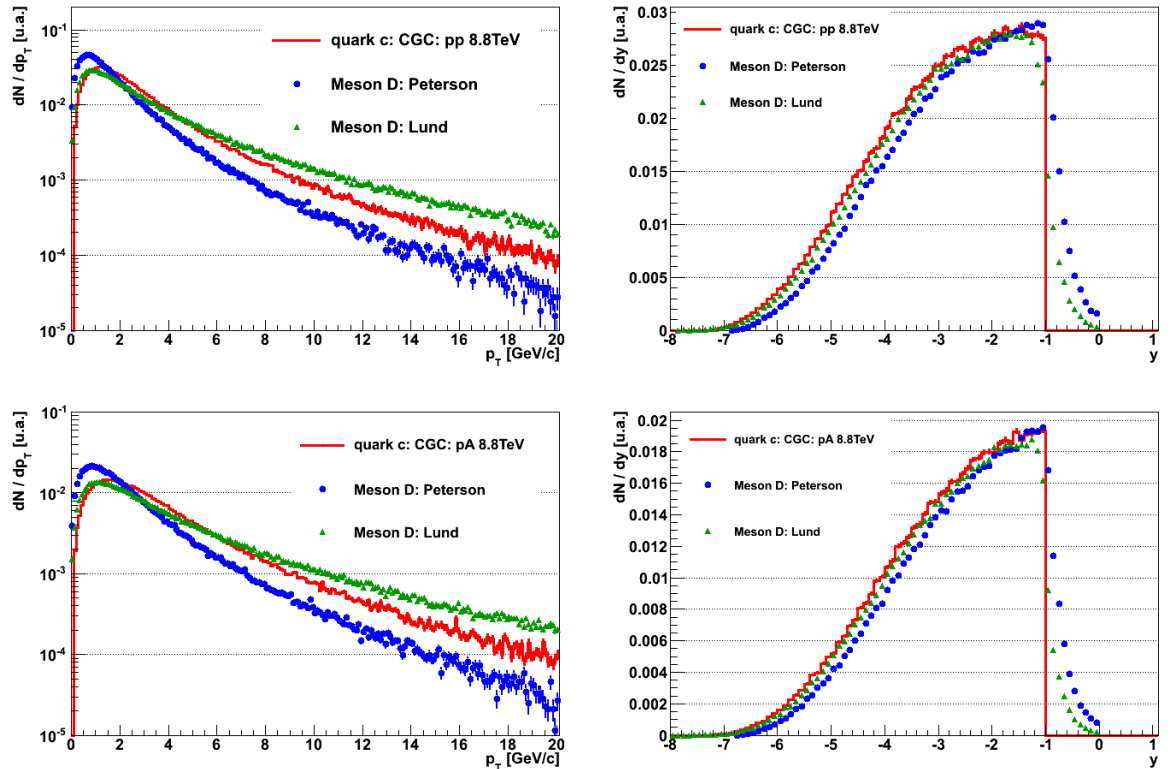


FIG. VII.11: Distributions en  $p_T$  et  $y$  des hadrons charmés provenant de la fragmentation du quark  $c$  pour les deux fonctions de fragmentation dans les collisions p-p (en haut) et Pb-p (en bas).

### VII.3.2 Décroissance semi-muonique des hadrons

La dernière étape de la génération consiste à effectuer la décroissance muonique des hadrons charmé et beaux qui pourront ensuite être observés dans le spectromètre à muons du détecteur ALICE. Les spectres de muons sont obtenus à partir de la décroissance en muons de différents types de hadrons. Les hadrons considérés ainsi que leurs rapports de branchement en muons sont présentés dans le tableau VII.9. La figure VII.12 montre les distributions en  $p_T$  et  $y$  des muons issus du charme et de la beauté pour les deux fonctions de fragmentation. Nous observons sur cette figure que la distribution en  $p_T$  est significativement affectée par la décroissance, ce qui se manifeste par le peuplement de la région des bas  $p_T$ . La distribution en  $y$ , et en particulier dans l'acceptance du spectromètre à muons, est peu modifiée par le processus de décroissance.

Une étude similaire a été menée pour le quark  $b$ . Nous constatons le même comportement pour les muons provenant de la beauté que pour ceux provenant du charme. Dans le cas de la beauté les effets de recombinaison des gluons sont globalement moins visibles. La fonction de fragmentation de Peterson a été choisie pour la suite de l'étude car nous disposons des taux de production des hadrons pour cette fonction et nous pouvions effectuer des comparaisons avec des simulations précédemment effectuées.

Sur la figure VII.13 sont représentées les distributions des muons obtenues dans les collisions p-p (à gauche) et Pb-p (à droite) pour l'approche CGC (en haut) et PYtMNR (en bas). Nous remarquons que les muons issus du charme dominent dans la région de bas  $p_T$ . Cette observation permet la conclusion que les effets de recombinaison et de diffusion

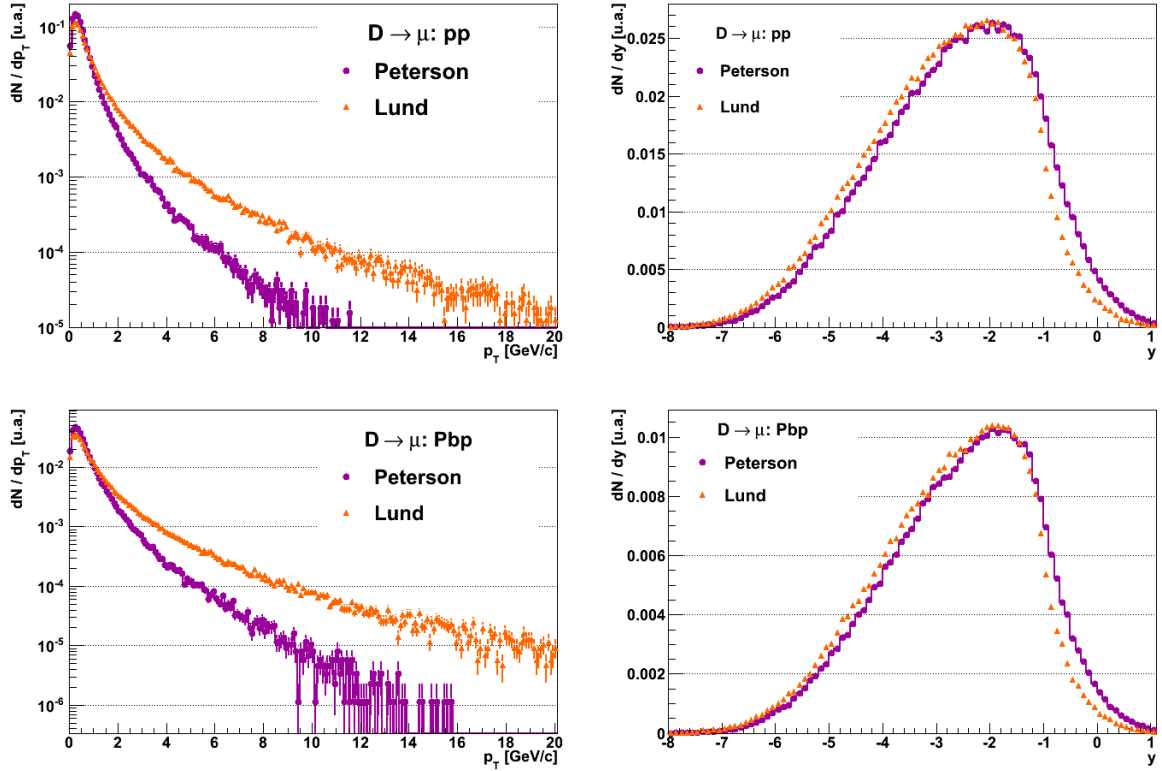


FIG. VII.12: Distributions en  $p_T$  et  $y$  des muons issus des hadrons charmés dans les collisions p-p (en haut) et Pb-p (en bas).

charme	rapport (%)	beauté	rapport (%)
$D^0$	6,5	$B^0$	10,4
$D^\pm$	17,2	$B^\pm$	10,9
$D_s^\pm$	6,6	$B_s^0$	7,9
$\Lambda_c^+$	2,0	$\Lambda_b^0$	9,1
$c \rightarrow \mu$	$\sim 8,3$	$b \rightarrow \mu$	$\sim 10,2$

TAB. VII.9: Rapport de branchement de la décroissance muonique de différents hadrons charmés et beaux et taux de production total de muons pour le charme et la beauté.

observés par l'intermédiaire du charme ne devraient pas être masqués par la contribution de la beauté qui est moins sensible à ces effets. Nous concluons finalement que les spectres en  $p_T$  restent toujours plus durs dans l'approche CGC par rapport à PYtMNR.

### VII.3.3 Spectres expérimentaux reconstruits

#### VII.3.3.1 Le spectromètre à muons

La figure VII.14 illustre le schéma du système étudié ainsi que la convention que nous avons fixé pour la clarté de la description. Le projectile désigne le hadron provenant des rapidités négatives ( $x_2, \vec{p}_2$ ) et la cible des rapidités positives ( $x_1, \vec{p}_1$ ). En effet, une paire de quarks lourds produite dans l'acceptance du spectromètre à muons est créée par l'interaction d'un parton de grand  $x$  (venant du proton) avec un parton de petit  $x$  (venant du plomb). La figure VII.15 montre les domaines cinématiques couverts par le détecteur

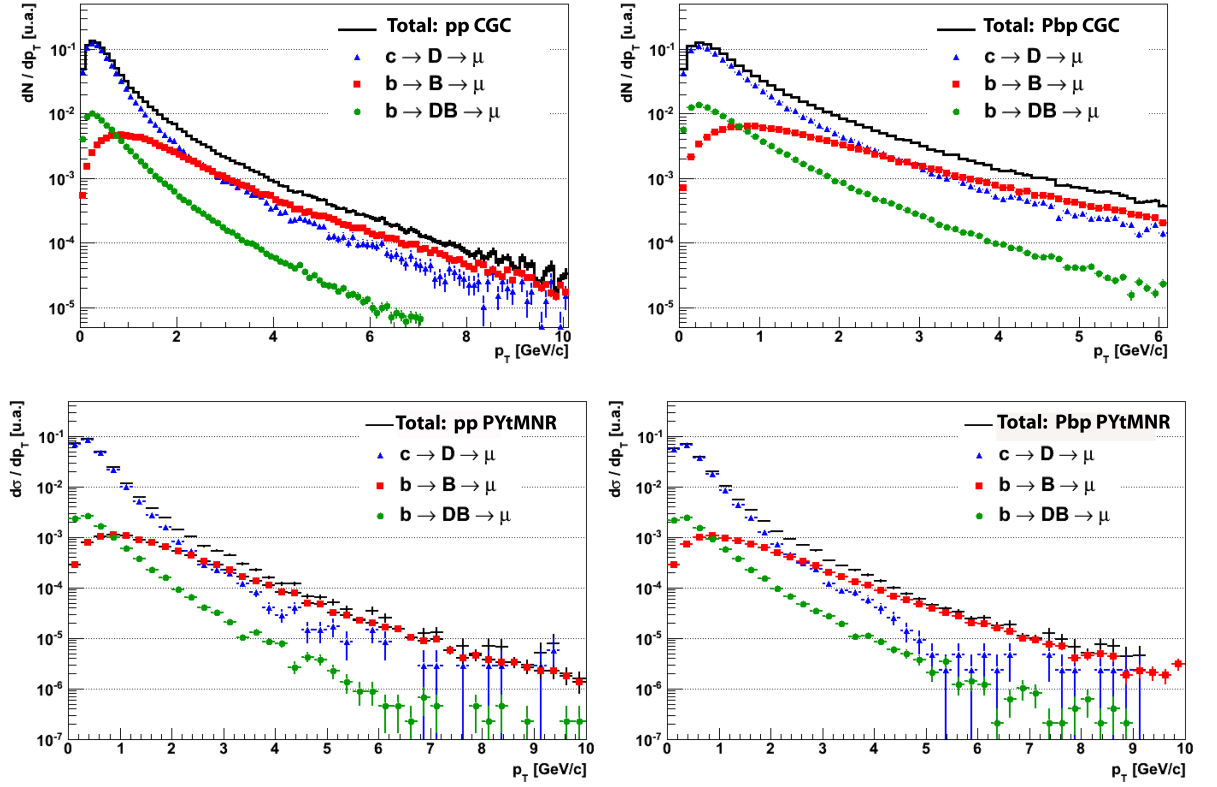


FIG. VII.13: Distributions en  $p_T$  des muons produits en collisions p-p (à gauche) et Pb-p (à droite) pour l'approche CGC (en haut) et PYtMNR (en bas) à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV.

ALICE et en particulier par le spectromètre à muons en fonction de  $(x_1, x_2)$  pour les collisions p-p et Pb-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV.

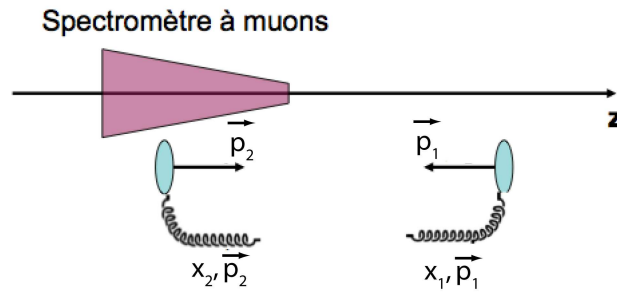


FIG. VII.14: Illustration du système étudié. Dans la convention imposée le plomb est considéré comme le projectile  $(x_2, \vec{p}_2)$  et le proton comme la cible  $(x_1, \vec{p}_1)$ .

### VII.3.3.2 Spectres en moment transverse et rapidité

Les coupures expérimentales, caractéristiques du spectromètre à muons, inhérentes à la reconstruction des muons sont les suivantes :

- une coupure sur l'impulsion totale des muons liée à la présence des absorbeurs : seuls les muons de  $|\vec{p}| \gtrsim 4$  GeV/c atteignent les chambres de déclenchement ;
- une coupure sur l'impulsion transverse imposée par les chambres de déclenchement.

Les muons dont le  $p_T \lesssim 0,5$  GeV/c sont rejetés ;



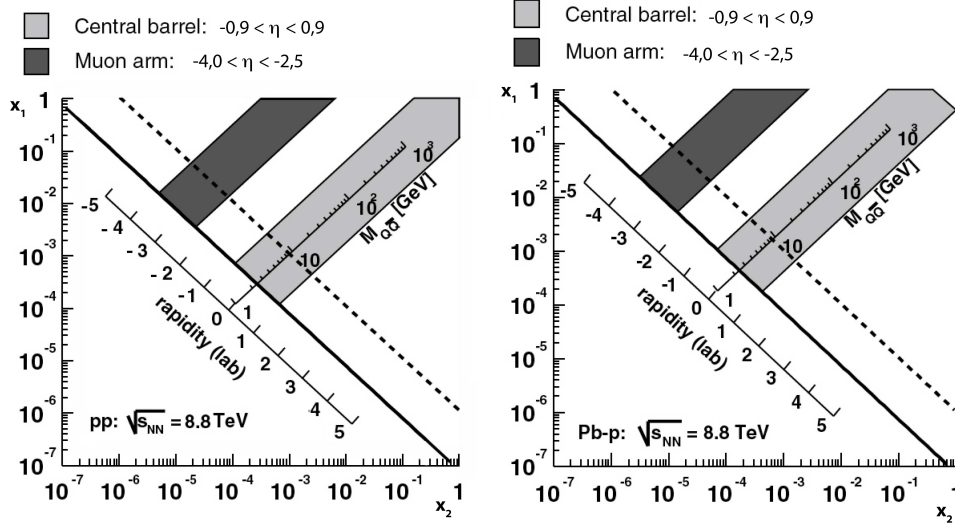


FIG. VII.15: Domaine d'acceptance du détecteur ALICE en fonction des valeurs  $x_1$  et  $x_2$  pour des collisions p-p (à gauche) et Pb-p (à droite) à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV.

– l'acceptance en  $\eta$  du spectromètre est une coupure naturelle sur la pseudorapidité des muons détectés.

Les muons provenant de la désintégration des hadrons charmés et beaux pour les collisions p-p à 14 TeV sont présentés sur la figure VII.16. Ces muons ont été reconstruits dans l'acceptance du spectromètre  $-4 \leq \eta \leq -2,5$ . Les spectres en rapidité (figure VII.16 à droite) montrent une asymétrie pour les muons issus du charme dans la région  $-3,2 < \eta < -2,5$ . En effet, les muons présents dans cette zone possèdent une petite impulsion transverse pour laquelle l'efficacité de reconstruction est faible [14]. Aucune sélection *trigger* n'a été appliquée à ce stade là. Il est important de préciser que les contributions des muons provenant du quark c et b seront difficilement séparables dans le spectromètre à muons.

#### VII.4 Étude du facteur de modification nucléaire $R_{Pb-p}$

Le rapport  $R_{Pb-p}$  donné par :

$$R_{Pbp}(y, p_T) = \frac{1}{N_{coll}} \frac{dN_{Pbp}/dy p_T}{dN_{pp}/dy p_T} \quad (\text{VII.6})$$

peut être étudié à chaque étape de la simulation, pour les quarks, pour les hadrons, pour muons de décroissance générés avant transport dans le spectromètre à muon, et finalement pour les muons reconstruits dans le spectromètre à muons. Ce sont ces rapports qui vont être présentés ici en fonction de  $p_T$  dans le référentiel du laboratoire.

Dans le cas de collisions symétriques (p-p ou Pb-Pb) le référentiel du centre de masse coïncide avec le référentiel du laboratoire. Ce n'est pas le cas pour des collisions asymétriques Pb-p car l'énergie des deux faisceaux est différente. Comme l'étude du rapport  $R_{Pb-p}$  est effectuée dans le référentiel du laboratoire, un décalage en rapidité  $\delta y$  lié au changement de référentiel doit être pris en compte. Ce décalage, égal à 0,47 pour les collisions Pb-p, est défini par la formule :

$$\delta y = 0,5 \ln \frac{Z_1 A_2}{Z_2 A_1} \quad (\text{VII.7})$$

Par conséquent, le rapport  $R_{Pb-p}$  pour les muons reconstruits dans le spectromètre à muons, est calculé dans un domaine en rapidité restreint. Ce rapport doit être donc réalisé entre les muons mesurés en collisions p-p pour  $-4 < y < -2,97$  et ceux mesurés en collisions

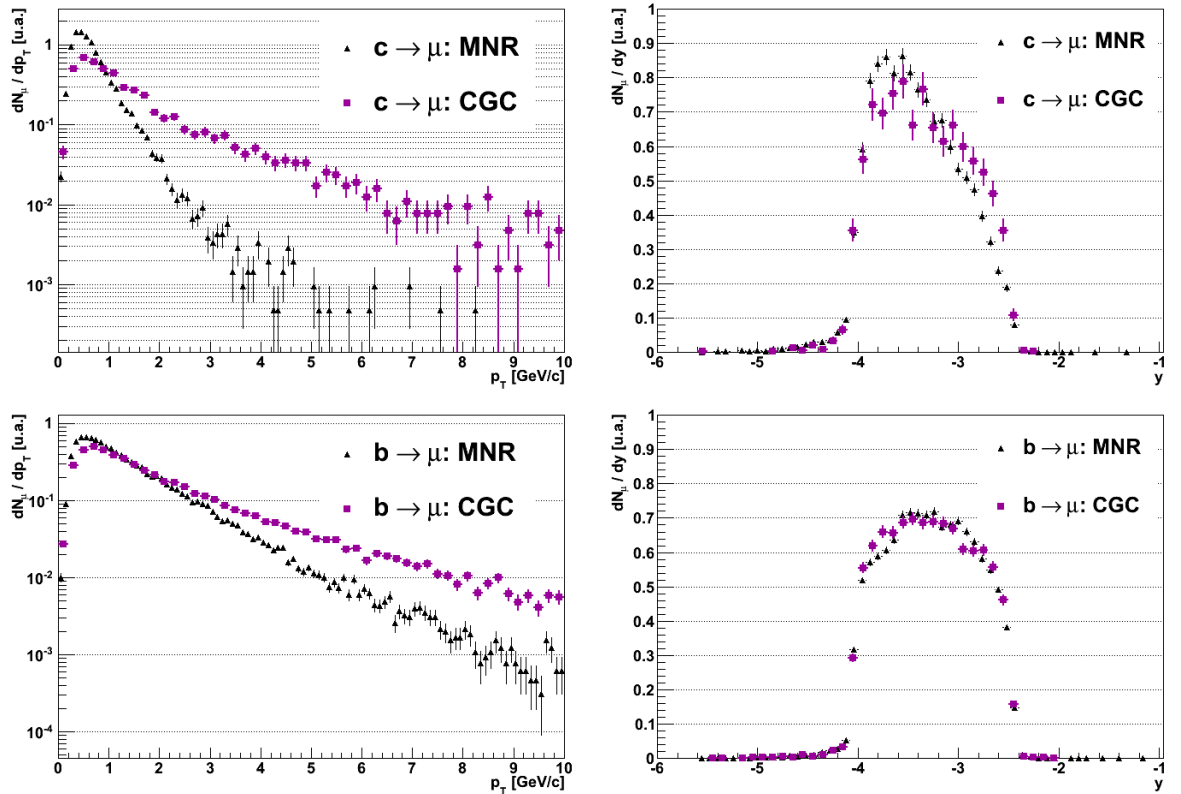


FIG. VII.16: Distribution des muons provenant du charme (en haut) et de la beauté (en bas) pour les approches CGC et PYtMNR en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite) après la reconstruction dans le détecteur ALICE.

Pb-p pour  $-3,53 < y < -2,5$ .

#### VII.4.1 $R_{Pb-p}$ des quarks lourds

##### HVQMNR

La figure VII.17 montre l'évolution du facteur de modification nucléaire en fonction de  $p_T$  et  $y$  pour le charme et la beauté obtenue avec le code HVQMNR. Nous constatons que pour les deux saveurs de quarks le facteur de modification est plus petit (i.e. *shadowing* plus important) dans la zone de bas  $p_T$  pour la paramétrisation EPS08. La dépendance en rapidité est également modifiée, une déplétion dans la région de grande rapidité est observée.

##### PYtMNR et CGC

Le comportement du facteur de modification nucléaire en fonction de  $p_T$  et de la rapidité, est montré sur la figure VII.18. Les effets de diffusion multiple sont visibles via le spectre en  $p_T$  du  $R_{Pb-p}$ . Nous constatons sur la figure VII.18 (à gauche) un déficit du charme pour les bas  $p_T$ . Cela montre que les effets de diffusion sont plus marqués dans le cas du charme et donc la production dans la région de  $p_T$  intermédiaire est favorisée. Pour le quark b, cette évolution est très proche pour les approches approches CGC et PYtMNR. Rappelons que les paramètres du générateur PYTHIA ont été ajusté pour reproduire, au mieux, les résultats obtenus avec le code HVQMNR. En conséquence, la figure VII.18 (à gauche) pour PYtMNR devrait être identique à la figure VII.17 dans le cas EKS98. Nous constatons que l'ajustement du générateur n'est pas parfait à bas  $p_T$ . Toutefois même avec

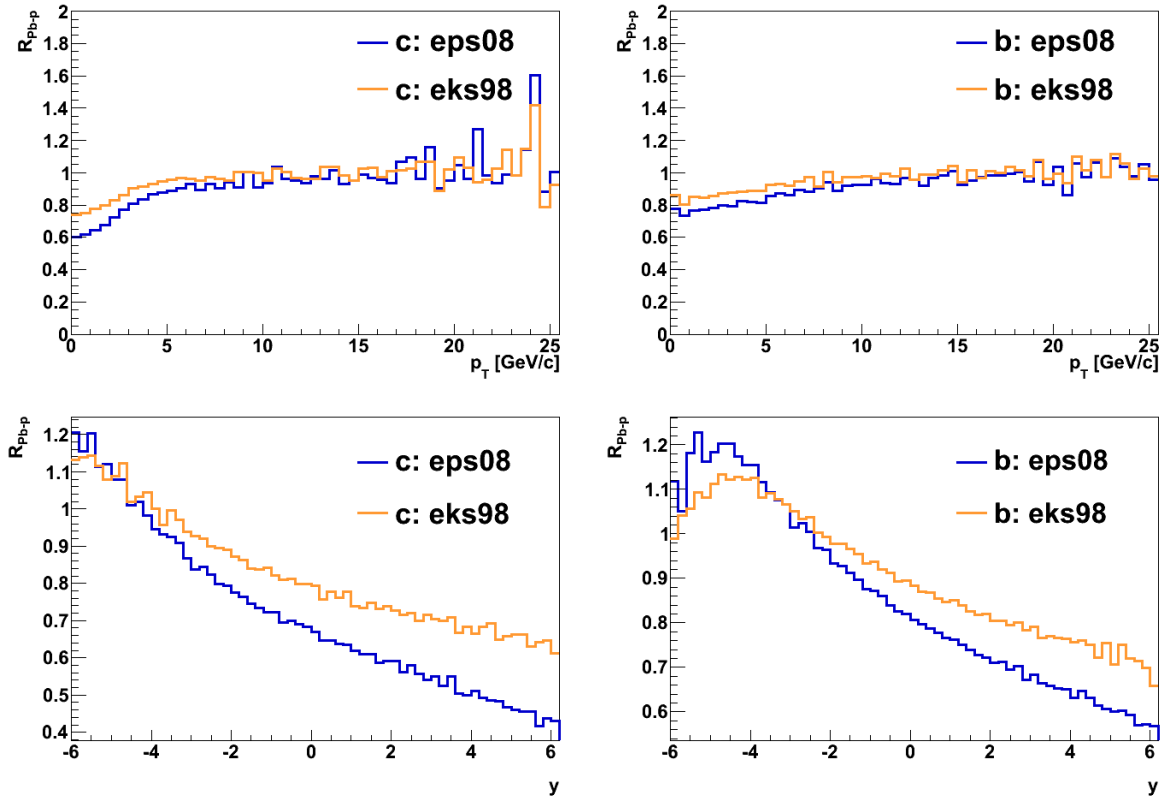


FIG. VII.17: Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse (en haut) et rapidité (en bas) pour le charme (à gauche) et de la beauté (à droite) à  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV.

le calcul effectué par HVQMNR (figure VII.17) la suppression à bas  $p_T$  dans le cas du charme et de l'approche CGC. La figure VII.18 (à droite) montre l'évolution de  $R_{Pb-p}$  en fonction de rapidité. Dans l'approche PYtMNR cette évolution est quasi-constante sur toute la gamme en rapidité pour les deux saveurs de quarks en contradiction avec le résultat obtenu avec HVQMNR et EKS98 (figure VII.17). Cependant, la suppression dans l'approche de CGC reste nettement supérieure par rapport à HVQMNR. Dans le cas du CGC une décroissance continue avec la rapidité est observée. Cela montre que les effets de recombinaison sont de plus en plus visible à grande rapidité. Nous remarquons également que la tendance pour les deux saveurs est identique. Cette observation reste cohérente avec l'équation BK/JIMWLK. En effet, la recombinaison est directement liée à la valeur de la constante de couplage  $\alpha_s$ . Dans ces simulations nous utilisons une constante de couplage fixée et identique pour les deux saveurs. Par conséquent le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de rapidité se comporte de la même manière pour ces deux saveurs.

Cette étude de  $R_{Pb-p}$  montre encore une fois que le quark c est plus sensible aux phénomènes observés dans le domaine des petits  $x$ . Ainsi nous remarquons que ces effets doivent être étudiés dans la région des petites impulsions transverses.

Il apparaît ainsi que la paramétrisation PYtMNR avec EKS98 ne reproduit pas exactement les résultats de HVQMNR et sous-estime le facteur  $R_{Pb-p}$ .

#### VII.4.2 $R_{Pb-p}$ des muons avant reconstruction

La figure VII.19 donne les facteurs de modification nucléaire au niveau des muons générés pour l'approche PYtMNR et CGC. Les contributions des muons issus du charme, de la beauté ainsi que la contribution totale sont montrées sur cette figure. Sous réserve des remarques faites dans le paragraphe précédent nous constatons que dans la région de bas

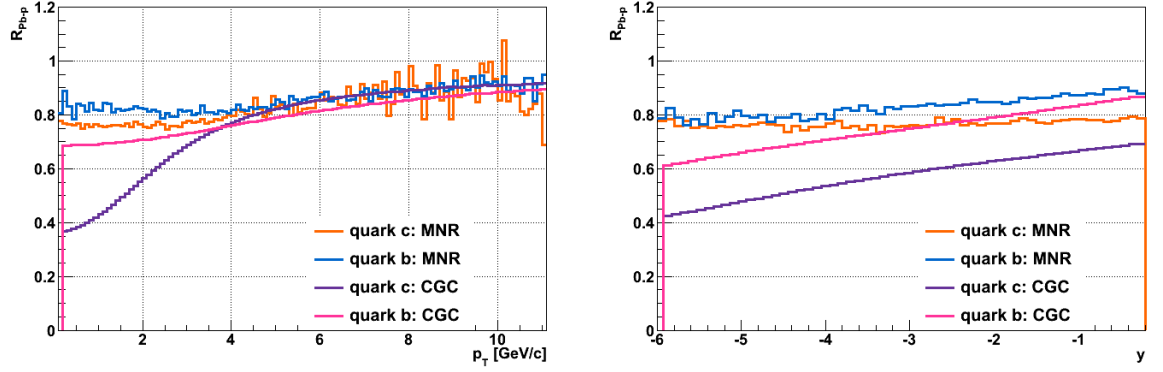


FIG. VII.18: Facteur de modification nucléaire du charme et de la beauté en fonction du moment transverse  $p_T$  (à gauche) et de la rapidité  $y$  (à droite) pour l'approche CGC et PYtMNR.

$p_T$  ( $p_T < 2$  GeV/c), l'effet de *shadowing* est plus important dans le cas de l'approche CGC. Nous remarquons également que les muons provenant du charme sont plus sensibles aux effets de petits  $x$ .

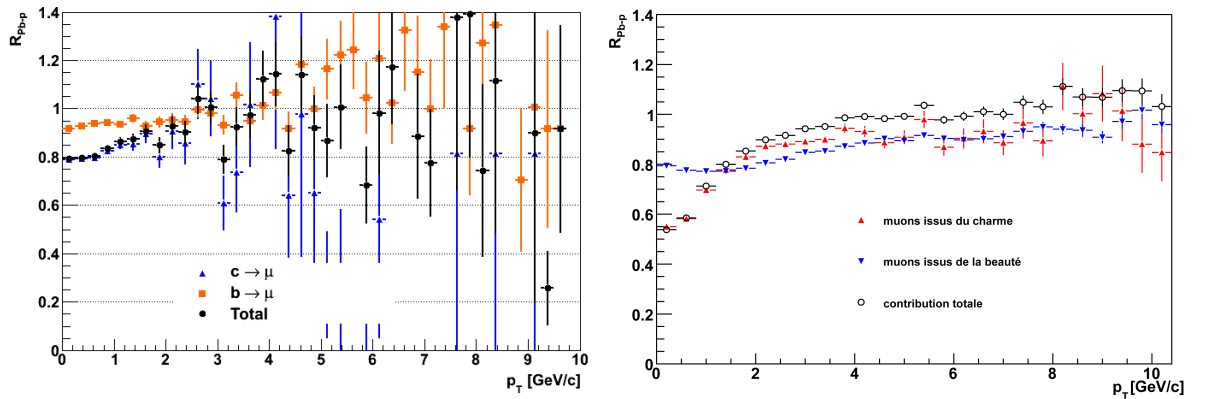


FIG. VII.19: Facteurs de modification nucléaire au niveau de la génération pour le formalisme PYtMNR (à gauche) et CGC (à droite).

### VII.4.3 $R_{PbP}$ des muons après reconstruction

La figure VII.20 montre les rapports  $R_{Pb-p}$  des muons issus du charme et de la beauté en fonction du  $p_T$  reconstruits dans le spectromètre à muons. Toutes les coupures  $y$  compris la coupure *trigger* (voir VII.3.3.2) ont été appliquées sur les spectres expérimentaux. Nous remarquons sur cette figure l'influence des coupures expérimentales. Les effets de saturation visibles dans le domaine des bas  $p_T$  sont masqués après l'application de ces coupures.

## VII.5 Conclusions

Nous avons étudié la production des quarks lourds prédite par différentes approches théoriques : PYtMNR, CGC et CASCADE. Les résultats obtenus montrent que dans l'approche CGC, le rapport des sections efficaces de production de la beauté sur celles du charme est plus grand d'un facteur  $\sim 2,5$  par rapport aux autres approches. Pour étudier expérimentalement ce rapport à l'aide du spectromètre à muons, il faudra être capable de

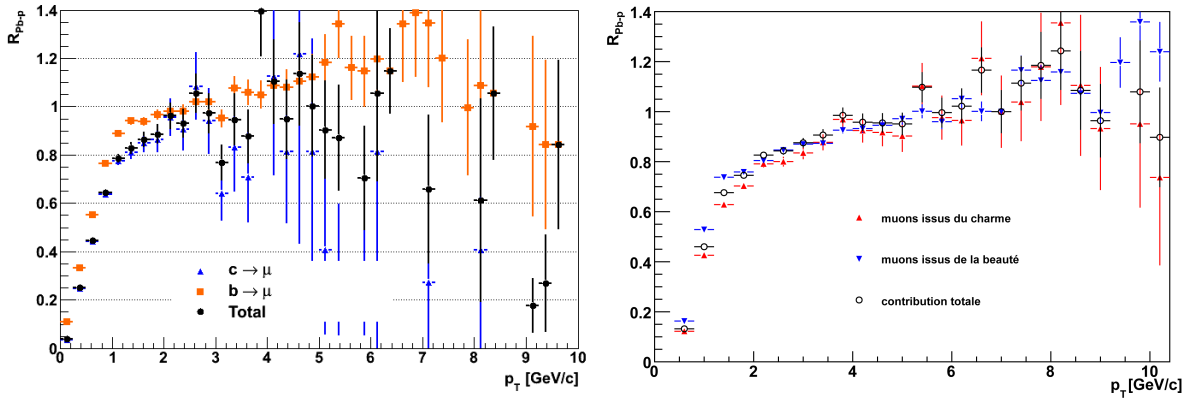


FIG. VII.20: Facteurs de modification nucléaire de muons après la reconstruction dans le spectromètre à muons pour le formalisme PYtMNR (à gauche) et CGC (à droite).

séparer les contributions provenant du charme de celles provenant de la beauté. De plus, nos simulations ne prennent pas en compte le bruit de fond hadronique provenant des pions et des kaons dominant dans la région des bas  $p_T$ .

Ensuite nous avons comparé différents modèles (EKS98 et EPS08) paramétrisant les effets du *shadowing* pour les collisions noyau-proton dans le cadre des calculs HV-QMNR. Le modèle EPS08, contraint par les données de RHIC, présente un effet de *shadowing* plus important dans la région des bas  $p_T$  et des grandes rapidités.

Enfin nous avons cherché à mettre en évidence les effets de saturation à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Pour cela, nous avons calculé le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $p_T$  des muons reconstruits dans l'acceptance du spectromètre à muons. Les effets de saturation, que l'on pouvait observer à bas  $p_T$  sur le rapport  $R_{Pb-p}$  avant application des coupures expérimentales, disparaissent après application de ces dernières. Nous concluons que cette étude sera difficile à réaliser à cause des différentes contraintes expérimentales. Un *upgrade* du spectromètre à muons permettant d'accéder aux muons de bas  $p_T$  pourrait rendre possible cette étude. Une autre voie à explorer serait l'étude du rapport  $R_{Pb-p}$  pour le  $J/\psi$  avec lequel on peut descendre à très bas  $p_T$  avec une grande efficacité de reconstruction. Les données de RHIC semblent, en effet, montrer que le  $J/\psi$  est sensible au CGC [15].

L'ensemble de ces observations nous ont conduit à chercher une autre observable sensible à l'éventuelle création du CGC. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

## VIII

---

# Étude de la multiplicité des particules chargées

---

### VIII.1 Motivations

La multiplicité des particules chargées  $dN_{ch}/d\eta$  (également notée  $dM_{ch}/d\eta$ ) est définie comme le nombre de particules chargées par unité de pseudorapidité  $\eta$ . C'est une variable fondamentale car elle fixe les propriétés globales du milieu produit dans la collision. De plus elle est utilisée pour calculer d'autres observables comme, par exemple, la densité d'énergie ou l'entropie du système. Du point de vue expérimental, la multiplicité détermine la précision avec laquelle les autres observables peuvent être mesurées. Malgré son importance théorique et expérimentale, la multiplicité ne peut pas être calculée à partir du lagrangien de la QCD car les processus dominants qui la déterminent appartiennent à la région non-perturbative de la QCD. En conséquence, l'estimation de cette quantité est réalisée à partir de modèles théoriques et des expériences précédentes qui l'ont déjà mesurée. Pour comparer la multiplicité « théorique » avec la multiplicité « expérimentale » il est nécessaire de prendre en considération les différences suivantes [16] :

- expérimentalement la multiplicité des particules chargées est mesurée. Les modèles théoriques donnent la multiplicité totale (particules chargées et neutres). La multiplicité totale est approximativement égale à 3/2 de la multiplicité de particules chargées ;
- les expériences mesurent la distribution de particules en fonction de la pseudorapidité  $\eta$ . Théoriquement la multiplicité est exprimée en fonction de la rapidité  $y$ . La rapidité et la pseudorapidité ne sont pas équivalentes à la mi-rapidité ;
- la multiplicité expérimentale est mesurée au moment du *freeze-out*. Théoriquement elle peut être calculée dans les différentes phases de l'évolution du milieu, par exemple au moment de sa formation ( $\tau_0$ ) ou de sa thermalisation ( $\tau_{therm}$ ).

La figure VIII.1 montre la comparaison entre les différentes prédictions théoriques et le résultat expérimental obtenu dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV par l'expérience PHOBOS auprès du RHIC. Il est visible sur cette figure que la plupart des modèles théoriques surestiment la valeur de la multiplicité. Un des modèles qui prédit une valeur de multiplicité proche de celle mesurée expérimentalement est le modèle de McLerran et Venugopalan (noté McLV sur figure VIII.1). Ce modèle est basé sur le concept de la saturation dans l'état initial de la collision et donc le CGC (voir II.2.4).

La figure VIII.2 présente la multiplicité des particules chargées mesurée dans les collisions noyau-noyau pour  $|\eta| < 1$  dans différentes expériences ainsi que les prédictions pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV au LHC.

Les données expérimentales ont été ajustées avec une fonction logarithmique de la forme  $0,76 \log(0,63\sqrt{s_{NN}})$ . La production de particules chargées augmente lentement en fonction de l'énergie. Ce comportement est surprenant par rapport aux prédictions de la QCD perturbative. En effet, le théorème de factorisation de la pQCD prédit une dépendance en fonction de  $N_{bin}$  pour la production de particules chargées (voir ??).

Les prédictions pour le LHC (figure VIII.2) sont basées sur deux modèles. Le premier modèle utilise l'extrapolation logarithmique (courbe en tirets) qui donne  $6,2 \pm 0,31$  particules

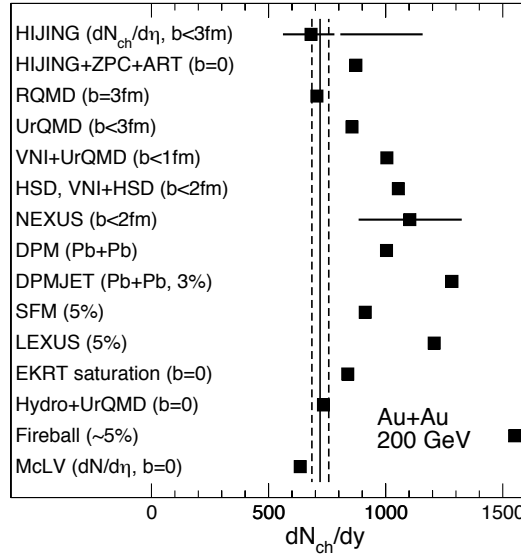


FIG. VIII.1: Multiplicité des particules chargées prédite par les différents modèles théoriques pour les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [17]. La bande verticale montre le résultat expérimental obtenu par l'expérience PHOBOS.

par paire de nucléons participants  $N_{part}/2$  à mi-rapacité. Le nombre moyen de participants dans une collision Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV est évalué à 369, ce qui conduit à environ 1140 particules chargées dans la région de mi-rapacité pour ALICE. Le deuxième modèle est basé sur le concept du CGC. La figure VIII.2 montre que la multiplicité, imposée par la densité de gluons, est pratiquement deux fois plus élevée dans ce cas. La production de gluons peut être décrite par la formule suivante :

$$\frac{1}{N_{part}} \frac{dN_g}{dy} \approx \frac{1}{\alpha_s} \approx \log N_{part} \quad (\text{VIII.1})$$

Le nombre de gluons  $N_g$  produits (et donc la multiplicité) dépend du nombre de participant  $N_{part}$ . La figure VIII.3 illustre la confrontation du modèle CGC avec les données expérimentales. Ces dernières présentent la multiplicité des particules chargées mesurée par l'expérience PHOBOS pour  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV pour trois tranches en centralité de la collision. Cette figure montre un bon accord entre les données expérimentales et le modèle théorique. L'extrapolation aux énergies du LHC est obtenue à partir de la formule [20] :

$$\frac{dM_{ch}}{d\eta} / \frac{N_{part}}{2} \Big|_{y=0} = 0,87 \left( \frac{\sqrt{s_{NN}}}{130} \right)^{0,252} \log \left( 3,93 + 0,252 \log \frac{\sqrt{s_{NN}}}{130} \right) \quad (\text{VIII.2})$$

En prenant  $N_{part}/2 = 369/2$ , le nombre de particules chargées prédit par ce modèle à rapidité centrale pour l'expérience ALICE est de l'ordre de 2000. Les résultats de l'extrapolation obtenus pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV au LHC sont indiqués sur la figure VIII.4.

## VIII.2 Nouvelle approche de l'étude de la multiplicité des particules chargées en collisions p-p

Les collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV au LHC permettront probablement pour la première fois d'atteindre le régime de saturation du proton (voir II.8) [16]. Cette approche nécessite

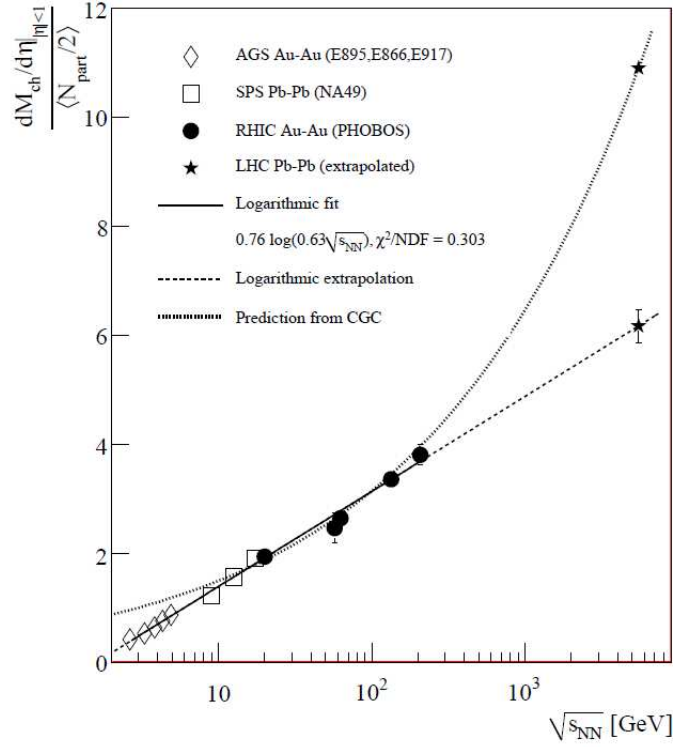


FIG. VIII.2: Multiplicités de particules chargées par paire de nucléons participants obtenues par les expériences à l'AGS, au SPS et au RHIC. Les extrapolations logarithmique (courbe en tirets) et à la CGC (courbe en pointillé) aux énergies du LHC sont aussi présentées sur cette figure [17, 18].

un saut conceptuel. En effet, dans ce cas, il faut considérer que la densité de partons dans le proton n'est pas homogène dans tout son volume. Il faudra donc introduire, au même titre, que pour les collisions noyau-noyau, la notion de « paramètre d'impact » et de « centralité » de la collision.

Ce travail a pour objectif d'étudier la possibilité d'observer le phénomène de saturation dans les collisions p-p via l'analyse de la multiplicité de particules chargées. Au LHC cette multiplicité est déterminée par le nombre de gluons dans chaque proton. C'est pour cette raison que nous étudierons la production de gluons. Nous chercherons dans notre étude à mettre en évidence si il est possible à partir de la mesure de la multiplicité des particules chargées de remonter à la « centralité » de la collision p-p.

### VIII.2.1 Modélisation du système considéré

Dans l'étude présentée au chapitre précédent nous avons considéré qu'un noyau ou un proton possède une échelle de saturation  $Q_s^2$  distribuée uniformément dans tout son volume. Maintenant, nous allons considérer le cas de collisions p-p dans lesquelles l'échelle de saturation dépend de la distance au centre du proton. Elle atteint une valeur maximale de  $Q_{s\ max}^2 = 0,6\ \text{GeV}^2$  au centre et décroît jusqu'à  $Q_{s\ min}^2 = 0,05\ \text{GeV}^2$  au bord du proton. En effet, on peut s'attendre à avoir plus de gluons au centre du proton qu'en périphérie. L'échelle de saturation évoluera donc avec la longueur de matière suivant la relation VIII.3 :

$$L_{QCD} = \frac{4\pi Q_s^2}{C_f(1 + \log Q_s^2)} \quad (\text{VIII.3})$$

avec le facteur de couleur  $C_f = (N_c^2 - 1)/2N_c$  et  $N_c = 3$ . Cette dépendance est présentée sur la figure VIII.5 qui montre une augmentation  $L_{QCD}$  avec  $Q_s^2$ .



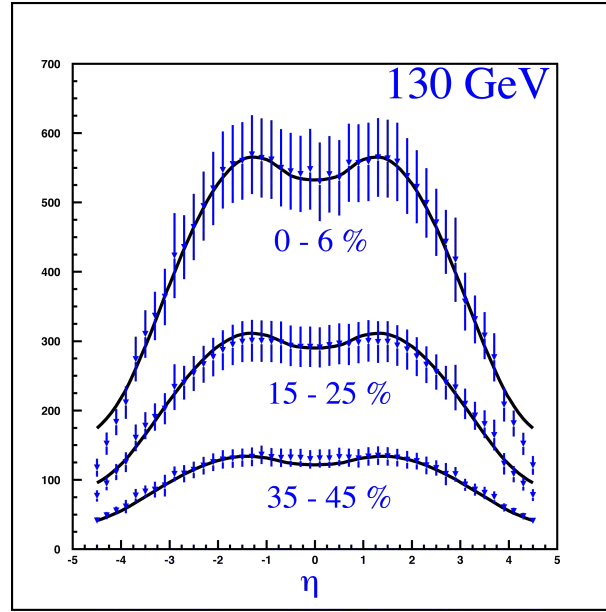


FIG. VIII.3:  $dM_{ch}/d\eta$  obtenu par l'expérience PHOBOS pour  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  en fonction de la pseudorapacité (triangles). L'ajustement basé sur le formalisme du CGC est montré sur cette figure (courbes noires) [19].

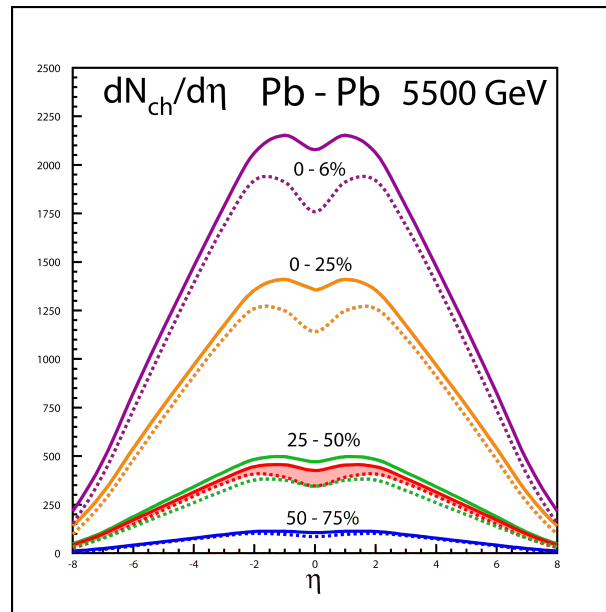


FIG. VIII.4: Prédiction de  $dN_{ch}/d\eta$  pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV basée sur le formalisme du CGC [18]. Les courbes en traits pleins correspondent à un  $Q_s^2$  dépendant de l'énergie, celles en pointillés à  $\alpha_s$  dépendant de l'énergie et la bande rouge aux collisions *min bias*.

Une collision entre deux protons sera décrite en prenant en compte la distribution non-uniforme de l'échelle de saturation. Cela conduit à une modélisation géométrique de la collision entre les deux protons en introduisant un pseudo-paramètre d'impact  $b_{sat}$  (la notion du paramètre d'impact n'existe pas dans les collisions p-p).

Pour cela, chaque proton est divisé en tranches d'échelle de saturation, définies par

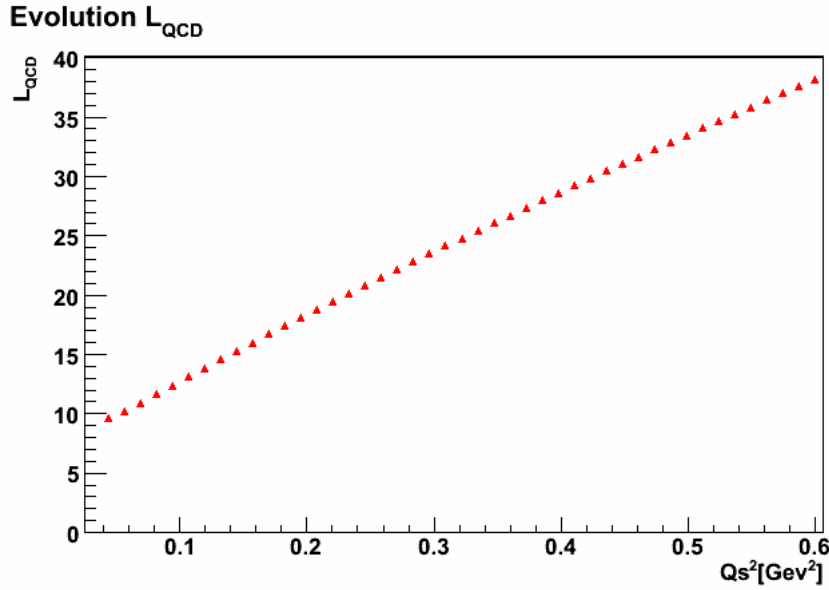


FIG. VIII.5: Longueur de matière  $L_{QCD}$  (GeV<sup>2</sup>) en fonction de l'échelle de saturation.

des cercles concentriques (figure VIII.6). Chaque cercle correspond à une valeur fixée  $Q_s^2$  comprise entre 0,05 GeV<sup>2</sup> et 0,6 GeV<sup>2</sup> avec un pas de 0,05 GeV<sup>2</sup> soit 12 tranches. Notons bien que ces cercles concentriques sont définis par une valeur en  $Q_s^2$ , le pas géométrique de ces rayons ne sera donc pas constant. Il va dépendre de la longueur de matière située sous la surface de ces cercles (figure VIII.7).

Les protons nommés 1 et 2 sont décrits respectivement avec  $Q_{s(1i)}^2$  et  $Q_{s(2i)}^2$  avec  $i$  allant de 1 à 12.

La zone d'interaction (recouvrement entre les deux protons) est déterminée par la valeur de  $b_{sat}$ . Dans cette approche la longueur géométrique de matière traversée  $L_{geo}$  s'exprime par la formule :

$$L_{geo} \approx \sqrt{R^2 - \left(r \pm \frac{b_{sat}}{2}\right)^2} \quad (\text{VIII.4})$$

avec  $R$  le rayon du proton (éventuellement du noyau dans les collisions p-A) et  $r$  la distance par rapport au centre de la zone d'interaction du point considéré dans cette zone. La figure VIII.8 montre l'évolution de la longueur de matière traversée  $L_{geo}$  en fonction de la distance au centre du proton (exprimé en unité de  $\Lambda_{QCD}^2$ ). Notons que  $L_{geo}$  diminue lorsque la distance au centre du proton augmente. La discrétisation de la méthode sous forme de cercles concentriques de pas 0,05 GeV<sup>2</sup> nécessite d'appliquer une coupure pour les collisions les plus périphériques ( $r > 0,95$  fm pour un rayon du proton pris à 1 fm). Une fois les conditions géométriques de l'interaction p-p déterminées ( $b_{sat}$  fixé), la production de particules peut être calculée dans la zone d'interaction. La figure VIII.9 montre l'agrandissement de cette zone. Nous voyons sur ce schéma les différents couples ( $Q_{s(1i)}^2, Q_{s(2i)}^2$ ) qui se croisent lors de l'interaction de deux protons. Le calcul du nombre de gluons dans la zone de recouvrement est effectué en deux étapes :

- la première étape consiste à calculer la production de gluons pour les 78 combinaisons ( $Q_{s(1i)}^2, Q_{s(2i)}^2$ ) possibles ( $(Q_{s(1i)}^2, Q_{s(2i)}^2) = (Q_{s(2i)}^2, Q_{s(1i)}^2)$ ). En effet, la production de gluons (distribution en  $p_T$  et  $y$ ) est déterminée pour un couple ( $Q_{s(1i)}^2, Q_{s(2i)}^2$ ). Les spectres en  $p_T$  et  $y$  ainsi calculés sont stockés afin d'être utilisés dans la suite du calcul. À ce stade, la dépendance du nombre de gluons en fonction de l'échelle de saturation est discrète (12 valeurs de  $Q_s^2$  entre 0,05 et 0,6 GeV<sup>2</sup>). Pour connaître plus précisément la production de gluons en fonction de  $Q_s^2$  il faudrait diminuer le pas du calcul qui est actuellement de 0,05 GeV<sup>2</sup>. Cela n'est pas possible car le temps de calcul serait très long.

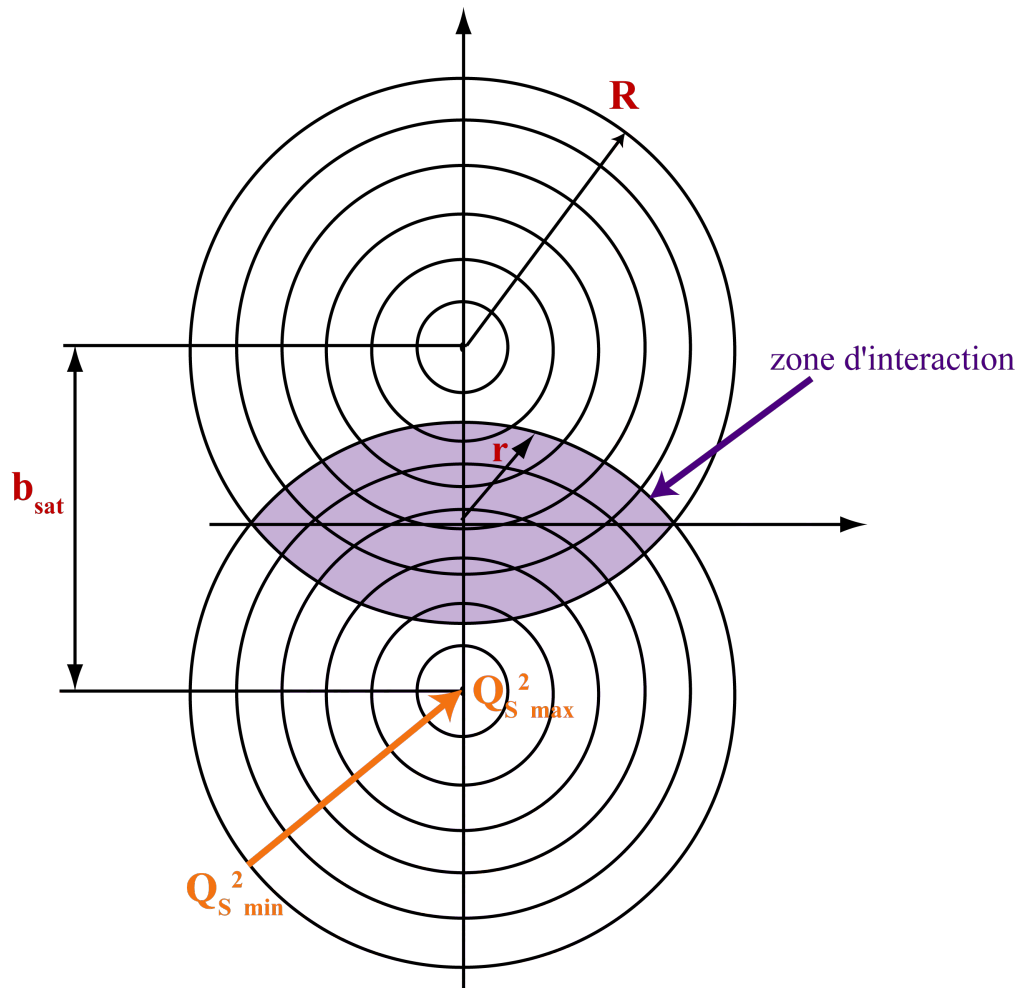


FIG. VIII.6: Modélisation géométrique de la collision de deux protons (toutes les tranches n'ont pas été représentées).

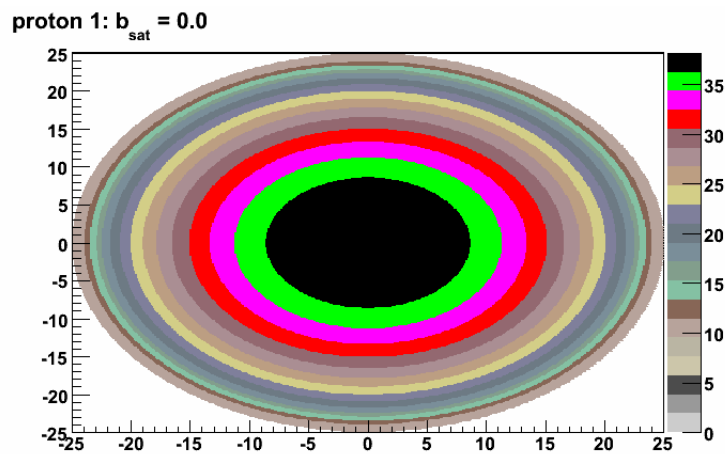


FIG. VIII.7: Modélisation géométrique du proton avec ALIROOT.

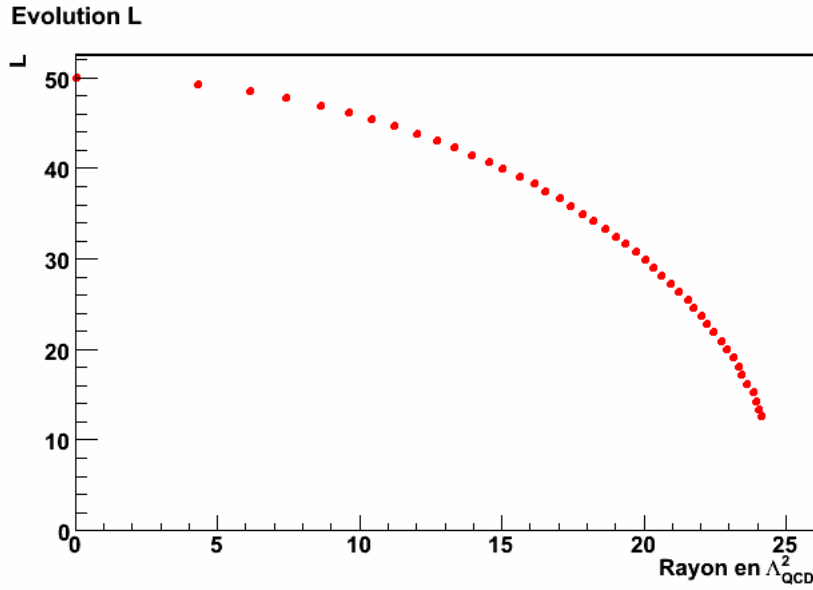


FIG. VIII.8: Évolution de la longueur de matière traversée en  $\text{GeV}^2$  en fonction de la distance (exprimé en unité de  $\Lambda_{QCD}^2 = 0,04 \text{ GeV}^2$ ) au centre du proton.

C'est pour cette raison qu'une interpolation linéaire a été faite entre ces 12 valeurs ;  
 – la deuxième étape est la détermination du nombre de gluons en intégrant sur toutes les combinaisons ( $Q_{s(1i)}^2, Q_{s(2i)}^2$ ) présentes dans la zone d'interaction. Le nombre de combinaisons à prendre en compte est fixé par la taille de la zone d'interaction et donc directement par le  $b_{sat}$ . Nous pouvons donc conclure qu'en diminuant le  $b_{sat}$  (collision centrale), la zone d'interaction ainsi que la production de gluons augmente.

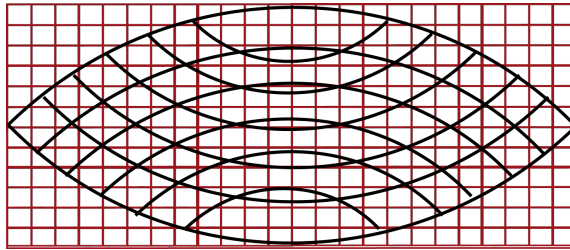


FIG. VIII.9: Agrandissement de la zone de recouvrement des deux protons.

### VIII.2.2 Production de gluons

La production de gluons est simulée pour des collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV}$  en utilisant l'approche du Color Glass Condensate. Les ingrédients théoriques utilisés sont décrits dans VII.2.1.

#### VIII.2.2.1 Étude en fonction de l'échelle de saturation

Afin de vérifier l'influence du changement de la valeur de l'échelle de saturation du proton sur la production de gluons une étude « simple », sans la notion de paramètre d'impact  $b_{sat}$ , a été menée. La figure VIII.10 présente la distribution en  $p_T$  (à gauche) et en  $y$  (à droite) de la production de gluons pour trois paires ( $Q_{s(1)}^2, Q_{s(2)}^2$ ) de l'échelle de saturation. Cette figure montre que l'échelle de saturation affecte la production de gluons. Une augmentation de l'échelle de saturation produit une augmentation du nombre de

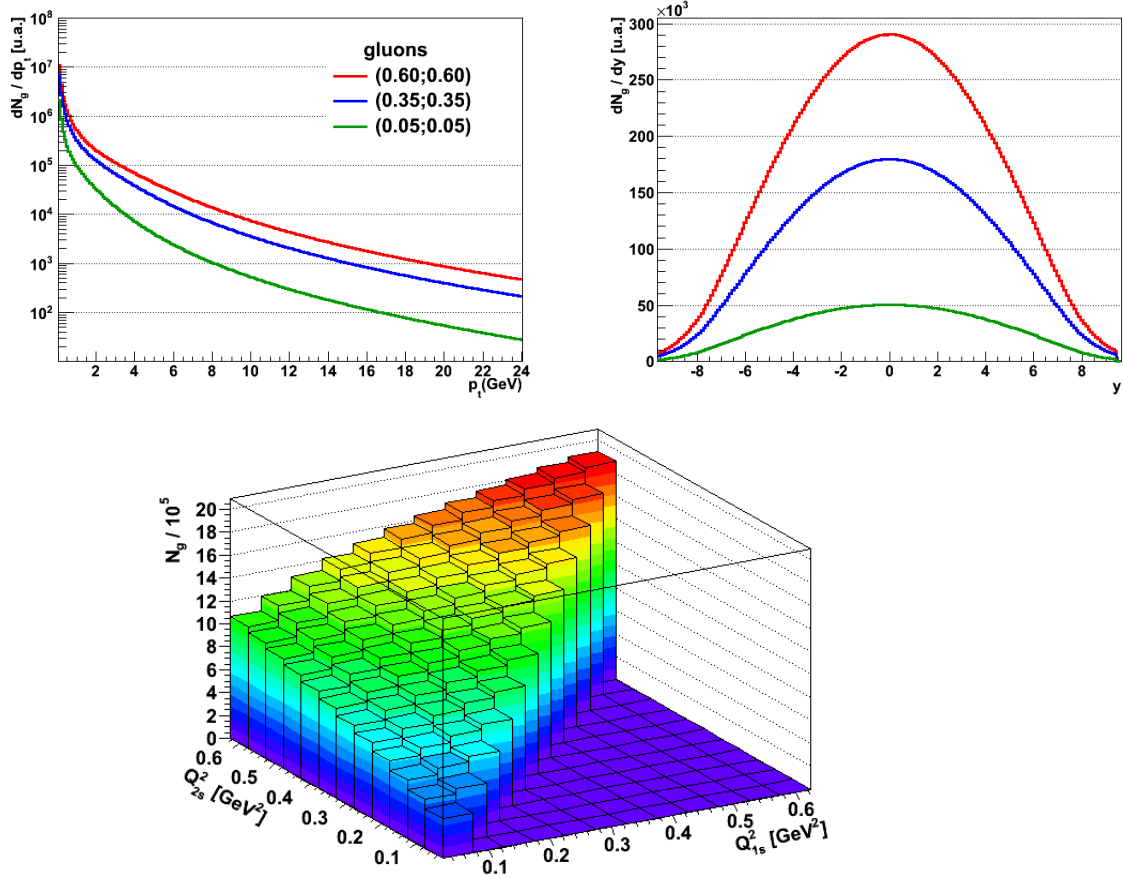


FIG. VIII.10: Distributions en  $p_T$  (en haut à gauche) et  $y$  (en haut à droite) des gluons pour différentes valeurs de l'échelle de saturation (les codes de couleurs sont identiques pour les deux figures). La figure du bas montre l'évolution de la production de gluons en fonction des échelles de saturations utilisées  $Q_{s(1)}^2$  et  $Q_{s(2)}^2$  pour la modélisation d'une collision p-p.

gluons. En bas de la même figure, est montrée l'évolution du nombre de gluons pour différents couples  $(Q_{s(1)}^2; Q_{s(2)}^2)$  de la collision de deux protons comme décrite dans VIII.2.1. La section efficace absolue de production de gluons n'est pas donnée dans l'approche CGC, les spectres sont normalisés par un facteur  $10^5$ . Sur cette figure apparaît clairement qu'en considérant une distribution non-uniforme de l'échelle de saturation dans le proton, la production de gluons change en fonction de la distance au centre de proton; plus de gluons sont produits au centre qu'à la périphérie du proton. Cette différence de production de gluons en fonction de  $b_{sat}$  va affecter la production de particules chargées.

Le nombre de gluons dans la zone de recouvrement lors de l'interaction entre les deux protons a été calculé pour deux paramètres d'impact  $b_{sat}$ . Pour cela, chaque cellule de la zone de recouvrement (figure VIII.9) a fourni un couple  $(Q_{s(1)}^2; Q_{s(2)}^2)$ . Ce couple permet d'obtenir un nombre de gluons produit à partir d'une distribution comme celle donnée sur la figure VIII.10 en bas. Afin de lisser la distribution finale du nombre de gluons obtenue le pas en  $Q_s^2$  a été affiné par interpolation linéaire. La figure VIII.11 donne le résultat de la multiplicité de gluons obtenue dans la zone d'interaction. La valeur  $b_{sat} = 0,5$  représente une collision plus centrale par rapport à  $b_{sat} = 0,75$  et par conséquent le nombre de gluons produits dans le premier cas est plus important.

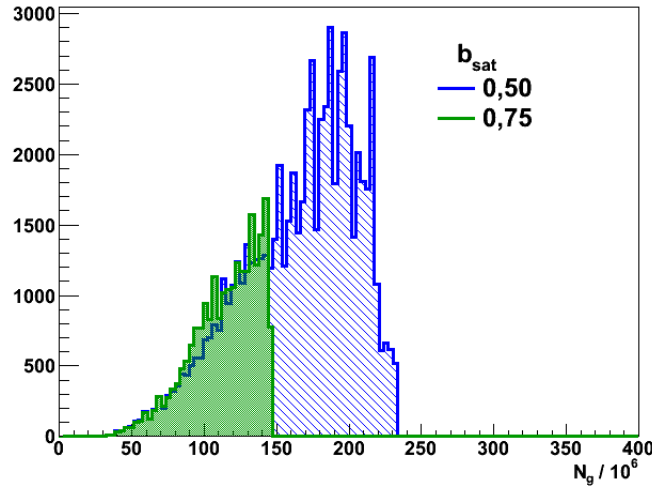


FIG. VIII.11: Distribution du nombre de gluons pour deux valeurs du « paramètre d'impact »  $b_{sat}$ .

### VIII.2.3 Résultats des simulations

Un grand nombre d'événements ( $10^5$ ) a été simulé afin de vérifier l'intérêt de l'introduction de  $b_{sat}$  dans les collisions p-p. La procédure de simulation et d'analyse des événements est la suivante :

- tirage aléatoire sur une distribution uniforme entre 0 et 0,95 de la valeur du  $b_{sat}$  pour chaque événement. Ce type de tirage signifie que toutes les valeurs de  $b_{sat}$  sont équiprobables et donc ces événements peuvent être comparés aux données expérimentales prises en mode *min bias* ;
- détermination du nombre moyen  $m$  de gluons pour chaque  $b_{sat}$  ;
- tirage de nombre de gluons  $N_g$  sur une loi de Poisson autour de la valeur  $m$  ;
- division des événements en classes de multiplicité.

La figure VIII.12 (en haut) montre la distribution du  $b_{sat}$  pour l'ensemble de 100000 événements. Nous remarquons que le nombre d'événements est suffisant pour avoir une distribution équiprobable pour toutes les valeurs de  $b_{sat}$  possibles. La distribution de la multiplicité  $N_g$  de gluons pour cette simulation est représentée sur la figure VIII.12 (en bas). Nous en déduisons que le nombre de gluons varie entre  $\sim 5$  et  $\sim 25$  et que donc nous pouvons essayer d'arranger les événements en fonction de la multiplicité qui sera au final la variable mesurée. Précisons que la normalisation est pour le moment arbitraire et sera définie plus tard.

Pour tester la faisabilité de cette étude, la première vérification consiste à regarder la distribution d'une valeur fixée de multiplicité en fonction de  $b_{sat}$  (figure VIII.13 (en haut)). Nous constatons qu'une valeur fixée de multiplicité donne toute une distribution de  $b_{sat}$ . Ceci correspond à la fluctuation de la multiplicité pour un paramètre d'impact  $b_{sat}$  fixé. Cette figure montre également que les multiplicités moyennes ( $\sim 15$ ) sont favorisées.

Finalement nous divisons les événements en classes de multiplicité en imposant trois classes : B, M et H désignant les multiplicités basse [0-16], moyenne [16-20] et haute [20-25]. Les valeurs limites des classes sont fixées de manière à avoir un nombre comparable d'événement dans chacune de classes. La figure VIII.13 (en bas) présente le nombre d'événements en fonction du paramètre d'impact pour une classe en multiplicité donnée. Nous observons que les événements appartenant à la classe M sont noyés dans les événements des deux autres classes et par conséquent difficilement observable expérimentalement. En revanche, la séparation entre les événements de la classe B et H est plus marquée.

Ce résultat motive notre étude de la multiplicité dans les collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV en ajoutant le paramètre d'impact  $b_{sat}$ . Pour ce faire nous intégrons ce concept dans

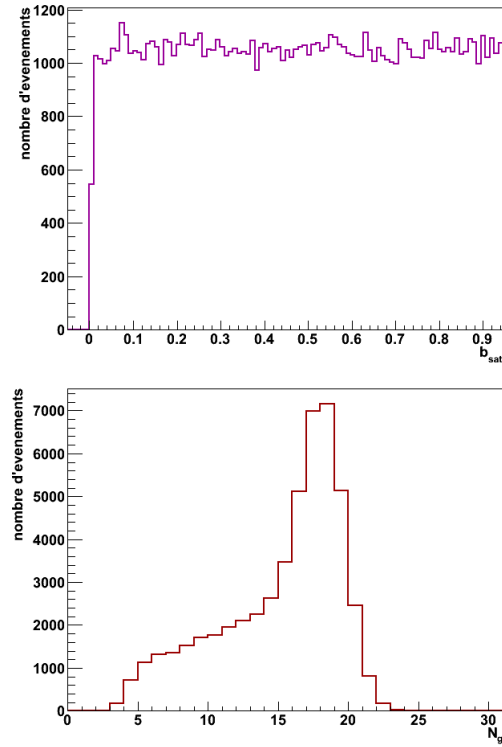


FIG. VIII.12: Distribution du paramètre d'impact  $b_{sat}$  pour l'ensemble des événements (en haut). Multiplicité de gluons  $N_g$  pour les événements générés (en bas).

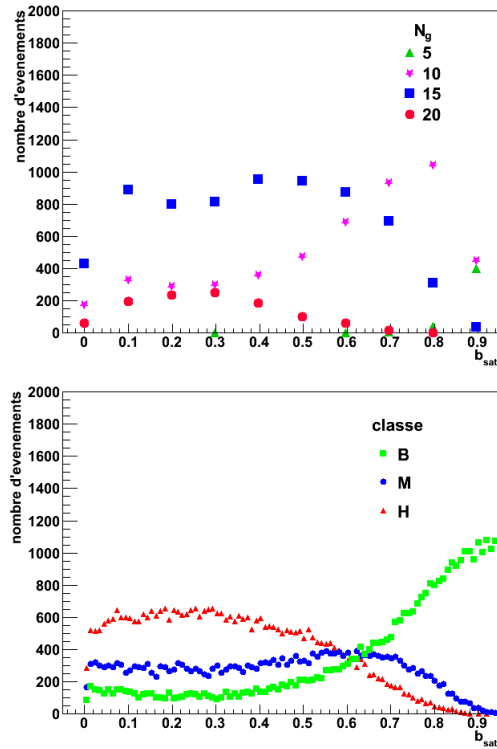


FIG. VIII.13: Variation de la multiplicité de gluons ( $N_g$  fixé) en fonction de  $b_{sat}$  (en haut). Distribution des classes de multiplicité en fonction de  $b_{sat}$  (en bas).

l'infrastructure ALIROOT.

### VIII.3 Introduction des gluons dans l'environnement expérimental

Afin d'étudier les perspectives expérimentales de l'approche CGC dans les collisions p-p, la génération et la fragmentation des gluons en particules chargées a été introduite dans ALIROOT. La reconstruction a ensuite été faite dans le détecteur de multiplicité FMD. Ces étapes sont décrites successivement dans les parties suivantes.

#### VIII.3.1 Génération

Les gluons sont générés dans un domaine en rapidité  $-8 < y < 8$  pour une couverture de  $360^\circ$  ( $180^\circ$ ) en angle azimuthal  $\varphi$  (polaire  $\theta$ ).

Dans un premier temps le nombre de gluons à générer est fixé. La section efficace absolue de production des gluons n'étant pas connue il est nécessaire d'avoir une valeur de départ afin d'effectuer la normalisation des spectres de production. Sachant que le nombre de particules chargées produites est proportionnel au nombre de gluons, la normalisation sera faite, en considérant qu'un gluon donne une particule chargée, à partir du nombre moyen de particules chargées  $n_{ch}^{cent}$  attendu dans la région centrale ( $-0,9 < y < 0,9$ ) en rapidité d'ALICE pour une collision p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV qui est de l'ordre de 70.

Tout d'abord, nous normalisons la région centrale du spectre de gluons générés suivant l'approche CGC à la valeur de  $n_{ch}^{cent}$ . Ensuite en comparant la surface du domaine central à la surface totale de ce spectre nous en déduisons le nombre de particules chargées  $n_{ch}^{tot}$  pour le domaine en rapidité qui nous intéresse ( $-8 < y < 8$ ). Dans notre cas  $n_{ch}^{tot} = 120$ .

En fait le nombre de particules chargées n'est pas égale au nombre de gluons produits, nous devons donc connaître le facteur de conversion d'un gluon en particule chargée. Pour ce faire, une comparaison à mi-rapacité, du nombre de particules chargées reconstruites avec le nombre de gluons primaires que nous avons générés a été effectuée à partir d'une simulation PYTHIA p-p *min bias* à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV. La figure VIII.14 montre la corrélation entre le nombre de gluons primaires et le nombre de particules chargées reconstruites avec le détecteur SPD qui couvre la rapidité centrale (voir III.6). Nous concluons à partir de cette figure que ce facteur est de l'ordre de 75%, ce qui est confirmé théoriquement. Cela veut dire que sur 120 particules chargées produites, 90 proviennent d'un gluon.

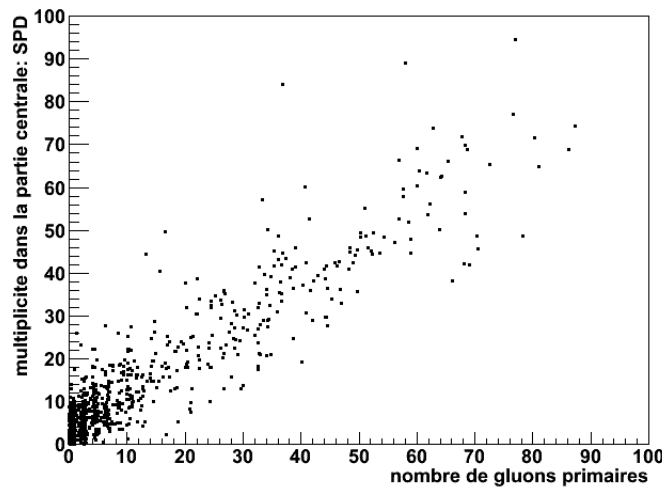


FIG. VIII.14: Corrélation entre le nombre de gluons primaires et le nombre de hadrons chargés dans la région de rapidité centrale.



Finalement une normalisation du nombre  $N_g$  de gluons pour chaque paramètre d'impact  $b_{sat}$  a été réalisée. Pour cela, la valeur intermédiaire  $b_{sat} = 0,5$  a été prise comme référence avec pour valeur  $N_g = 90$ .

Une fois l'étape de normalisation effectuée, la simulation complète peut être réalisée.

### VIII.3.2 Fragmentation

La fragmentation d'un gluon  $g$  en hadron chargé  $h^\pm$  qui emporte une fraction  $z$  de l'impulsion<sup>1</sup> du gluon est réalisée en utilisant la fonction de fragmentation KKP (Kinehl-Kramer-Pötter) [21] qui s'écrit :

$$D_g^{h^\pm}(z, \mu^2) = Nz^\alpha(1-z)^\beta \quad (\text{VIII.5})$$

Les coefficients permettant d'effectuer la paramétrisation sont extraits des données expérimentales provenant des expériences réalisées au LEP1 et au SLAC. Le tableau VIII.1 donne les coefficients que nous avons utilisé pour chaque type de hadron. Ces fonctions

	$N$	$\alpha$	$\beta$	taux de production (%)
$\pi^\pm$	6,04510	-0,71378	2,92133	76,7
$K^\pm$	0,02862	-2,94091	2,73474	19,8
$p / \bar{p}$	0,73953	-0,76986	7,69079	3,5

TAB. VIII.1: Coefficients de la fonction de fragmentation KKP d'un gluon en pion, kaon ou proton.

(figure VIII.15), définies pour  $0,1 < z < 0,8$ , décrivent les données expérimentales avec une précision de l'ordre de 10%. À partir de cette paramétrisation, nous pouvons extraire le taux de production des pions, des kaons et des protons (tableau VIII.1). Après la

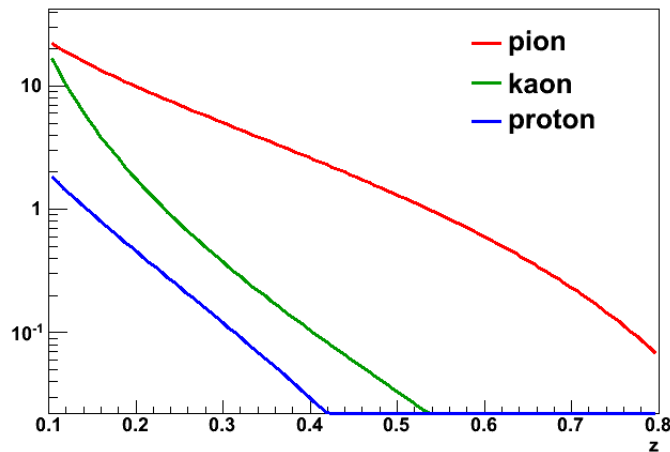


FIG. VIII.15: Fonctions de fragmentation des gluons selon la paramétrisation KKP.

fragmentation des gluons en particules chargées, l'étape suivante a pour but la reconstruction des données simulées dans l'environnement réaliste de l'expérience ALICE en utilisant le détecteur FMD.

<sup>1</sup>Dans l'article d'origine la fraction de l'impulsion gardée par le hadron est noté  $x$ . Nous changeons la notation afin de garder la même notation que dans le chapitre précédent.

### VIII.3.3 Reconstruction de la multiplicité avec le FMD

La procédure de reconstruction de la multiplicité des particules chargées en utilisant le détecteur FMD consiste en :

- analyser la distribution de l'énergie déposée dans les anneaux du FMD ;
- éliminer le *hit sharing* (voir VIII.3.3.2) et compter les particules piste par piste ;
- corriger la multiplicité (bruit de fond, effet de bords du détecteur) ;
- comparer la multiplicité primaire (obtenue dans la simulation) avec la multiplicité reconstruite dans le détecteur.

Dans les paragraphes suivants nous allons illustrer les étapes nécessaires à la reconstruction de la multiplicité des particules chargées. Pour ce faire un échantillon de 1000 événements p-p à 14 TeV de type *min bias* a été généré et l'analyse est présentée ci-dessous.

#### VIII.3.3.1 L'énergie déposée dans le détecteur

Le détecteur FMD possède 51200 pistes de lecture. La détermination de la multiplicité par le FMD repose sur la mesure de l'énergie déposée dans les pistes de lecture. Sur la figure VIII.16 (en haut) est représentée l'énergie perdue par une ou plusieurs particules au minimum d'ionisation (MIP) dans un élément de détection. Une coupure sur l'énergie totale déposée au-dessus d'un seuil approprié permet d'estimer la multiplicité de particules traversant l'élément considéré. Dans le cas des collisions p-p la problématique est plus simple. Nous supposons qu'une piste est frappée par une seule particule. En effet, dans ce cas la densité de particules est faible (cette hypothèse n'est pas valable dans le cas des collisions Pb-Pb). La figure VIII.16 (en bas) montre la distribution de l'énergie perdue, normalisée par l'énergie d'une particule au MIP, par des particules dans les pistes des différents anneaux du FMD (10240 pistes par anneau). Deux pics sont nettement visibles, le premier proche de zéro correspond au piédestal, le deuxième autour de 0,8 correspond à l'énergie déposée par la particule. Ces distributions peuvent être ajustées par une fonction de Landau et nécessitent différentes corrections pour obtenir la multiplicité finale.

#### VIII.3.3.2 *Hit sharing* et comptage de particules

Nous remarquons sur la figure VIII.16 en haut que le signal entre les deux pics (piédestal et physique) n'est pas nul. L'énergie déposée dans cette zone est due à l'effet de partage du signal (*hit sharing*) entre les pistes adjacentes ce qui est illustré sur la figure VIII.17. Lorsqu'une particule chargée traverse le FMD sous un angle différent de  $90^\circ$ , elle peut déposer l'énergie dans plus d'une piste de lecture. Par conséquent, l'énergie déposée dans chaque piste est inférieure à la valeur attendue de l'ordre de 0,8 MIP. La figure VIII.18 montre la distribution de son énergie déposée avant et après élimination de l'effet de *hit sharing*. Afin d'éliminer le *hit sharing* et effectuer le comptage des particules correctement, un algorithme doit être appliqué sur chaque piste du FMD. L'objectif de cet algorithme est de vérifier si la particule a déposé l'énergie dans plusieurs pistes et de reconstruire la valeur totale du signal.

#### VIII.3.3.3 Corrections

##### VIII.3.3.3.1 Effet de bord du détecteur

Les effets de bord sont des effets qui apparaissent aux bords de la couverture en pseudorapidité des anneaux du FMD. Ils se manifestent par une valeur de multiplicité différente (plus petite ou plus grande) par rapport aux valeurs voisines autour des valeurs de pseudorapidités  $\eta = \sim 3, \sim -1,5, \sim 1,5, \sim 2,2$  et  $\sim 5$ . Pendant l'analyse finale de la multiplicité les coupures en pseudorapidité sont appliquées pour chaque anneau du FMD afin d'éliminer ces effets. Le tableau VIII.2 résume les valeurs de coupures en pseudorapidité pour chaque anneau (interne et externe) du FMD.

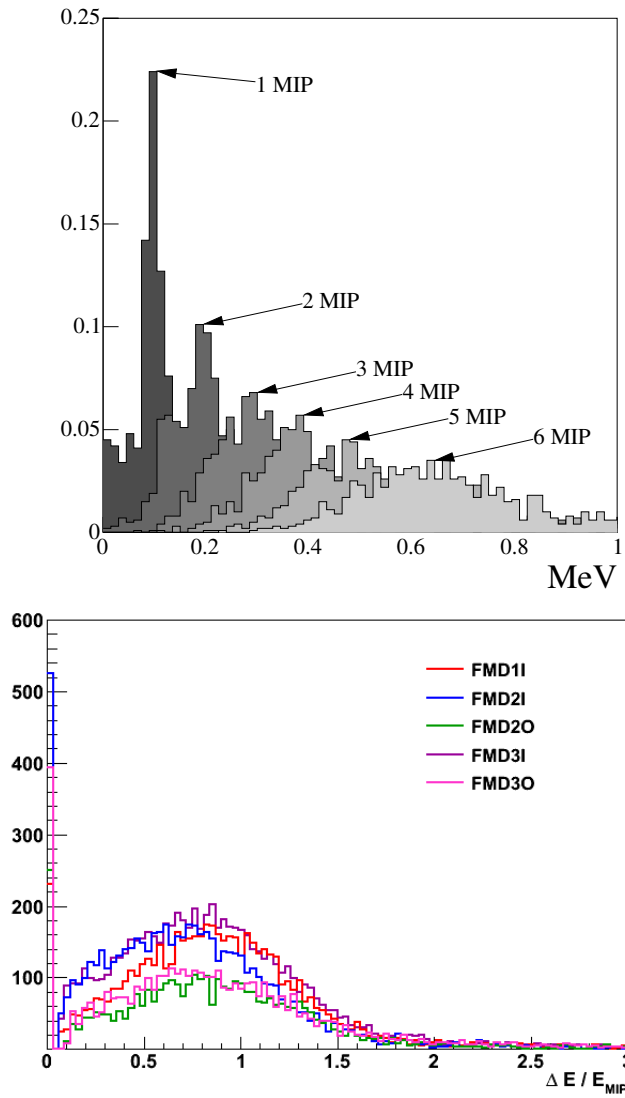


FIG. VIII.16: En haut : distributions typiques de la perte d'énergie pour 1,2,...,6 particules au MIP dans un élément de détecteur. En bas : énergie déposée dans chaque anneau du FMD.

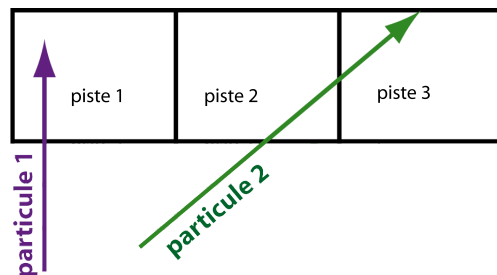
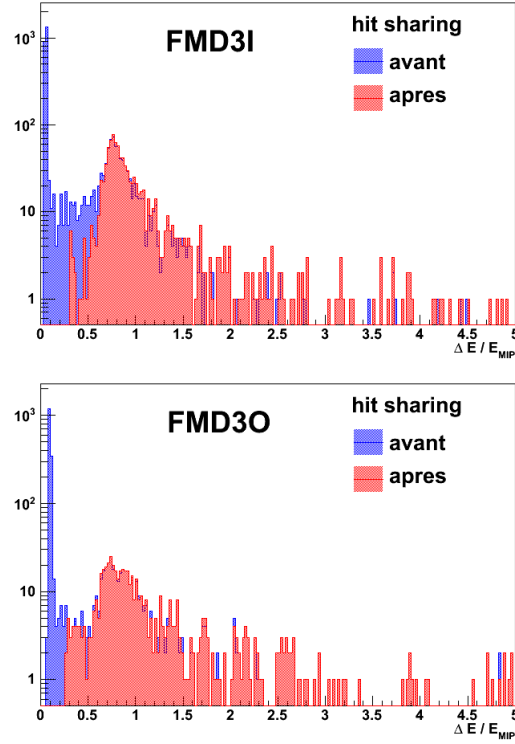


FIG. VIII.17: Illustration du partage du signal (*hit sharing*) entre les pistes adjacentes.

### VIII.3.3.3.2 Bruit de fond

Une fraction importante des particules détectées par le FMD constitue le bruit de fond qui doit être rejeté afin d'obtenir la multiplicité des particules primaires produites pendant la collision. Les composantes principales de ce bruit de fond sont : les particules


 FIG. VIII.18: Signal détecté par le FMD3 (I et O) après élimination du *hit sharing*.

	$\eta_{low}$	$\eta_{high}$
FMD1I	3,7	5
FMD2I	2,3	3,65
FMD2O	1,75	2,2
FMD3I	-2,3	-1,75
FMD3O	-3,3	-2,3

TAB. VIII.2: Coupures en pseudorapidité pour chaque anneau du FMD appliquées pour enlever les effets de bord du détecteur.

venant des décroissances et les particules produites dans les interactions avec les autres sous-détecteurs d'ALICE comme l'ITS, le T0 ou le tube de faisceau. La figure VIII.19 montre les particules primaires ainsi que les particules secondaires (bruit de fond) produites dans les différents détecteurs d'ALICE. Nous constatons sur cette figure que les interactions dans l'ITS et le tube du faisceau sont à l'origine d'un nombre important de particules secondaires. Nous concluons que le bruit de fond est très important dans le cas du FMD. Il est donc nécessaire de corriger la multiplicité afin d'avoir la multiplicité des particules primaires. Comme le détecteur ALICE n'est pas symétrique dans la direction azimutale cette correction doit être faite en fonction des deux variables  $\Delta\eta$  et  $\Delta\phi$ . La correction de la multiplicité est effectuée à partir des *hits* dans le FMD. Pour corriger les données, nous supposons que pour un grand nombre d'événements, le rapport entre les particules primaires et la somme des particules primaires et secondaires est constant dans un petit intervalle de  $\Delta\eta$  et  $\Delta\phi$ . Le coefficient de correction est obtenu en comparant la multiplicité des particules chargées primaires avec la distribution des *hits* obtenus dans la simulation. Pour chaque tranche en  $(\Delta\eta, \Delta\phi)$  ce coefficient est calculé à partir de l'équation :

$$Correction_{\Delta\eta\Delta\phi} = \frac{N_{\Delta\eta\Delta\phi}^{hits}}{N_{\Delta\eta\Delta\phi}^{primaires}} \quad (\text{VIII.6})$$

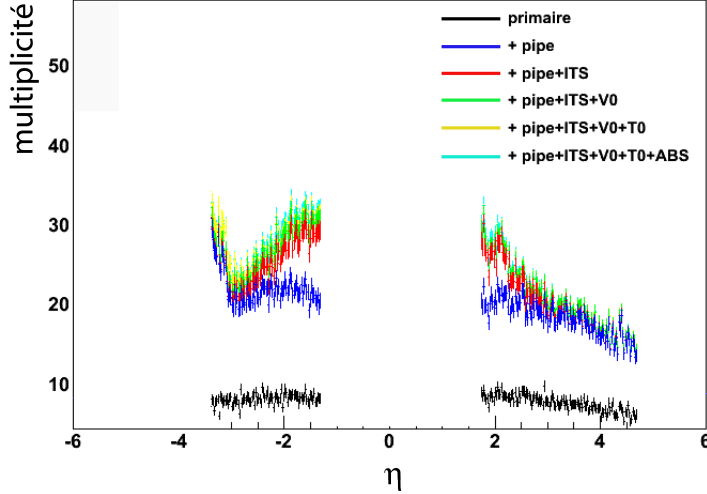


FIG. VIII.19: Différentes composantes du bruit de fond du FMD.

Ensuite cette correction est appliquée sur les données brutes :

$$Données_{corrigées\Delta\eta\Delta\phi} = \frac{Données_{brutes\Delta\eta\Delta\phi}}{Correction_{\Delta\eta\Delta\phi}} \quad (\text{VIII.7})$$

Afin d'éviter les corrélations entre les données et les coefficients de correction, les corrections doivent être générées dans une simulation dédiée. Pour corriger les données nous avons générés  $10^6$  événements p-p de type *min bias* à partir desquels nous avons extrait les coefficients de correction.

#### VIII.3.3.4 Multiplicité corrigée

Après avoir appliqué la correction des effets de bord du détecteur et du bruit de fond, la « vraie » multiplicité peut être reconstruite. La figure VIII.20 donne la multiplicité primaire (générée) et reconstruite des particules chargées pour un échantillon de 1000 événements p-p à 14 TeV. Ces résultats sont en accord avec les prédictions théoriques.

### VIII.3.4 Résultats

Dans cette section nous comparons la multiplicité des particules chargées pour les collisions p-p *min bias* à  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV obtenue, d'une part avec le générateur PYTHIA et d'autre part avec l'approche CGC.

La figure VIII.21 montre la distribution  $dN/d\eta$  des particules chargées générées par les deux approches. Il est visible sur cette figure, que la multiplicité des particules chargées obtenue avec l'approche CGC, compte tenu de la normalisation effectuée, est plus importante que celle obtenue avec PYTHIA.

La multiplicité des particules chargées par événement, reconstruite avec le détecteur FMD est présentée sur la figure VIII.22. Nous remarquons que, dans les deux cas, cette multiplicité est de l'ordre de 5 à 6 particules chargées. La différence notable est que dans l'approche CGC des fluctuations existent autour de cette valeur. Ces fluctuations importantes seront facilement observables expérimentalement et devraient permettre d'avoir un premier indice sur la formation éventuelle du CGC dans le proton.

Nous avons voulu également vérifier si le fait de sélectionner les événements par classe de multiplicité en particules chargées permettait toujours de faire une sélection de la centralité de la collision p-p. Compte tenu de la multiplicité réduite dans le FMD, la multiplicité a été prise pour  $-8 < y < 8$ . Pour ce faire nous avons procédé comme dans l'analyse décrite dans la partie VIII.2.3 en faisant des classes en multiplicité : bas [0-70], moyen

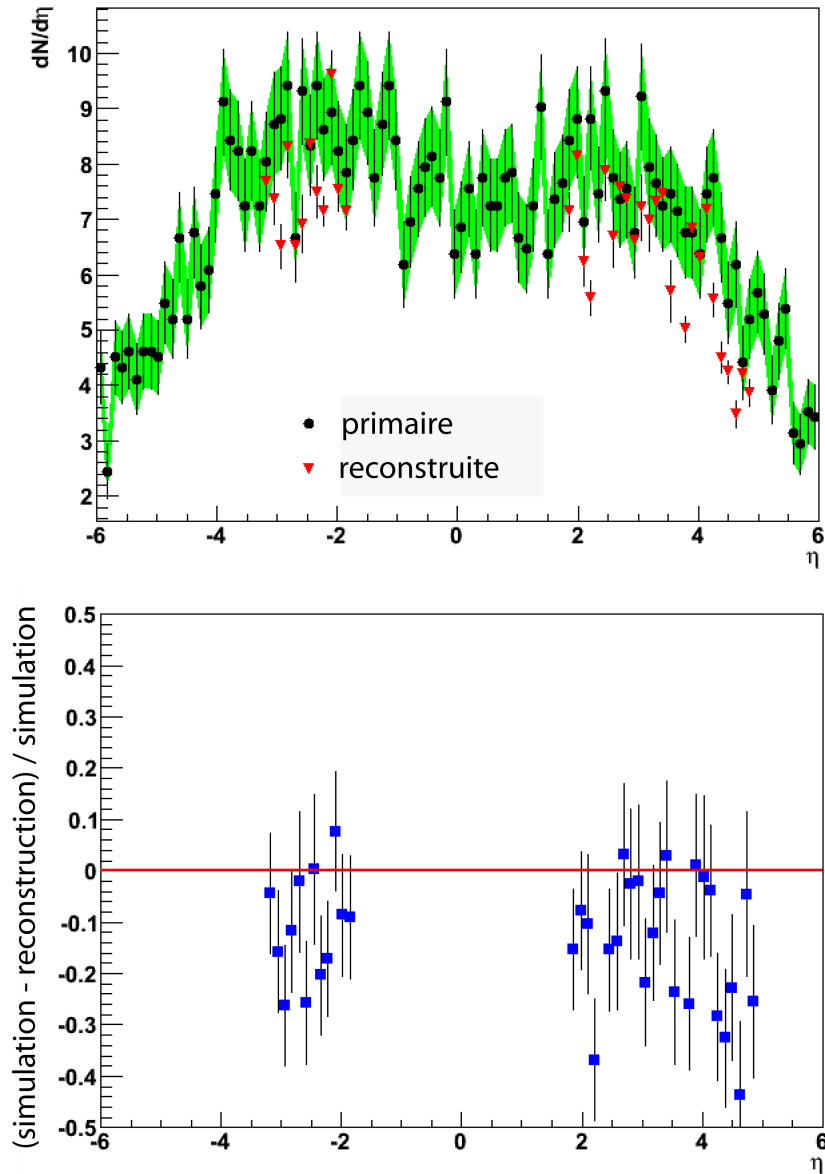


FIG. VIII.20: Distribution des multiplicités primaires et reconstruites (en haut). Variation en % entre ces deux distributions.

[70-95], haut [95-150]. Le résultat présenté sur la figure VIII.23 montre qu'il serait envisageable de faire une sélection des événements suivant deux classes de centralité. Une fois cette sélection effectuée, il serait possible de comparer aux prédictions théoriques ces deux domaines de centralités.

## VIII.4 Conclusions

Nous avons étudié la multiplicité des particules chargées dans les collisions p-p en utilisant deux approches : PYTHIA et CGC. Dans le cas de l'approche CGC, nous avons traité les collisions p-p de la même façon que les collisions noyau-noyau, en introduisant la notion de « paramètre d'impact ». Les résultats obtenus montrent que la multiplicité des particules chargées est plus élevée dans l'approche CGC, ce qui est cohérent avec les prédictions théoriques montrées sur la figure VIII.2. De plus dans cette approche, les fluctuations de la multiplicité, observées dans le FMD sont beaucoup plus importantes.

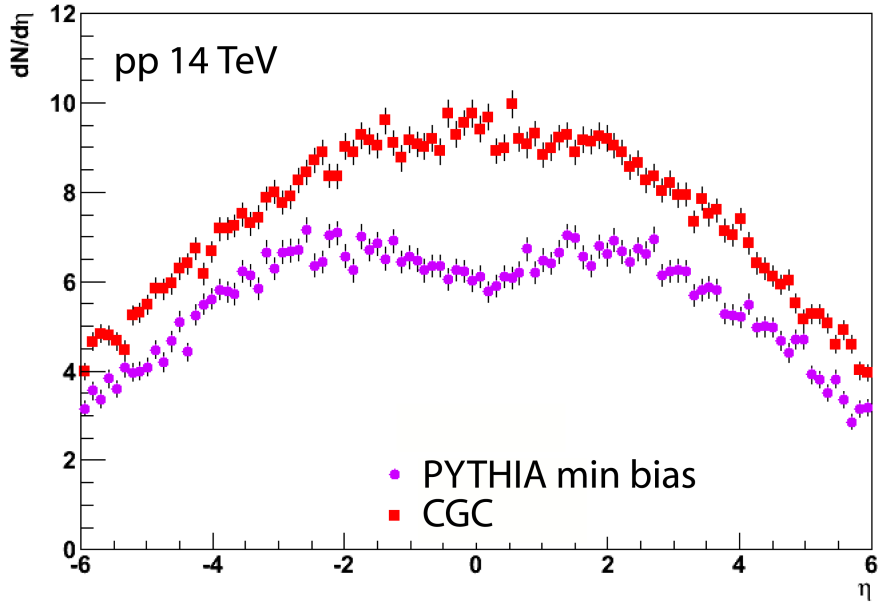


FIG. VIII.21: Distribution  $dN/d\eta$  des particules chargées générées dans les collisions p-p de type *min bias* par le générateur PYTHIA et dans l'approche CGC.

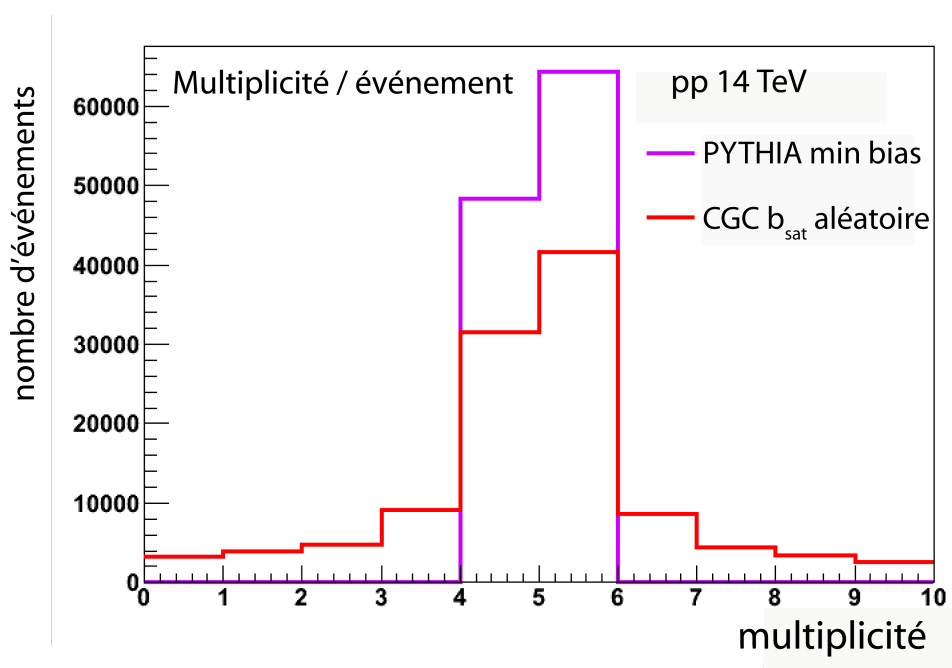


FIG. VIII.22: Multiplicité par événement pour les collisions p-p reconstruite à l'aide du détecteur FMD.

Nous avons également mis en évidence qu'il est possible de diviser les événements en classes de multiplicité. Ceci devrait permettre par exemple d'étudier les taux de production du  $J/\psi$  dans ces deux classes de centralités et de les comparer aux prédictions théoriques. Il pourrait être éventuellement envisageable d'affiner l'étude en fonction de l'impulsion transverse.

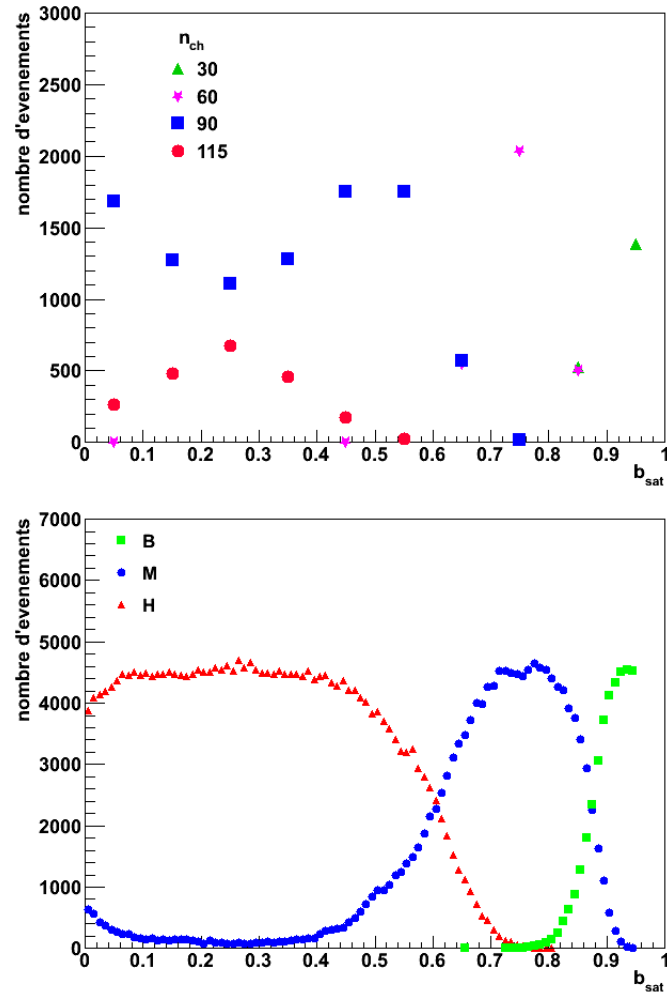


FIG. VIII.23: Distribution de  $b_{sat}$  pour une multiplicité des particules chargés donnée (en haut). Division des événements par classes de multiplicité en fonction de  $b_{sat}$  (en bas).





---

## Bibliographie

---

- [1] J. Baines and al. Heavy Quarks : Summary Report. *arXiv :hep-ph/0601164v2*, 2006.
- [2] J. Pumplin, A. Belyaev, J. Huston, D. Stump, and W.K. Tung. Parton Distributions and the Strong Coupling Strength : CTEQ6AB PDFs. *JHEP0602 :032 ; arXiv :hep-ph/0512167v4*, 2006.
- [3] M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridol. *Nucl. Phys. B* 373, 295, 1992.
- [4] ALICE Collaboration. Physics Performance Report (Vol. II). *J. of Physics G : Nucl. Part. Phys.* 32, 1295, 2006.
- [5] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, and P.V. Ruuskanen. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl.Phys. B*535, 351-371 ; *arXiv :hep-ph/9802350v1*, 1998.
- [6] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, and C.A. Salgado. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur.Phys.J. C*9, 61-68 ; *arXiv :hep-ph/9807297v1*, 1999.
- [7] C. A. Salgado K. J. Eskola, H. Paukkunen. An improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *JHEP* 0807 :102 ; *arXiv :0802.0139v2*, 2008.
- [8] H.L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, F. Olness, J. Owens, D. Soper, W.K. Tung, and H. Weerts. Improved Parton Distributions from Global Analysis of Recent Deep Inelastic Scattering and Inclusive Jet Data. *Phys.Rev.D*55 :1280-1296 ; *hep-ph/9606399*, 1997.
- [9] B. Andersson et al. *Phys. Rep.* 97C, 31, 1983.
- [10] E. Norrbin and T. Sjostrand. Production and hadronization of heavy quarks. *Eur. Phys. JC*, 17 :137, 2000.
- [11] E. Norrbin and T. Sjöstrand. Production and Hadronization of Heavy Quarks. *Eur.Phys.J.C*17 :137-161 ; *arXiv :hep-ph/0005110v1*, 2000.
- [12] C.Peterson, D.Schlatter, I.Smith, and P.M.Zerwas. Scaling violation in inclusive  $e^+e^-$  annihilation spectra. *Phys. Rev. D*, 27 :105, 1983.
- [13] N. Carrer and A. Dainese. Charm and beauty production at LHC. *ALICE-INT-2003-019 ; arXiv :hep-ph/0311225v1*, 2003.
- [14] L. Manceau et al. Performances of the ALICE muon spectrometer for the measurement of the B-hadron and D-hadron production cross sections in p-p collisions at  $\sqrt{s} = 14$  TeV. *to publish*, 2009.
- [15] D. Kharzeev, E. Levin, M. Nardi, and K. Tuchin.  $J/\Psi$  production in heavy ion collisions and gluon saturation. *TAUP-2883-08, RBRC-752 ; arXiv :0809.2933v2 [hep-ph]*, 2008.
- [16] ALICE Collaboration. Physics Performance Report of ALICE (Vol. I). *J. of Physics G : Nucl. Part. Phys.* 30, 1517, 2004.

- [17] PHOBOS Collaboration : B.B.Back et al. The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC. *Nucl.Phys.A757* :28-101,2005 ; *arXiv :nucl-ex/0410022v2*, 2004.
- [18] Dmitri Kharzeev, Eugene Levin, and Marzia Nardi. Color Glass Condensate at the LHC : hadron multiplicities in pp, pA and AA collisions. *Nucl.Phys. A747 (2005)* 609-629 ; *arXiv :hep-ph/0408050v1*, 2004.
- [19] D. Kharzeev and E. Levin. Manifestations of high density QCD in the first RHIC data. *Phys.Lett.B523* :79-87,2001 ; *arXiv :nucl-th/0108006v3*, 2001.
- [20] D. Kharzeev, E. Levin, and M. Nardi. Color Glass Condensate at the LHC : Hadron multiplicities in pp, pA and AA collisions. *Nucl. Phys. A 747, 609-629* ; *hep-ph/0408050*, 2005.
- [21] B.A. Kniehl, G. Kramer, and B. Potter. Testing the universality of fragmentation functions. *Nucl. Phys. B 597, 337-369*, 2001.

## IX

---

# Conclusion générale

---

Cette thèse effectuée au sein du group ALICE de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) a été partagée en deux thématiques.

La première partie a porté sur l'installation et la préparation du spectromètre à muons d'ALICE en vue des premières prises des données. Une partie de ce travail a consisté à mettre au point la procédure de test et de calibration des cartes MANU qui sont les composants principaux de l'électronique frontale du système de trajectographie du spectromètre à muons. Pour ce faire, un banc de test industriel permettant la mesure des grandeurs caractéristiques (piédestal, bruit, gain, capacité de calibration) a été fabriqué par l'équipe de l'IPNO. Ces mesures ont permis de vérifier le bon fonctionnement des cartes MANU et de les caractériser. En effet, elles ont une influence sur les performances du détecteur comme, par exemple, la résolution en masse. Ces grandeurs devront donc faire l'objet d'un suivi régulier durant toute la vie de l'expérience.

Toutes ces informations, caractérisant plus d'un million de voies électroniques, ont été archivées sous la forme d'un fichier constituant un point de référence pour la surveillance de l'électronique du spectromètre à muons. Le groupe d'Orsay avait aussi la charge de la construction de la station 1 du système de trajectographie composée de 8 chambres à fils à cathodes segmentées (quadrants). Une fois les composants électroniques vérifiés et installés sur les quadrants, nous avons effectué une série de tests sur un banc de test cosmiques conçu à Orsay. Cela nous a permis de tester la réponse du détecteur, le fonctionnement de toute l'électronique de la chaîne d'acquisition finale ainsi que l'algorithme de reconstruction. Ces tests ont conduit à la conclusion que les quadrants de la station 1 du système de trajectographie du spectromètre à muons fonctionnaient correctement et donc pouvaient être envoyés au CERN afin d'être intégrés dans le détecteur ALICE. Une fois livrés au CERN nous avons réalisés quelques tests de base afin de vérifier si les quadrants n'ont pas été endommagés pendant le transport. Finalement les détecteurs ont été assemblés et testés dans des conditions réalistes. Cela a conduit à la conclusion que la station 1 du spectromètre à muons était prête à enregistrer les premières données physiques.

La deuxième partie de ce travail a été une étude concernant le Color Glass Condensate (CGC). Je tiens à souligner que ce travail a été réalisé en collaboration avec François Gelis, théoricien à l'Institut de Physique Théorique CEA/DSM/Saclay. Le CGC offre une nouvelle description de l'état initial de la collision dont l'empreinte a été observé dans les récents résultats du RHIC. Aux énergies du LHC, il est prédit que le CGC soit particulièrement bien adapté pour décrire l'état initial de la collision. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'étudier ce sujet avec le détecteur ALICE. Nous avons exploré deux voies afin de mettre en évidence son influence sur l'état final de la collision. Dans un premier temps nous avons étudié la production des saveurs lourdes (charme et beauté) dans les collisions p-p et Pb-p via l'observation des muons dans le spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Nous avons montré que le CGC modifie considérablement les spectres cinématiques des hadrons et des muons. Nous avons également étudié l'influence de la fonction de fragmentation des quarks sur les spectres des

hadrons et des muons. Cette étude a conduit à la conclusion que la cinématique des hadrons et des muons est fortement affectée par la fonction de fragmentation utilisée. Les spectres en muons reconstruits dans l'acceptance du spectromètre à muons ont montré que les modifications dues à l'existence du CGC seront difficilement observables à cause des nombreuses contraintes expérimentales.

Nous nous sommes également intéressés à la production des quarks lourds dans les différents systèmes (p-p, Pb-p et Pb-Pb) en considérant deux paramétrisations pour les effets de *shadowing*. Nous avons observé que ces effets, très importants aux énergies du LHC, sont beaucoup plus marqués dans le domaine des grandes rapidités. Les sections efficaces de production des saveurs lourdes sont modifiées selon la paramétrisation utilisée. Cette mesure qui est une des priorités du programme physique du LHC permettra de clarifier la situation sur les mécanismes de production des quarks lourds.

Après avoir constaté l'influence importante du CGC sur les résultats physiques attendus nous avons tenté une étude novatrice des collisions p-p. Nous avons cherché à proposer une nouvelle observable permettant de mettre en relief les effets de saturation dans le proton qui seraient observables pour la première fois aux énergies du LHC. Pour ce faire, nous avons proposé d'étudier les collisions proton-proton dans l'approche CGC en introduisant le paramètre caractéristique des collisions noyau-noyau : le paramètre d'impact. Ce paramètre d'impact relié directement à l'échelle de saturation permet d'estimer la modification dans la production des particules due à l'éventuelle création du CGC. Nous avons constaté que la multiplicité des particules chargées est affectée par l'introduction des effets de saturation, ce qui pourra être testé avec les premières prises des données.

Le LHC permettra sans nul doute une étude passionnante de cette nouvelle physique jamais explorée auparavant !

# Appendices



# A

---

## Mesures effectuées sur le banc de test à Orsay

---

### A.1 Taux de comptage en coïncidence du banc de test cosmique

Le tableau A.1 présente les taux de comptage par minute mesuré pour différentes combinaisons des scintillateurs sur les deux plans haut (H) et bas (B).

	H1	H2	H3	H4	H5	H6	$\Sigma$	6x6
B1	64	71	67	43	40	37	322	
B2	43	48	77	47	58	38	311	
B3	47	51	78	52	50	40	318	
B4	46	58	80	49	76	45	354	
B5	37	44	50	61	45	51	288	
B6	33	40	53	48	66	64	304	
$\Sigma$	270	312	405	300	335	275	1897	
6x6								1634

TAB. A.1: Taux de comptage en coïncidence des cosmiques par minute mesuré avec le filtre de 10 cm de fer.

### A.2 Étude du gain et de la multiplicité en fonction de la haute tension

Les tableaux A.2 et A.3 présentent respectivement l'évolution du nombre de pads constituant les *clusters* et l'évolution du MPV (en canaux ADC) de l'ajustement par une Landau du signal collecté en fonction de la haute tension appliquée.

nombre de pads bending	nombre de pads non-bending	1600 (V)	1650 (V)	1700 (V)
4	4	<b>534</b>	<b>450</b>	218
4	5	<b>291</b>	227	152
5	5	<b>321</b>	<b>402</b>	368
5	6	224	316	335
6	5	164	360	401
6	6	248	<b>447</b>	<b>643</b>
6	7	113	219	367
7	6	113	236	<b>513</b>
8	6	56	170	<b>409</b>
8	7	20	52	167

TAB. A.2: Évolution de la multiplicité des *clusters* en fonction de la haute tension appliquée.



quadrant	tension (V)	n° du run	MPV (ADC) bending	MPV (ADC) non-bending
1	1600	300	107,8	144,1
	1700	305	442,8	485,6
2	1600	807	143,5	152
	1650	818	239,8	249,9
	1700	819	417,8	447,9
3	1650	652	404,6	371,3
	1700	655	790,2	667,8
4	1600	520	196,8	217
	1650	521	328,7	367,2
	1700	523	666,7	729,2
5	1600	741	178,4	173,3
	1650	744	319,6	318,1
	1700	746	631,8	622
6	1600	592	355,6	352,1
	1650	593	664,4	653,8
	1700	606	1631	1522
7	1600	836	158,3	150,2
	1650	845	262,2	245,3
	1700	888	504,8	456,2
8	1600	407	177	185,6
	1650	440	320	326
	1700	422	611,7	636,9

TAB. A.3: Évolution des valeurs MPV (en canaux ADC) de la charge d'un *cluster* sur le plan *bending* et *non-bending* en fonction de la haute tension appliquée.

## B

---

# Facteur de modification nucléaire dans les collisions Pb-Pb pour $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV

---

Le tableau B.1 donne la section efficace  $\sigma_{PbPb}^{c/b}$  et le facteur de *shadowing*  $C_{shadowing}^q$  ( $q = c$  ou  $b$ ) dans les collisions Pb-Pb. Nous notons que dans le cas de collisions Pb-Pb (et pour EPS08) la section efficace totale de la production du charme / beauté diminue de  $\sim 49\%$  /  $20\%$  par rapport aux collisions p-p. Le facteur de modification nucléaire est plus petit dans le cas de la paramétrisation EPS08, il est réduit de  $\sim 33\%$  /  $17\%$  pour  $c$  /  $b$ . L'évolution de ce facteur en fonction de l'impulsion transverse est montrée sur la figure B.2. Dans le cas de la beauté, la suppression est visible jusqu'à  $p_T \sim 9$  GeV pour les deux paramétrisations. Pour le charme, cette suppression va jusqu'à  $p_T$  de l'ordre de 7 GeV dans le cas de la paramétrisation EKS98. Dans le cas de EPS08 la suppression est étendue jusqu'à  $p_T \sim 12$  GeV.

	$\sigma_{PbPb}^{charme}$ (mb)	$\sigma_{PbPb}^{beauté}$ (mb)	$C_{shadowing}^{charme}$	$C_{shadowing}^{beauté}$
valeur moyenne (CTEQ5M1+MRSTHO)+eks98	4,3	0,18	0,65	0,86
CTEQ6M+eps08	2,9	0,13	0,50	0,72

TAB. B.1: Section efficace de production du charme et de la beauté dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV.

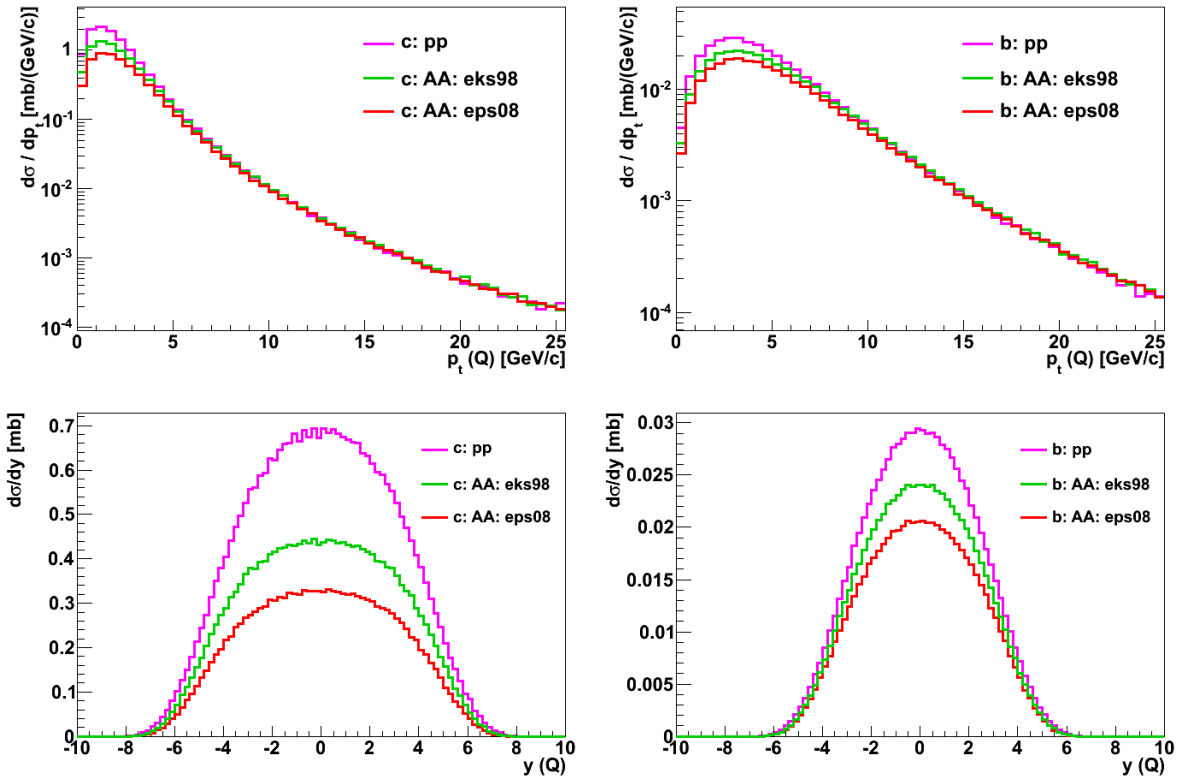


FIG. B.1: Production de la beauté dans les collisions p-A (en haut) et A-A (en bas) en fonction du  $p_T$ .

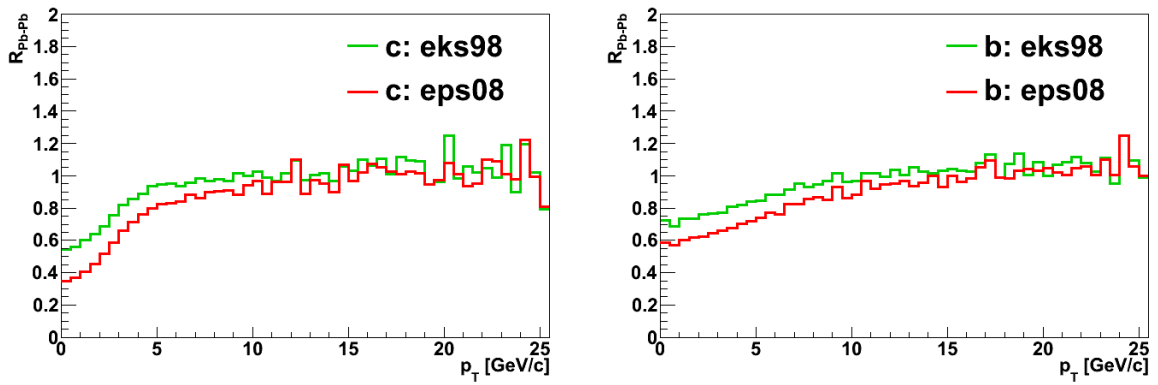


FIG. B.2: Facteur de modification nucléaire du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) en fonction du moment transverse  $p_T$  dans les collisions Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$ .

---

## Table des figures

---

I.1	Constituants élémentaires du Modèle Standard. Les lignes représentent les interactions permises. . . . .	5
I.2	Constantes de couplages en fonction de l'énergie [1] : les constantes de couplage de $SU(3)_C$ et de $SU(2)_L$ ( $\alpha_3$ et $\alpha_2$ ) diminuent quand l'énergie augmente, tandis que la constante de couplage de $U(1)_Y$ ( $\alpha_1$ ) augmente. À gauche : les extrapolations des mesures réalisées au LEP ne convergent pas à haute énergie dans le cadre du Modèle Standard. À droite : elles convergent en incluant des modèles supersymétriques à grande énergie. . . . .	6
I.3	Évolution de la constante de couplage $\alpha_s$ en fonction de l'échelle d'énergie. Les courbes montrent les valeurs prédites par la théorie et les points représentent les mesures expérimentales. . . . .	8
I.4	Fluctuations fermioniques. . . . .	9
I.5	Fluctuations gluoniques. . . . .	9
I.6	Vue schématique de la matière hadronique ordinaire (à gauche) et de la matière dans un état déconfiné PQG (à droite). . . . .	9
I.7	Densité d'énergie du système $\frac{\epsilon}{T^4}$ en fonction de la température $T$ pour différentes compositions du PQG : 2 quarks légers (en rouge), 3 quarks légers (en bleu), 2 quarks légers + un quark lourd (en vert). Les flèches correspondent à la loi de Stefan-Boltzmann dans un PQG idéal sans interaction entre les constituants [20]. . . . .	13
I.8	Diagramme de phase de la matière nucléaire. La limite de transition entre la phase hadronique et le PQG est calculée par la QCD sur réseau pour un potentiel chimique baryonique non nul. La limite entre un crossover et une transition du premier ordre se traduit par l'existence d'un point critique de second ordre nommé <i>endpoint</i> [21]. . . . .	13
I.9	Évolution du potentiel inter-quarks en fonction de la température sur le réseau. À courte distance le potentiel est normalisé au potentiel de Cornell : $V(r) = -\alpha/r + r\sigma$ avec $\alpha = 0,25 \pm 0,05$ [22]. . . . .	15
I.10	Diagramme de phase de la matière nucléaire. . . . .	15
I.11	Caractéristiques du PQG : évolution de la pression (à gauche) et du terme d'interaction (à droite) [23]. . . . .	16
I.12	Definition du système de coordonnées globales : $z$ est l'axe du faisceau, $p_T$ le moment transverse, $\theta$ l'angle polaire et $\varphi$ l'angle azimuthal. . . . .	17
I.13	Énergie transverse par unité de pseudorapidité $\frac{dE_T}{d\eta} _{\eta=0}$ et densité d'énergie correspondante $\epsilon_{B,J}$ calculée pour les collisions d'ions lourds les plus centrales réalisées à différents énergies $\sqrt{s_{NN}}$ disponibles dans les différents accélérateurs/collisionneurs. L'ajustement représenté sur la figure contient une dépendance logarithmique en $\sqrt{s_{NN}}$ [26]. . . . .	19
I.14	Vue schématique de la géométrie d'une interaction entre deux ions lourds ultra-relativistes : (A) avant la collision et (B) après la collision. . . . .	19
I.15	Vu dans le plan transverse d'une collision noyau-noyau à un paramètre d'impact $\vec{b}$ donné. . . . .	20

I.16	Illustration d'une collision caractérisée par la transparence nulle. . . . .	21
I.17	Illustration d'une collision avec un pouvoir d'arrêt nul. . . . .	22
I.18	Distributions en rapidité de la densité nette de protons mesurées à l'AGS (Au-Au à 5 GeV), au SPS (Pb-Pb à 17 GeV) et au RHIC (Au-Au à 200 GeV) lors des collisions les plus centrales [33]. . . . .	23
I.19	Rapports anti-hadrons/hadrons : $\pi^-/\pi^+$ , $K^-/K^+$ et $\bar{p}/p$ en fonction de la rapidité pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [36]. . . . .	23
I.20	Évolution spatio-temporelle d'une collision de deux noyaux lourds ultra-relativistes. . . . .	24
I.21	Dépendance en impulsion transverse $p_T$ (ou en fraction d'impulsion transverse $x_T$ ) de la production inclusive de hadrons chargés, mesurée à mi-rapacité par diverses expériences à différentes valeurs de $\sqrt{s}$ dans les collisions p-p [39]. . . . .	26
I.22	Taux de production total de particules chargées normalisé par le nombre de paires de nucléons participants $N_{ch} / \langle N_{part} / 2 \rangle$ dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 62,4, 130$ et 200 GeV en fonction du nombre de nucléons participants $N_{part}$ . $N_{ch}$ est obtenu par une extrapolation sur tout l'angle solide des mesures réalisées par PHOBOS. Le taux de production total en collisions $p(\bar{p})-p$ aux mêmes énergies est également représenté [43].	27
I.23	Taux de production d'électrons non-photoniques mesurés dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, normalisé par le nombre $N_{coll}$ de collisions binaires nucléon-nucléon en fonction de $N_{coll}$ (cercle pleins). Le taux de production total normalisé par $N_{coll}$ est indiqué en carré plein. La croix indique le taux de production dans les collisions p-p à la même énergie [39].	28
I.24	Multiplicité de particules chargées en fonction de l'énergie incidente pour les collisions p-p et A-A. Les données p-p (UA5 et CDF) sont ajustées par une fonction logarithmique représentée en trait plein. Les données A-A sont ajustées par : une fonction logarithmique (trait pointillé), une loi de puissance (tirets longs) et une loi linéaire (tirets courts) [22]. . . . .	28
I.25	Masse invariante du méson $\rho$ mesurée par la collaboration NA60. Les données expérimentales sont comparées avec les différents modèles théoriques tenant compte de la restauration de la symétrie chirale [44]. . . . .	30
I.26	Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres et les hadrons chargés dans les collisions d-Au et Au-Au centrales pour $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesuré par l'expérience STAR au RHIC [55]. . . . .	31
I.27	Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres, les $\eta$ et les photons directs dans les collisions Au-Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesuré par l'expérience PHENIX au RHIC. La courbe correspond à un modèle théorique basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy, Levai, Vitev) [56] [57]. . . . .	32
I.28	Corrélation azimutale des hadrons de haut $p_T$ mesurée par l'expérience STAR au RHIC dans les collisions p-p (ligne continue), centrales d-Au (ronds) et centrales Au-Au (étoiles) [55]. . . . .	33
I.29	Diagramme de production d'un $J/\psi$ dans le modèle de l'octet de couleur [65]. . . . .	35
I.30	Production du $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse mesurée au Tevatron et comparée à différents modèles théoriques [69]. . . . .	36
I.31	Suppression normale et anormale du $J/\psi$ en fonction de la longueur de la matière traversée [71]. Les courbes ont été normalisées aux résultats obtenus à 158 GeV/nucléon. . . . .	37
I.32	Taux de production du $J/\psi$ mesuré et normalisé par la suppression normale en fonction de nombre de participants (à gauche) et en fonction de la densité d'énergie (à droite) [72]. . . . .	37

I.33	Suppression du $J/\psi$ en fonction du nombre de nucléons participants mesurée à rapidité centrale et à l'avant par l'expérience PHENIX (en haut). Le rapport entre la suppression à rapidité à l'avant et à rapidité centrale est aussi donné [74]. . . . .	38
I.34	Dissociation des résonances de la famille de $J/\psi$ en fonction de la température [72] . . . . .	39
I.35	Suppression séquentielle des résonances de la famille du $J/\psi$ . Les spectres indiquent les probabilités de survie des états liés en fonction de la densité d'énergie [76]. . . . .	40
I.36	Probabilité de survie du $J/\psi$ extrapolée au LHC pour deux scénarii : augmentation par recombinaison (en rouge) et suppression séquentielle (en bleu) [72]. . . . .	41
II.1	Diffusion profondément inélastique entre un lepton chargé et un hadron. . . . .	48
II.2	Diffusion d'un lepton sur un parton d'impulsion $p = xP$ . . . . .	49
II.3	Illustration du théorème de factorisation permettant la séparation de la section efficace en une partie liée à l'interaction dure et une partie non perturbative universelle. . . . .	50
II.4	Fonction de structure $F_2$ en fonction de $Q^2$ pour différents $x$ . Pour plus de lisibilité les valeurs pour différents $x$ sont décalées verticalement les unes par rapport aux autres. . . . .	51
II.5	Représentation de la brisure de l'invariance d'échelle introduite par QCD : en augmentant la virtualité du boson échangé, les structures de plus en plus petites dans le proton sont observées. . . . .	52
II.6	Illustration de l'interaction d'un photon virtuel avec un gluon d'ordre $n$ venant de la cascade d'émission. . . . .	54
II.7	Distribution de gluons $xg(x, Q^2)$ en fonction de $x$ pour différents $Q^2$ . Une augmentation de $xg(x, Q^2)$ est observée à petit $x$ [16]. . . . .	55
II.8	Diagramme de phase de QCD dans le plan $(\log(Q^2), \log(1/x))$ (en haut) avec les domaines de saturation pour le proton et le plomb modélisés par des lignes en tirets. En bas est représentée l'évolution de la densité de gluons en fonction de $k_t$ pour une valeur de $x$ fixée. . . . .	56
II.9	Section efficace de diffusion d'un photon virtuel sur un proton pour des $x \leq 0,01$ en fonction de la variable $\tau$ [33]. . . . .	58
II.10	Interaction d'un photon virtuel avec un noyau dans le cadre du modèle de dipôle. . . . .	58
II.11	Facteur de modification nucléaire mesuré dans les collisions d-Au pour la production de hadrons chargés pour les pseudorapidités $\eta = 0, 1, 2, 2$ et $3, 2$ . Les spectres pour $\eta = 2, 2$ et $3, 2$ présentent uniquement les hadrons négatifs $h^-$ [40]. . . . .	60
II.12	Evolution du facteur de modification nucléaire $R_{cp}(p_T)$ en fonction de la pseudorapidité pour deux centralités de collision distinctes [40]. . . . .	60
II.13	Distributions des particules chargées en collision Au-Au mesurées par PHOBOS en fonction de $\eta' = \eta - y_{\text{faisciau}}$ . [47]. . . . .	61
III.1	Complexe d'accélérateurs du CERN. . . . .	70
III.2	Séquence d'accélération des noyaux de plomb. . . . .	70
III.3	Rapport entre la luminosité $\mathcal{L}$ et la luminosité initiale $\mathcal{L}_0$ en fonction de temps pour les collisions Pb-Pb et pour différentes valeurs de $k$ : trait plein ( $k = 1$ ), ligne en tirets ( $k = 2$ ), trait en pointillé ( $k = 3$ ) [3]. . . . .	71
III.4	Vue du détecteur ALICE. . . . .	73
III.5	Densités d'énergie pour les différents systèmes. Ces densités ont été calculées en utilisant la formule de Bjorken avec des multiplicités de particules chargées de 6000, 1200, 230 et 6,5 pour des collisions centrales Pb-Pb, Ar-Ar, O-O et p-p respectivement [3]. . . . .	74
III.6	Système interne de trajectographie de l'ITS. . . . .	76
III.7	Schéma de la TPC d'ALICE. . . . .	76

III.8	Vue du détecteur TRD. . . . .	77
III.9	Coupe transverse des chambres MRPC utilisées dans le détecteur TOF. . .	78
III.10	Coupe transverse du détecteur HMPID. . . . .	79
III.11	Module élémentaire du détecteur PHOS. . . . .	80
III.12	Vue générale du détecteur EMCAL. . . . .	81
III.13	Schéma du détecteur ZDC. . . . .	81
III.14	Schéma de principe du détecteur PMD. . . . .	83
III.15	Vue de l'ensemble du FMD. . . . .	84
III.16	Illustration de la segmentation d'un anneau interne I (à gauche) et externe O (à droite) du FMD. . . . .	84
III.17	Arrangement des détecteurs (à grande pseudorapacité) : V0, T0 et FMD. .	86
III.18	Procédure de génération et de reconstruction d'un événement dans le cadre d'ALIROOT. . . . .	87
IV.1	Schéma de principe du spectromètre à muons. . . . .	91
IV.2	Dépendance de la résolution en masse du $\Upsilon$ en fonction de la résolution spatiale des chambres du système de trajectographie. . . . .	93
IV.3	Dépendance de la résolution en masse du $\Upsilon$ en fonction de l'épaisseur en % de $X_0$ des chambres du système de trajectographie. . . . .	94
IV.4	Principe de fonctionnement d'une chambre à fils à cathodes segmentées. .	95
IV.5	En haut : quadrants des stations 1 et 2. En bas : lattes des stations 3, 4 ou 5.	97
IV.6	Coupe d'un quadrant de la station 1 de type sandwich. . . . .	98
IV.7	Segmentation des cathodes d'un quadrant de la station 1. . . . .	99
IV.8	Densité des particules vue par les chambres 1 (trait plein) et 2 (trait pointillé) de la station 1 en fonction de la distance $R$ à l'axe du faisceau pour une collision centrale Pb-Pb. . . . .	99
IV.9	Carte MANU. . . . .	100
IV.10	Schéma de principe de la hiérarchie de la chaîne de lecture des chambres de trajectographie. Les acronymes utilisés sont définis dans le texte. . . .	101
IV.11	Schéma de principe du système de déclenchement du spectromètre à muons.	104
V.1	Cartes MANU12 et MANU345 respectivement à gauche et à droite. . . . .	109
V.2	Structure d'un mot à la sortie du MARC. . . . .	110
V.3	Banc de test industriel. . . . .	111
V.4	Distribution du piédestal pour le canal 30 du MANU 12 pour $S^i = 100, 258$ et 259 canaux ADC (en partant du haut). . . . .	114
V.5	Illustration de la reconstruction du point de passage de la particule en fonction de la précision de mesure du gain d'électronique. Les figures a et b montrent les charges sur 3 pads adjacents. La figure c représente la reconstruction du point d'impact à partir des distributions de charges a et b.	115
V.6	Distribution des piédestaux et des bruits sur l'ensemble de 22 188 cartes MANU. . . . .	116
V.7	Distribution du gain moyen des cartes MANU12 (en haut) et MANU345 (en bas). Les lignes donnent la limite supérieure et inférieure de la valeur du gain pour chaque <i>bin</i> tel que prévue dans la table V.2. . . . .	117
V.8	Distribution du gain après la redéfinition des lots des MANAS pour les MANU12 (en haut) et MANU345 (en bas). . . . .	119
V.9	Illustration de la linéarité de la réponse de l'électronique pour le MANU 4578 pour une voie électronique (en haut) et pour un MANAS (en bas). . .	120
V.10	Schéma de la procédure de test pour une voie de lecture de la carte MANU.	121
V.11	Capacité de calibration pour les 64 voies électroniques pour l'ensemble des MANU12 et des MANU345. . . . .	122
VI.1	Schéma du banc de test cosmiques. . . . .	124
VI.2	Schéma de la chaîne d'acquisition et de lecture. . . . .	125
VI.3	Distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) par voie électronique pour le <i>run</i> de référence 805. . . . .	127

VI.4	Stabilité dans le temps des piédestaux. En haut sur une période de 40 heures et de 130 heures en bas. . . . .	128
VI.5	Stabilité dans le temps des bruits électroniques. En haut sur une période de 40 heures et de 130 heures en bas. . . . .	129
VI.6	Variation de la valeur moyenne des piédestaux de deux MANU en fonction du temps sur le quadrant n°5 de la station 1 ( <i>run</i> 752) sur une période d'environ 65 heures. . . . .	130
VI.7	Stabilité de tension sur le bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan <i>non-bending</i> ) en fonction de la fréquence de <i>trigger</i> . . . . .	132
VI.8	Couplage piédestaux-bruits : quadrant n°6, <i>run</i> 122. . . . .	133
VI.9	Couplage piédestaux-bruits : quadrant n°6, <i>run</i> 122 en fonction du bus PATCH. Le même phénomène est observé sur tous les bus. . . . .	134
VI.10	Couplage piédestaux-bruits. À gauche : quadrant n°7 ( <i>run</i> 219). À droite : quadrant n°5 ( <i>run</i> 149). . . . .	134
VI.11	Simulation de la non-linéarité différentielle du codeur ADC. . . . .	135
VI.12	Reconstruction des points d'impacts pour tous les événements (en haut) et pour les événements à 1 <i>cluster</i> (en bas). X reco et Y reco sont respectivement les coordonnées X et Y du <i>cluster</i> reconstruites avec ALIROOT sur le plan <i>bending</i> du quadrant n°2 du système de trajectographie. . . . .	136
VI.13	Charge totale par <i>cluster</i> (en canaux ADC) collectée sur le plan <i>bending</i> (à gauche) et <i>non-bending</i> (à droite). . . . .	137
VI.14	Corrélation (à gauche) et rapport (à droite) entre le signal collecté sur le plan <i>bending</i> et <i>non-bending</i> . . . . .	138
VI.15	Multiplicité des pads sur le plan <i>bending</i> et <i>non-bending</i> quadrant n°2 pour : 1650 V (en haut), 1600 V (en bas à gauche) et 1700 V (en bas à droite). . . . .	139
VI.16	Évolution de la valeur MPV de l'ajustement par une Landau de la charge des <i>clusters</i> récoltée sur le plan <i>bending</i> (en haut) et <i>non-bending</i> (en bas) en fonction de la haute tension appliquée. . . . .	140
VI.17	Illustration de la division du quadrant en 16 zones pour l'étude de l'homogénéité du gain. . . . .	142
VI.18	Signal collecté sur chaque zone du quadrant n°9 en fonction de la haute tension appliquée pour, de haut en bas, 1600, 1650 et 1700 V. . . . .	143
VI.19	Efficacité de chaque quadrant de la station 1 du spectromètre à muons. . . . .	144
VI.20	Distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) pour le <i>run</i> de référence. Les données ont été prises au Point 2 du LHC. . . . .	145
VI.21	Distribution des piédestaux (en haut) et des bruits (en bas) en fonction de la fréquence du <i>trigger</i> . . . . .	146
VI.22	Reconstruction des points d'impact d'un muon dans le spectromètre à muons. Les données expérimentales ont été prises dans la caverne d'ALICE avec le détecteur ACORDE. . . . .	147
VII.1	À gauche : domaine cinématique exploré par différentes expériences mesurant les fonctions de distribution partonique ainsi que l'extrapolation au LHC. À droite : section efficace de production de quarks lourds au RHIC et au LHC. . . . .	152
VII.2	Section efficace de production du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV au LHC [1]. . . . .	153
VII.3	Production du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) en fonction de l'énergie. . . . .	155
VII.4	Évolution du rapport beauté/charme en fonction de l'énergie. . . . .	156
VII.5	Production du charme en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite) pour différentes valeurs de l'échelle de saturation. . . . .	157
VII.6	Distribution en $p_T$ (à gauche) et rapidité (à droite) de la production du charme (en haut) et de la beauté (en bas) pour les collisions p-p à 14 TeV au LHC. . . . .	158



VII.7	Rapport $R_g^A(x, Q^2)$ des gluons pour le noyau de plomb à une échelle $Q^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$ pour différentes approches théoriques. . . . .	159
VII.8	Production du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) dans les collisions p-Pb en fonction de $p_T$ (en haut) et de la rapidité (en bas) à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ TeV}$ en utilisant HVQMNR (avec CTEQ6M) et pour les deux paramétrisations du <i>shadowing</i> EKS98 et EPS08. . . . .	161
VII.9	Distribution des quarks c et b en fonction du moment transverse $p_T$ (à gauche) et de la rapidité $y$ (à droite) pour les approches PYtMNR et CGC et dans les collisions p-p et Pb-p à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ TeV}$ . . . . .	163
VII.10	Fonctions de fragmentation de Lund (à gauche) et de Peterson (à droite). . . . .	164
VII.11	Distributions en $p_T$ et $y$ des hadrons charmés provenant de la fragmentation du quark c pour les deux fonctions de fragmentation dans les collisions p-p (en haut) et Pb-p (en bas). . . . .	165
VII.12	Distributions en $p_T$ et $y$ des muons issus des hadrons charmés dans les collisions p-p (en haut) et Pb-p (en bas). . . . .	166
VII.13	Distributions en $p_T$ des muons produits en collisions p-p (à gauche) et Pb-p (à droite) pour l'approche CGC (en haut) et PYtMNR (en bas) à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ TeV}$ . . . . .	167
VII.14	Illustration du système étudié. Dans la convention imposée le plomb est considéré comme le projectile ( $x_2, \vec{p}_2$ ) et le proton comme la cible ( $x_1, \vec{p}_1$ ). . . . .	167
VII.15	Domaine d'acceptance du détecteur ALICE en fonction des valeurs $x_1$ et $x_2$ pour des collisions p-p (à gauche) et Pb-p (à droite) à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ TeV}$ . . . . .	168
VII.16	Distribution des muons provenant du charme (en haut) et de la beauté (en bas) pour les approches CGC et PYtMNR en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite) après la reconstruction dans le détecteur ALICE. . . . .	169
VII.17	Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse (en haut) et rapidité (en bas) pour le charme (à gauche) et de la beauté (à droite) à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ TeV}$ . . . . .	170
VII.18	Facteur de modification nucléaire du charme et de la beauté en fonction du moment transverse $p_T$ (à gauche) et de la rapidité $y$ (à droite) pour l'approche CGC et PYtMNR. . . . .	171
VII.19	Facteurs de modification nucléaire au niveau de la génération pour le formalisme PYtMNR (à gauche) et CGC (à droite). . . . .	171
VII.20	Facteurs de modification nucléaire de muons après la reconstruction dans le spectromètre à muons pour le formalisme PYtMNR (à gauche) et CGC (à droite). . . . .	172
VIII.1	Multiplicité des particules chargées prédite par les différents modèles théoriques pour les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [17]. La bande verticale montre le résultat expérimental obtenu par l'expérience PHOBOS. . . . .	174
VIII.2	Multiplicités de particules chargées par paire de nucléons participants obtenues par les expériences à l'AGS, au SPS et au RHIC. Les extrapolations logarithmique (courbe en tirets) et à la CGC (courbe en pointillé) aux énergies du LHC sont aussi présentées sur cette figure [17, 18]. . . . .	175
VIII.3	$dM_{ch}/d\eta$ obtenu par l'expérience PHOBOS pour $\sqrt{s_{NN}} = 130$ en fonction de la pseudorapidité (triangles). L'ajustement basé sur le formalisme du CGC est montré sur cette figure (courbes noires) [19]. . . . .	176
VIII.4	Prédiction de $dN_{ch}/d\eta$ pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$ basée sur le formalisme du CGC [18]. Les courbes en traits pleins correspondent à un $Q_s^2$ dépendant de l'énergie, celles en pointillés à $\alpha_s$ dépendant de l'énergie et la bande rouge aux collisions <i>min bias</i> . . . . .	176
VIII.5	Longueur de matière $L_{QCD}$ ( $\text{GeV}^2$ ) en fonction de l'échelle de saturation. . . . .	177
VIII.6	Modélisation géométrique de la collision de deux protons (toutes les tranches n'ont pas été représentées). . . . .	178
VIII.7	Modélisation géométrique du proton avec ALIROOT. . . . .	178

VIII.8	Évolution de la longueur de matière traversée en $\text{GeV}^2$ en fonction de la distance (exprimé en unité de $\Lambda_{QCD}^2 = 0,04 \text{ GeV}^2$ ) au centre du proton. . . . .	179
VIII.9	Agrandissement de la zone de recouvrement des deux protons. . . . .	179
VIII.10	Distributions en $p_T$ (en haut à gauche) et $y$ (en haut à droite) des gluons pour différentes valeurs de l'échelle de saturation (les codes de couleurs sont identiques pour les deux figures). La figure du bas montre l'évolution de la production de gluons en fonction des échelles de saturations utilisées $Q_{s(1)}^2$ et $Q_{s(2)}^2$ pour la modélisation d'une collision p-p. . . . .	180
VIII.11	Distribution du nombre de gluons pour deux valeurs du « paramètre d'impact » $b_{sat}$ . . . . .	181
VIII.12	Distribution du paramètre d'impact $b_{sat}$ pour l'ensemble des événements (en haut). Multiplicité de gluons $N_g$ pour les événements générés (en bas). . . . .	182
VIII.13	Variation de la multiplicité de gluons ( $N_g$ fixé) en fonction de $b_{sat}$ (en haut). Distribution des classes de multiplicité en fonction de $b_{sat}$ (en bas). . . . .	182
VIII.14	Correlation entre le nombre de gluons primaires et le nombre de hadrons chargés dans la région de rapidité centrale. . . . .	183
VIII.15	Fonctions de fragmentation des gluons selon la paramétrisation KKP. . . . .	184
VIII.16	En haut : distributions typiques de la perte d'énergie pour 1,2,...,6 particules au MIP dans un élément de détecteur. En bas : énergie déposée dans chaque anneau du FMD. . . . .	186
VIII.17	Illustration du partage du signal ( <i>hit sharing</i> ) entre les pistes adjacentes. . . . .	186
VIII.18	Signal détecté par le FMD3 (I et O) après élimination du <i>hit sharing</i> . . . . .	187
VIII.19	Différentes composantes du bruit de fond du FMD. . . . .	188
VIII.20	Distribution des multiplicités primaires et reconstruites (en haut). Variation en % entre ces deux distributions. . . . .	189
VIII.21	Distribution $dN/d\eta$ des particules chargées générées dans les collisions p-p de type <i>min bias</i> par le générateur PYTHIA et dans l'approche CGC. . . . .	190
VIII.22	Multiplicité par événement pour les collisions p-p reconstruite à l'aide du détecteur FMD. . . . .	190
VIII.23	Distribution de $b_{sat}$ pour une multiplicité des particules chargés donnée (en haut). Division des événements par classes de multiplicité en fonction de $b_{sat}$ (en bas). . . . .	191
B.1	Production de la beauté dans les collisions p-A (en haut) et A-A (en bas) en fonction du $p_T$ . . . . .	202
B.2	Facteur de modification nucléaire du charme (à gauche) et de la beauté (à droite) en fonction du moment transverse $p_T$ dans les collisions Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$ . . . . .	202



---

## Liste des tableaux

---

I.1	Constituants élémentaires du Modèle Standard : caractéristiques des quarks et des leptons. . . . .	4
I.2	Caractéristiques des bosons de jauge des différentes interactions. . . . .	4
I.3	Caractéristiques générales des collisions d'ions lourds pour différents collisionneurs : énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), densité d'énergie $\varepsilon$ , temps de formation ( $\tau_0$ ) et durée de vie du PQG ( $\tau^{vie}$ ). . . . .	18
I.4	Densités d'énergie attendues pour différents systèmes noyau-noyau et différentes énergies. Le temps de formation $\tau_0$ est égale à 1 fm/c. . . . .	24
I.5	Paramètre du modèle d'évaporation du couleur pour des résonances de la famille du $J/\psi$ et du $\Upsilon$ fixé par les données expérimentales [62]. . . . .	34
I.6	Caractéristiques des résonances de la famille du $J/\psi$ et du $\Upsilon$ et température de dissociation normalisée à la température critique de transition de phase. . . . .	39
III.1	Caractéristiques des faisceaux de protons et de plomb au LHC. . . . .	71
III.2	Principales caractéristiques de l'ITS. . . . .	75
III.3	Caractéristiques des trois calorimètres ZDC. La résolution en énergie est donnée pour un nucléon de 2,76 TeV (pour le $ZDC_n$ et $ZDC_p$ ) et pour des collisions centrales (périphériques) pour le $ZDC_{em}$ . . . . .	82
III.4	Couverture en pseudorapidité et position de chaque anneau du FMD. . . . .	84
IV.1	Nombre de particules (avec un facteur 2 de sécurité) sur les différentes stations du spectromètre à muons. Ce nombre a été obtenu en utilisant une simulation HIJING en supposant 6000 particules chargées dans la région centrale d'ALICE. . . . .	93
IV.2	Caractéristiques générales des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. . . . .	96
IV.3	Nombre de pads et taux d'occupation moyen pour chaque station du système de trajectographie. . . . .	100
V.1	Caractéristiques des données prises pour l'étude de la suppression de zéro enregistrés pour la voie 30 du MANU n° 12. . . . .	113
V.2	Valeur du gain moyen de chaque <i>bin</i> des MANAS livrés par SINP Calcutta. . . . .	116
V.3	Valeur du gain dans les <i>bins</i> redéfinis. . . . .	118
V.4	Dispersion de la valeur du gain en pourcentage pour chaque lot défini dans le tableau V.3. . . . .	120
V.5	Extrait du fichier de calibration. . . . .	122
VI.1	Caractéristiques des données prises pour l'étude de la stabilité des piédestaux et des bruits en fonction du temps. . . . .	126
VI.2	Caractéristiques des données prises pour l'étude de la stabilité des piédestaux et des bruits en fonction de la fréquence du <i>trigger</i> . . . . .	130

VI.3	Variation des tensions le long du bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan <i>non-bending</i> ) en fonction de la fréquence de <i>trigger</i> pour l'alimentation $U_0 = +3,3$ V. . . . .	130
VI.4	Variation des tensions le long du bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan <i>non-bending</i> ) en fonction de la fréquence de <i>trigger</i> pour l'alimentation $U_0 = +2,5$ V. . . . .	131
VI.5	Variation des tensions le long du bus PATCH n°6 du quadrant n°3 (plan <i>non-bending</i> ) en fonction de la fréquence de <i>trigger</i> pour l'alimentation $U_0 = -2,5$ V. . . . .	131
VI.6	Variation de la valeur des piédestaux en fonction des variations des basses tensions d'alimentation pour le plan <i>non-bending</i> du quadrant n°3. Les lignes en caractères gras correspondent aux valeurs nominales remesurées tout au long du test. Cette mesure a été effectuée avec un multimètre numérique donnant une précision de $10^{-3}$ . . . . .	132
VI.7	Variation de la valeur des piédestaux en fonction de variation des basses tensions d'alimentation pour le plan <i>bending</i> du quadrant n°3. Les lignes en caractères gras correspondent aux valeurs nominales remesurées tout au long du test. . . . .	133
VI.8	Conditions expérimentales de la prise des données sur le quadrant n°2 en utilisant le banc de test cosmiques d'Orsay. . . . .	135
VI.9	Coefficients $p_1$ de l'ajustement du signal avec une fonction exponentielle. . . . .	141
VI.10	Gain en mV/fC pour chaque quadrant du côté <i>bending</i> et <i>non-bending</i> . Dans le cas des quadrants n°1 et n°3 nous ne disposons que de deux points pour les tensions 1650 et 1700 V. . . . .	141
VI.11	Caractéristiques des données expérimentales utilisées pour l'étude de l'homogénéité du gain. Les données ont été prises sur le quadrant n°9 en utilisant le banc de test cosmiques d'Orsay. . . . .	141
VI.12	Évolution de la valeur du MPV pour les 16 zones du quadrant n°9 en fonction de la haute tension appliquée. . . . .	142
VI.13	Efficacité de chaque quadrant pour trois valeurs de la haute tension appliquée. Les données ont été prises en utilisant le banc de test cosmiques d'Orsay. L'estimation des incertitudes donne une valeur maximale de l'ordre de 2%. . . . .	144
VI.14	Caractéristiques des données prises sur le quadrant n°2 pour l'étude de la stabilité des piédestaux et des bruits en fonction de la fréquence du <i>trigger</i> . . . . .	145
VII.1	Valeurs de $x$ pour la production du charme et de la beauté pour différents collisionneurs à rapidité centrale et $p_T \rightarrow 0$ . . . . .	151
VII.2	Sections efficaces normalisées de production de charme et de beauté en fonction de l'énergie pour les trois approches théoriques (voir texte). . . . .	155
VII.3	Rapport beauté/charme en fonction de l'énergie pour les trois approches théoriques (voir texte). . . . .	156
VII.4	Sections efficaces de production du charme et de la beauté données avec HVQMNR aux énergies du LHC dans les collisions p-p. . . . .	160
VII.5	Section efficace de production du charme et de la beauté dans les collisions Pb-p à 8,8 TeV. . . . .	160
VII.6	Rapports des sections efficaces de production des saveurs lourdes pour les collisions Pb-p à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$ TeV. Ils ont été calculés pour $-8 < y < 0$ et normalisés à une collision binaire nucléon-nucléon. . . . .	162
VII.7	Rapport $b\bar{b}/c\bar{c}$ pour les collisions p-p et Pb-p à $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$ TeV pour les deux approches, PYtMNR et CGC. Ils ont été obtenus pour $-8 < y < 0$ . . . . .	162
VII.8	Taux de productions des hadrons charmés et beaux en utilisant la fonction de fragmentation de Peterson et de Lund. . . . .	164
VII.9	Rapport de branchement de la décroissance muonique de différents hadrons charmés et beaux et taux de production total de muons pour le charme et la beauté. . . . .	166

---

VIII.1	Coefficients de la fonction de fragmentation KKP d'un gluon en pion, kaon ou proton. . . . .	184
VIII.2	Coupures en pseudorapidité pour chaque anneau du FMD appliquées pour enlever les effets de bord du détecteur. . . . .	187
A.1	Taux de comptage en coïncidence des cosmiques par minute mesuré avec le filtre de 10 cm de fer. . . . .	199
A.2	Évolution de la multiplicité des <i>clusters</i> en fonction de la haute tension appliquée. . . . .	199
A.3	Évolution des valeurs MPV (en canaux ADC) de la charge d'un <i>cluster</i> sur le plan <i>bending</i> et <i>non-bending</i> en fonction de la haute tension appliquée. . . . .	200
B.1	Section efficace de production du charme et de la beauté dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV. . . . .	201



**Résumé**  
**Étude de la production de saveurs lourdes et de la multiplicité de particules chargées dans le cadre du formalisme de Color Glass Condensate pour les collisions p+p et p+Pb dans l'expérience ALICE au LHC**

---

La matière nucléaire classique se caractérise par des densités d'énergie de l'ordre de  $\varepsilon = 0,17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Pour des conditions critiques en densité d'énergie  $5 - 10 \varepsilon$  ou en température de  $150 - 200 \text{ MeV}$ , la chromodynamique quantique (QCD) sur réseau prédit une transition de phase entre la matière nucléaire classique et un nouvel état de la matière : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) dans lequel les quarks et les gluons seraient déconfinés. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent de créer des conditions thermodynamiques, i.e. un milieu dense et chaud, très favorable à la formation du PQG. Le LHC offre la possibilité de faire des collisions proton-proton et des collisions d'ions lourds à des énergies de plusieurs TeV par nucléon. Les énergies disponibles permettront de tester expérimentalement différents formalismes théoriques de la QCD développés afin de décrire les collisions d'ions lourds dans la limite des hautes énergies. La compréhension des conditions initiales de la collision est obligatoire afin de comprendre l'évolution du système vers un état de PQG. L'un des formalismes les plus discutés depuis ces dernières années qui décrit ces conditions initiales est le Color Glass Condensate (CGC). Il prédit la saturation de la densité partonique au sein des noyaux dans le domaine des petites valeurs de Bjorken- $x$  correspondant à de grandes pseudorapidités.

ALICE est l'une des expériences du LHC consacrée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et en particulier à l'analyse des propriétés du PQG. Une des signatures possibles de la création du PQG est la suppression des taux de production des quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) par écrantage de couleur dans un milieu déconfiné. Le spectromètre à muons de l'expérience ALICE permettra de mesurer les taux de production des quarkonia via leur canal de désintégration muonique dans un domaine de pseudorapidité  $-4 < \eta < -2,5$ . Les effets de saturation, plus importants à grande pseudorapidité, font du spectromètre à muons d'ALICE un détecteur tout particulièrement approprié pour cette étude.

La première partie de ce travail porte sur l'installation et la préparation du spectromètre à muons d'ALICE en vue des premières prises des données. Les tests de l'électronique frontale et des chambres du système de trajectographie du spectromètre à muons conduisent à la conclusion que la station 1 du spectromètre à muons est prête à enregistrer les premières données physiques.

La seconde partie présente l'étude du CGC par deux voies expérimentales : la production des saveurs lourdes (charme et beauté) et la multiplicité des particules chargées. Nous montrons que l'état final de la collision est affecté par l'existence du CGC dans l'état initial. Ce travail mène à la conclusion que le LHC permettra une étude de cette nouvelle physique jamais explorée auparavant.





## Abstract

### Study of the heavy flavor production and charged particle multiplicity in the Color Glass Condensate framework for p+p and p+Pb collisions with the ALICE experiment at LHC

---

The classical nuclear matter is characterized by an energy density of the order of  $\varepsilon = 0.17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . For the critical values of the energy density (5 -10  $\varepsilon$ ) or the temperature (150 - 200 MeV), the Lattice Quantum Chromo Dynamics (LQCD) calculations predict a phase transition from the classical to a new form of nuclear matter called the Quark Gluon Plasma (QGP) in which quarks and gluons are deconfined. Heavy ion collisions allow to create the thermodynamical conditions needed for the QGP formation. The LHC will collide p+p and Pb+Pb nuclei at ultrarelativistic energies, reaching a few TeV per nucleon. At such ultra-relativistic energies, new theoretical approaches of QCD developed to understand high energy hadronic collisions can be tested experimentally. One of the most discussed topic is the Color Glass Condensate (CGC) approach allowing the description of the initial conditions of the heavy ion collision. The CGC approach predicts the saturation of the parton density of the nucleus for small values of the Bjorken- $x$  variable, i.e. large pseudorapidity. The comprehension of the initial conditions for heavy ion collisions is mandatory to understand the system evolution toward the QGP.

ALICE is one of the LHC experiment dedicated to the study of heavy ion collisions and especially to probe the QGP properties. One of the possible signatures of the QGP formation is the quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) suppression due to the color screening in the deconfined medium. The ALICE muon spectrometer covering the pseudorapidity domain  $-4 < \eta < -2.5$  allows to measure the quarkonia production via their dimuon decay. The saturation effects, more visible in the large pseudorapidity region, can be studied with the muon spectrometer detector.

The first part of this report presents the preparation and commissioning of the muon spectrometer. The results of the tests of the frontal electronics and of the spectrometer tracking chambers show that the first station of the tracking system works correctly and thus is ready to register the first physics data.

The second part describes the study of the Color Glass Condensate effects using two experimental methods : the heavy quark production (charm and beauty) and the charged particle multiplicity. We show that the final state of the collision is affected by the existence of the CGC in the initial stage of the collision. We conclude that the LHC will allow the study of the new Physics never explored before.