



Préparation à l'étude du plasma de quarks et de gluons dans ALICE : le détecteur V0 et les résonances de masses dans le spectromètre à muons

Fabien Nendaz

► To cite this version:

Fabien Nendaz. Préparation à l'étude du plasma de quarks et de gluons dans ALICE : le détecteur V0 et les résonances de masses dans le spectromètre à muons. Autre [cond-mat.other]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2009. Français. NNT : 2009LYO10134 . tel-00452580v2

HAL Id: tel-00452580

<https://theses.hal.science/tel-00452580v2>

Submitted on 1 Feb 2011

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.

N° d'ordre

Année 2009

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON

Délivrée par

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET D'ASTROPHYSIQUE

DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

soutenue publiquement le 22 septembre 2009

par

M. NENDAZ Fabien

Préparation à l'étude du plasma de quarks et de gluons dans
ALICE : le détecteur V0 et les résonances de basses masses dans
le spectromètre à muons.

Directeur de thèse : M. GROSSIORD Jean-Yves

Co-directeur : M. TIEULENT Raphaël

JURY :
M. CHANFRAY Guy (président)
M. DRAPIER Olivier (rapporteur)
M. DUPIEUX Pascal (rapporteur)
M. RICCATI Lodovico

RESUMÉ DE LA THÈSE EN FRANÇAIS

L'expérience ALICE au LHC va étudier dès 2010 le plasma de quarks et de gluons (QGP), état de la matière dans lequel les quarks et les gluons sont déconfinés. Le travail présenté ici a été effectué au sein de la collaboration ALICE, dans le but de préparer l'analyse des futures données expérimentales. Outre une approche théorique du QGP et de la symétrie chirale, nous y développons trois aspects expérimentaux : le sous-détecteur V0, l'étude des mésons de basses masses et la déconvolution.

Tout d'abord, nous détaillons les mesures de luminosité et de multiplicité réalisables avec le V0. Ensuite, nous développons l'étude des dimuons dans le spectromètre à muons. Nous nous concentrons en particulier sur les mésons de basses masses : le rho, le omega et le phi. Enfin, nous présentons une façon d'améliorer les données du spectromètre : la déconvolution de Richardson-Lucy.

TITRE DE LA THÈSE EN ANGLAIS :

Preparation of the study of the quark-gluon plasma in ALICE: the V0 detector and the low masses resonances in the muon spectrometer.

RESUMÉ DE LA THÈSE EN ANGLAIS

The ALICE experiment at LHC will study from 2010 the quark-gluon plasma (QGP), phase of the matter in which quarks and gluons are deconfined. The work presented here was done within the ALICE collaboration, for preparing the analysis of the incoming experimental data. Besides a theoretical approach of the QGP and of the chiral symmetry, we develop three experimental aspects: the V0 sub-detector, the study of the low mass mesons and the deconvolution.

First, we detail the measures of luminosity and multiplicity that can be done with the V0. We then develop the study of the dimuons in the muon spectrometer. We concentrate on the low masses mesons: the rho, the omega and the phi. Finally, we present a method for improving the spectrometer data: the Richardson-Lucy deconvolution.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier différentes personnes grâce à qui ma thèse a pu se dérouler dans d'excellentes conditions. Ne pouvant être exhaustif dans mes remerciements, je prie ceux que j'aurais pu oublier de ne pas m'en tenir rigueur.

Merci tout d'abord à tous les membres du groupe ALICE de l'IPNL, qui m'ont chaleureusement accueilli. Merci à Jean-Yves Grossiord et Raphaël Tieulent pour un encadrement irréprochable, tant sur le plan professionnel que sur le plan humain. Leur disponibilité et les discussions amicales autour d'un ordinateur ou d'un café m'ont beaucoup touché. Merci aussi à Brigitte Cheynis, qui a mis dans notre bureau une touche de convivialité indispensable au moral, convivialité qui n'a pas fait faux bond une seule fois durant ces trois ans de bureau commun. Merci enfin à Laure Massacrier et Laurent Ducroux, pour des discussions toujours très agréables, et une bonne humeur communicative, même à travers la porte qui me séparait de leur bureau.

Dans un registre différent, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse. Guy Chanfray tout d'abord, avec qui j'ai eu l'occasion de discuter à plusieurs reprises, et dont la passion pour son domaine d'expertise est très communicative. Merci aussi aux deux rapporteurs de cette thèse, Olivier Drapier et Pascal Dupieux, qui ont accepté de relire ce manuscrit et d'y apporter les corrections nécessaires, et à Lodovico Riccati, qui a fait le voyage depuis l'Italie pour faire partie de mon jury.

D'un point de vue plus personnel, mes remerciements vont en particulier à mes collègues doctorants –et non doctorants-, qui sont très vite devenus des amis. Merci à vous tous d'avoir transformé en moments très conviviaux les repas de midi, cafés, goûters et autres sorties, toutes ces choses qui rendent le quotidien agréable.

Merci aussi à ma famille de Suisse, dont le soutien ne s'est jamais démenti. Merci de m'accueillir les bras ouverts à chacune de mes (trop rares) visites.

Je tiens à terminer ces remerciements par le plus important à mes yeux : ma femme et mon fils. Merci Sybil pour être toujours à mes côtés et pour m'avoir toujours soutenu dans mes choix. Merci Alaric d'avoir attendu la fin de la rédaction de ma thèse pour venir apporter un peu de piment et un gros rayon de soleil dans notre vie.

Table des matières

1	Le plasma de quarks et de gluons	5
1.1	La QCD	5
1.2	Le déconfinement	8
1.3	Etat des lieux expérimental	11
1.3.1	Expériences	11
1.3.2	Signatures	12
1.3.3	Conclusion	20
2	ALICE et le V0	21
2.1	Le LHC	21
2.1.1	Les accélérateurs	22
2.1.2	Les expériences	23
2.1.3	Premiers faisceaux et incidents	24
2.1.4	Le plasma de quarks et de gluons au LHC	24
2.2	ALICE	25
2.2.1	Les détecteurs du tonneau central	25
2.2.2	Le spectromètre à muons	27
2.3	Le V0	31
2.3.1	Description et fonctions du V0	31
2.3.2	Le V0 dans AliROOT	34
2.3.3	Premières mesures avec le V0	37
3	Mesures avec le V0	43
3.1	Mesure de la luminosité en proton-proton	43
3.1.1	Principe	43
3.1.2	Détermination de f	44
3.1.3	Collisions diffractives vs non-diffractives	47
3.1.4	Incertitudes sur la mesure de la luminosité	50
3.2	Mesure de la multiplicité	51
4	La symétrie chirale et les basses masses	57
4.1	Brisure et restauration de la symétrie chirale	57
4.1.1	La symétrie chirale en QCD	57
4.1.2	Brisure spontanée de la symétrie chirale	58
4.1.3	Restauration de la symétrie chirale	60
4.1.4	Fonction spectrale du ρ	61
4.2	Etude des mésons vecteurs dans le spectromètre à muons	66
4.2.1	Intérêt de l'étude des mésons vecteurs	66
4.2.2	Génération des basses masses	68
4.2.3	Les basses masses en collisions proton-proton	75
4.2.4	Extraction du signal	78

4.2.5	Les basses masses en collisions plomb-plomb	82
4.2.6	Conclusion	87
5	Déconvolution de Richardson-Lucy	89
5.1	Méthode	89
5.2	Déconvolution à une dimension	92
5.2.1	Calcul de f_{ij}	93
5.2.2	Résultats	95
5.2.3	Stabilité de la procédure	103
5.3	Déconvolution à plusieurs dimensions	104
5.3.1	Déconvolution quadridimensionnelle	104
5.3.2	Déconvolution tridimensionnelle	106
5.3.3	Conclusion	109
A	Centralité d'une collision	113

Introduction

Le 10 février 2000, le CERN a annoncé la première création d'un plasma de quarks et de gluons (QGP), en présentant "des preuves décisives de l'existence d'un nouvel état de la matière dans lequel les quarks, au lieu d'être confinés dans des particules plus complexes, comme les protons et les neutrons, sont déliés et se déplacent librement". Cette annonce concernait les résultats de toute une série d'expériences ayant eu lieu entre 1994 et 1999 dans le cadre du programme d'ions lourds du SPS.

Cette annonce a marqué le début de l'étude du QGP, étude dont les applications se retrouvent non seulement en physique des particules, mais aussi en cosmologie : durant les premières microsecondes suivant le big-bang, l'univers se trouvait dans cet état. Les programmes d'ions lourds ont donc continué au SPS, tandis que le laboratoire national de Brookhaven (BNL, USA) mettait en route son propre accélérateur dédié à l'étude du QGP : le RHIC, capable d'atteindre des températures plus élevées que le SPS.

Cette avancée vers des températures toujours plus chaudes, et vers des époques toujours plus proches du big-bang, va faire un nouveau bond avec le démarrage du LHC au CERN. Les collisions entre noyaux de plomb qui y sont attendues dès 2010 vont créer un QGP encore plus chaud que celui du RHIC. Ce QGP aura une durée de vie plus longue, et une taille plus grande que ses prédécesseurs. Son étude sera donc plus facile et améliorera notre connaissance du monde des quarks et des gluons.

Un détecteur est spécialement conçu pour cette étude : ALICE. Il s'agit d'un immense ensemble de sous-détecteurs travaillant de concert, et dont chacun a des spécifications qui lui sont propres. Le groupe ALICE de Lyon, dans lequel je travaille, a la charge du sous-détecteur V0. Il est de plus impliqué dans l'analyse des données du spectromètre à muons, avec une spécialisation dans l'étude des mésons vecteurs ω , ρ et ϕ .

Le travail présenté ici est donc axé sur le V0 et sur les mésons vecteurs. Il s'articule de la manière suivante. Le chapitre 1 donne une approche théorique du QGP, ainsi que l'état des lieux des connaissances actuelles. Le chapitre 2 est consacré à l'expérience ALICE du LHC. On y décrit d'abord l'accélérateur, puis le détecteur, avant de se concentrer sur le V0 et ses premiers résultats. Au chapitre 3 sont détaillées les mesures de luminosité et de multiplicité réalisables avec le V0. Le chapitre 4 est consacré aux mésons vecteurs. On montre l'intérêt de leur étude à travers une introduction à la symétrie chirale, avant de montrer la faisabilité de cette étude grâce au spectromètre à muons d'ALICE. Le dernier chapitre propose une technique d'amélioration des données de ce spectromètre : la déconvolution de Richardson-Lucy, largement utilisée en photographie, que nous appliquons ici à nos spectres physiques.

Chapitre 1

Le plasma de quarks et de gluons

1.1 La QCD

Le modèle standard de la physique des particules décrit tous les phénomènes physiques en termes de constituants élémentaires et de forces fondamentales. Les particules élémentaires recensées à l'heure actuelle sont au nombre de 24 : 6 quarks, 6 leptons et leurs antiparticules respectives (voir tableau 1.1).

	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} génération
Quarks	u	c	t
	d	s	b
Leptons	e	μ	τ
	ν_e	ν_μ	ν_τ

TAB. 1.1 – Les particules élémentaires.

Il faut y ajouter les bosons médiateurs des quatre forces fondamentales : le photon pour la force électromagnétique, les bosons W^+ , W^- et Z^0 pour l'interaction faible et les 8 gluons de l'interaction forte. L'existence d'un graviton pour la gravitation reste hypothétique, et la gravitation reste une force à part du fait de l'impossibilité actuelle de développer une théorie de gravitation quantique. Enfin, le boson de Higgs, prédit depuis plus de 30 ans, est nécessaire à la cohérence du modèle standard en permettant d'expliquer la brisure de symétrie électrofaible.

Le modèle standard a connu d'énormes succès durant ces trente dernières années, et est aujourd'hui largement admis, même si des extensions deviennent indispensables à l'explication de certaines observations. Mon travail se place dans le cadre de ce modèle standard, et s'intéresse plus particulièrement à l'interaction forte.

L'interaction forte est responsable du fait que les quarks ne peuvent pas être isolés. En effet, les quarks sont confinés dans les hadrons, ce qui rend ces particules élémentaires très difficiles à étudier. Par exemple, les masses des quarks u et d sont connues à un facteur 2 près, alors que la masse de l'électron est connue avec une précision de 10^{-9} . Ce simple exemple illustre bien la difficulté de l'étude de l'interaction forte par rapport à l'interaction électromagnétique.

La force forte est portée par les gluons, et elle n'agit que sur les quarks et les gluons. Elle est décrite par la chromodynamique quantique (QCD, de l'anglais *quantum chromodynamics*). La QCD est une théorie quantique des champs basée sur le groupe de jauge

SU(3). Elle décrit l'interaction forte avec le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_q i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - \sum_q m_q \bar{q}q, \quad (1.1)$$

où $a = 1, 2, \dots, 8$ est la sommation sur les gluons, et $q = d, u, s, c, b, t$ est la sommation sur les quarks.

Dans ce lagrangien,

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.2)$$

est le terme décrivant les 8 gluons (champs de jauge A_μ). Il contient à la fois la cinétique des gluons ($\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a$) et l'interaction des gluons entre eux (causée par le terme $g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$). Comme nous le verrons plus loin, cette interaction est très importante dans l'étude de la QCD, et est une différence fondamentale entre la force forte et la force électromagnétique. Enfin, g_s est la constante de couplage forte et détermine l'intensité de la force forte.

Les deux autres termes du lagrangien 1.1 décrivent les champs de quarks q et leur interaction avec les gluons. Dans le deuxième terme, nous retrouvons une dérivée covariante définie comme :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}, \quad (1.3)$$

où les λ^a sont les matrices de Gell-Mann. Le premier terme de cette dérivée décrit la cinétique des quarks, et le second décrit les interactions entre les quarks et les gluons, proportionnelles à la constante de couplage forte. Le dernier terme du lagrangien 1.1 est le terme de masse des quarks dont les valeurs m_q expérimentales sont indiquées dans le tableau 1.2.

m_d	3 - 7 MeV
m_u	1.5 - 3 MeV
m_s	95 ± 25 MeV
m_c	1.25 ± 0.09 GeV
m_b	4.2 - 4.7 GeV
m_t	174 ± 4 GeV

TAB. 1.2 – Masses des quarks selon [1].

Confinement et liberté asymptotique

Le groupe de jauge sur lequel est basé la QCD est le groupe SU(3). Le fait que SU(3) soit non-abélien donne à la QCD deux propriétés très particulières : le confinement et la liberté asymptotique. Ces deux caractéristiques de la QCD sont capitales, et méritent qu'on s'attarde sur leur cause.

La non-commutativité de SU(3) a pour conséquence une interaction des gluons entre eux : les gluons portent une charge forte (une couleur) et sont donc sensibles à l'interaction forte. Ceci n'est pas le cas dans des théories abéliennes comme l'électrodynamique quantique (QED) : les photons ne portent pas de charge électrique (le dernier terme de l'équation 1.2 n'existe pas en QED). L'interaction entre les gluons entraîne un effet d'anti-écranage : plus on s'éloigne d'une source, plus celle-ci paraît intense. Cela se traduit par une augmentation de la constante de couplage forte ($\alpha_s = \frac{g_s^2}{2\pi\hbar c}$) en fonction de la distance, donc une diminution de α_s avec l'énergie. Mathématiquement, l'évolution de la

constante de couplage avec l'énergie peut être calculée à partir des équations du groupe de renormalisation dont la solution au premier ordre est :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1.4)$$

où β_0 est une constante et Λ est un paramètre. Cette solution traduit bien la diminution mentionnée plus haut et est très bien vérifiée expérimentalement (Fig. 1.1).

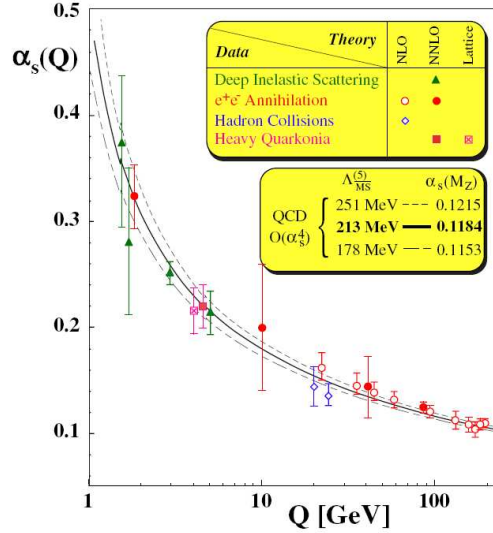


FIG. 1.1 – Evolution de la constante de couplage forte avec l'énergie. Figure extraite de la référence [2].

Cette diminution de α_s avec l'énergie est équivalente à une augmentation de α_s avec la distance. Cette propriété est spécifique à la QCD : l'intensité de la force forte augmente avec la distance, contrairement à l'intensité des trois autres forces fondamentales qui diminue avec la distance. Cette évolution très particulière de la constante de couplage forte est la cause du confinement et de la liberté asymptotique :

- à petite énergie, c'est à dire à grande distance, α_s est très élevé. Plus l'énergie diminue, donc plus la distance augmente, plus α_s augmente. Cela a comme conséquence l'impossibilité de séparer des quarks liés. Plus généralement, l'expérience nous montre qu'il est impossible d'observer un quark libre. Cette propriété est connue sous le nom de confinement.
- à grande énergie, c'est à dire à petite distance, α_s est faible. Cela se traduit par une interaction très faible pour des quarks très proches. Dans un proton par exemple, les quarks apparaissent comme des particules libres. C'est ce qu'on appelle la liberté asymptotique.

Le confinement n'est pas encore très bien compris à l'heure actuelle. En effet, le fait que la constante de couplage forte soit très forte à grandes distances empêche d'utiliser la théorie des perturbations pour décrire ce phénomène. C'est pourquoi différents modèles sont développés, basés sur la phénoménologie. Par exemple, le modèle du sac du MIT décrit un hadron comme un ensemble de quarks libres contenus dans un sac sphérique [3]. Ce modèle prend à la fois en compte le confinement (le sac) et la liberté asymptotique (les quarks sont libres à l'intérieur du sac).

1.2 Le déconfinement

Comme nous l'avons vu, dans des conditions "normales", les quarks et les gluons sont confinés dans les hadrons. Il existe cependant des conditions extrêmes dans lesquelles les quarks et les gluons sont libres. En effet, à une certaine température et/ou densité, la matière hadronique subit une transition de phase : les quarks et les gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. Le modèle du sac décrit cela comme un éclatement du sac dû à la très forte agitation thermique des quarks à haute température (pour un traitement plus mathématique du déconfinement dans le cadre du modèle du sac, voir par exemple la référence [4]). Ce modèle prédit une température de transition de phase aux environs de 150 MeV, valeur tout à fait compatible avec les résultats de la QCD sur réseau.

Ce nouvel état de la matière est appelé plasma de quarks et de gluons, ou QGP (de l'anglais *Quark-Gluon Plasma*). Dans le QGP, les quarks et les gluons sont déconfinés. Le terme de plasma fait référence à la présence de charges libres : comme dans un plasma électromagnétique dans lequel les charges électriques (les électrons) se meuvent librement, dans un QGP les charges de couleur (les quarks et les gluons) sont libres.

Un QGP n'est présent qu'à des températures et/ou des densités extrêmement grandes, à tel point qu'il n'en existe pas à l'état naturel dans notre système solaire. Pour l'étudier, il faut donc regarder au-delà. Par exemple, les modèles théoriques prédisent la présence d'un QGP au cœur de certaines étoiles à neutrons très denses, appelées étoiles à quarks ou étoiles étranges [5]. Cependant, l'existence de telles étoiles reste hypothétique, et même s'il existe quelques candidats, l'étude du QGP en leur centre n'est pas réalisable.

Après avoir regardé loin dans l'espace, nous pouvons aussi regarder loin dans le temps pour trouver du QGP. Juste après le big bang, l'univers était tellement chaud que les quarks étaient déconfinés. Il y a donc eu une phase de QGP qui a duré jusqu'à ce que la température tombe en dessous de la température de transition de phase, soit quelques microsecondes après le big bang (voir figure 1.2). Cependant cette phase de QGP a eu

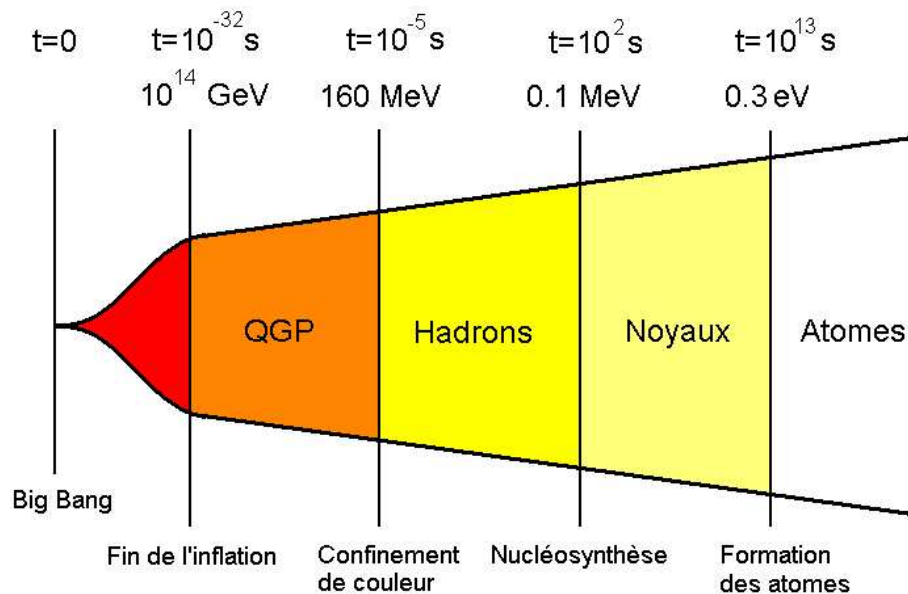


FIG. 1.2 – Les différentes phases de la matière hadronique à partir du big bang, et les temps et températures approximatives des changements d'état associés.

lieu très tôt (avant 10^{-5} s), bien avant la formation des atomes (à 10^{13} s). A cette époque,

l'univers ne laissait donc pas encore passer la lumière, ce qui rend impossible l'étude de ce QGP par des observations.

Le seul moyen d'étudier le QGP est donc d'en créer artificiellement. Les températures extrêmes nécessaires à la création d'un QGP peuvent être atteintes lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Ces collisions sont effectuées au sein d'accélérateurs de particules. Jusqu'à présent, des indices de formation de QGP ont été trouvés au sein de deux accélérateurs : le SPS (*Super Proton Synchrotron*) au CERN (organisation européenne pour la recherche nucléaire à Genève) et RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) au BNL (*Brookhaven National Laboratory*). A la figure 1.3, les températures et densités atteintes grâce à ces accélérateurs sont positionnées dans le diagramme de phase de la matière hadronique.

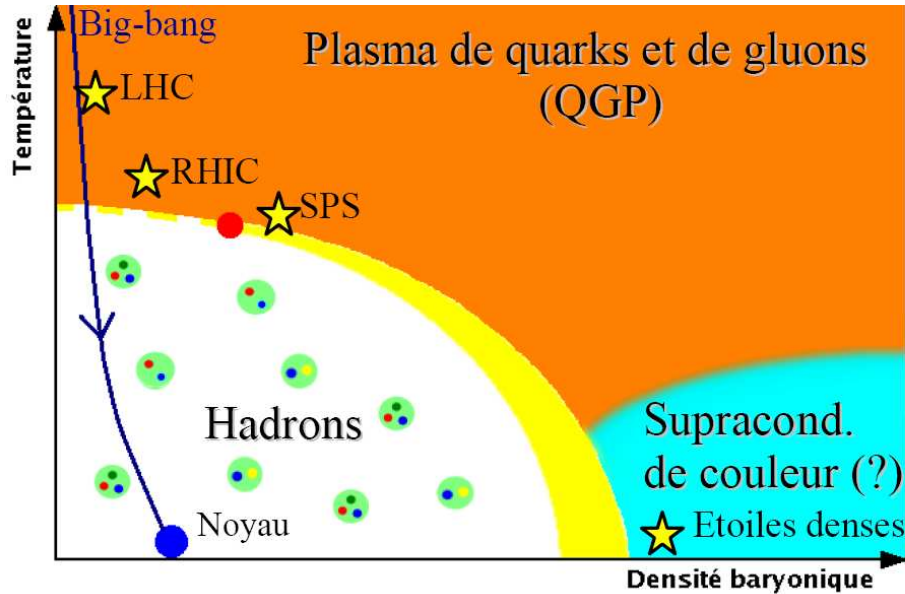


FIG. 1.3 – Diagramme de phase de la matière hadronique et position dans ce diagramme des noyaux atomiques, des étoiles denses et des QGP obtenus en laboratoire (SPS, RHIC et LHC). La trajectoire du big-bang est aussi représentée (flèche).

Comme nous le voyons sur cette figure, la matière hadronique passe d'une phase confinée à basse température et basse densité à une phase déconfinée à haute température ou haute densité. A haute densité, il y a une transition de phase du premier ordre, alors qu'à basse densité il y a un cross-over. Entre les deux se trouve un point critique dont la position dans le diagramme de phase est aujourd'hui encore très mal connue. A très haute densité et basse température, les modèles actuels prévoient une phase de supraconductivité de couleur : les quarks se condensent en des paires de Cooper (colorées) lors d'un mécanisme de type BCS [6]. Les densités en jeu pour cette phase de supraconductivité de couleur, de l'ordre de 5 à 10 fois la densité d'un noyau, sont inaccessibles expérimentalement (et le resteront). Seul le cœur de certaines étoiles pourrait se trouver dans cet état.

Comme le montre la figure 1.3, le SPS et RHIC ont probablement créé du QGP. De part sa plus grande énergie, RHIC produit un état plus chaud et moins dense qu'au SPS. Dans le futur, le LHC aura une énergie encore plus grande, produisant un QGP encore plus chaud et encore moins dense. Cette même figure 1.3 montre aussi la trajectoire du big bang dans ce diagramme de phase : l'univers se refroidit à partir d'une température quasi-infinie, à faible densité.

La suite de ce travail se concentre sur le QGP produit dans les accélérateurs de particules, lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. La phase QGP du big bang et le

cœur des étoiles denses ne sont pas suffisamment accessibles pour permettre une étude de cet état.

Déroulement d'une collision

Nous allons d'abord détailler le déroulement d'une collision entre deux noyaux lourds, afin d'y situer la phase de QGP. Il existe plusieurs façons de représenter une collision, dont la plus courante est un schéma du cône de lumière centré au moment de la collision. Une représentation de ce cône (restreint à une seule dimension spatiale) est montrée à la figure 1.4.

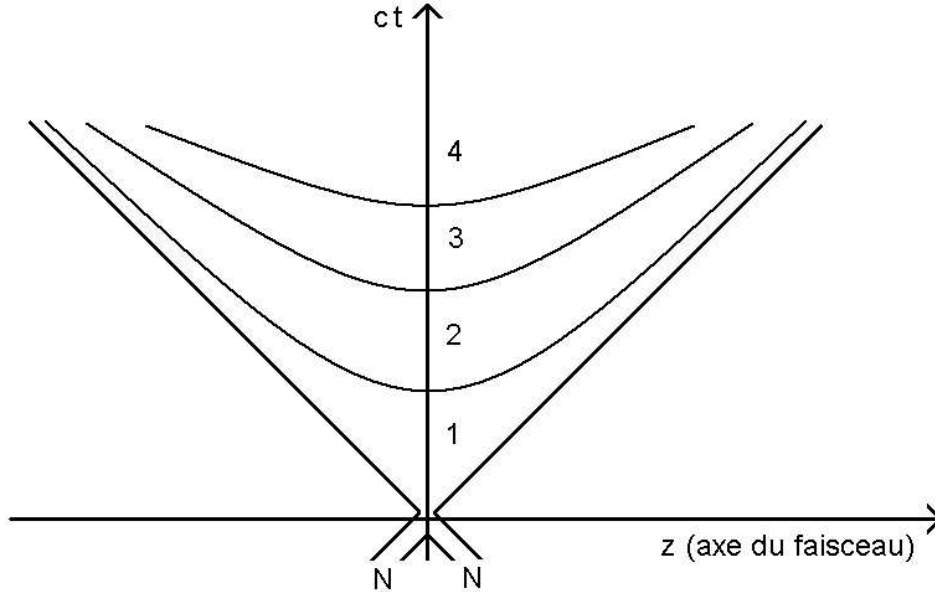


FIG. 1.4 – Déroulement schématique d'une collision d'ions lourds selon le scénario de Bjorken [7].

Les différentes phases d'une collision sont les suivantes¹ :

- Phase 0 : $\tau = 0$: impact initial, occurrences de processus durs, création d'une zone fortement excitée.
- Phase 1 : $0 < \tau < 1 - 2 \text{ fm}$: pré-équilibre, le milieu se thermalise grâce aux interactions fortes entre partons.
- Phase 2 : $2 < \tau < 10 \text{ fm}$: QGP, quarks et gluons déconfinés, en équilibre thermique. A la fin de cette phase, les quarks commencent à s'hadroniser.
- Phase 3 : $10 < \tau < 20 \text{ fm}$: gaz de hadrons chaud, éventuellement précédé d'une phase mixte QGP/hadrons en cas de cross-over.
- Phase 4 : $\tau > 20 \text{ fm}$: refroidissement du gaz de hadrons, avec pour conséquence un freeze-out chimique (fin des collisions inélastiques et contenu en particules du système figé), puis un freeze-out cinétique (fin des collisions élastiques et propriétés cinématiques des particules du système figées).

Chacune de ces phases fait l'objet d'une description théorique indépendante. La phase 0 est celle qui donne les conditions initiales pour les autres, et peut être décrite dans le cadre de la QCD perturbative. La théorie actuelle pour cette description est le CGC : *color glass*

¹Les durées des différentes phases dépendent de l'énergie et de la centralité de la collision. Les valeurs indiquées ici sont des estimations pour des collisions centrales au LHC.

condensate (condensat de verre de couleur) [8]. Cette théorie décrit l'état d'un noyau à très haute énergie, en montrant une saturation de partons due à leur extrême densité à petit x . La phase 1 est décrite avec des théories cinétiques. Les phases 2 et 3 sont des systèmes en équilibre, et peuvent donc être décrites grâce à l'hydrodynamique.

Des particules peuvent s'échapper du milieu à tout moment durant ces différentes phases. Il est évident que les quarks s'hadronisent bien avant d'atteindre les détecteurs. En fait les seules particules chargées suffisamment stables pour atteindre les détecteurs sont les électrons, les muons, et quelques hadrons : pions, kaons et protons. Toutes les autres se désintègrent trop rapidement pour être détectées. Toute la difficulté est donc de déterminer à partir des particules détectées ce qui s'est produit juste après la collision. En particulier, l'existence et les caractéristiques d'un QGP ne peuvent être étudiées qu'à partir de mesures indirectes. La section suivante est consacrée à l'étude expérimentale du QGP.

1.3 Etat des lieux expérimental

Cette section est divisée en deux parties. La première décrit les expériences du SPS et du RHIC, et la deuxième décrit quelques signatures possibles d'un QGP ainsi que leurs mises en évidence expérimentales.

1.3.1 Expériences

Comme mentionné plus haut, deux accélérateurs ont potentiellement produit un QGP : le SPS au CERN et le RHIC au BNL. Chacun de ces accélérateurs alimente plusieurs expériences dédiées au QGP et possède plusieurs modes de fonctionnement.

Au SPS, les expériences dédiées à l'étude du QGP se sont succédées dans le temps avec respectivement NA38 [9], NA50 [10], NA57 [11] et NA60 [12]. Ces expériences sur cibles fixes ont pris des données entre 1986 et 2005. NA57 avait pour but l'étude des particules étranges à l'aide de détecteurs à pixels, et les trois autres étudiaient essentiellement les muons. Le SPS a accéléré plusieurs types de noyaux, afin de séparer les différents effets physiques. On peut classer les collisions produites en trois catégories : collisions d'ions lourds symétriques de type A-A (Pb-Pb, In-In), collisions d'ions lourds asymétriques de type A-B (S-U, In-Si) et collisions proton-noyau de type p-A (p-W, p-U, p-Pb). Ces dernières servent essentiellement à déterminer les effets nucléaires et les effets du milieu hadronique, car la densité d'énergie n'y est pas assez élevée pour produire un QGP.

Contrairement au SPS dont la fonction principale est l'accélération de protons, le RHIC a été conçu dans le but de créer et d'étudier le QGP. Il a été mis en fonctionnement en 2000. Quatre expériences sont dédiées à cette étude : STAR, PHENIX, PHOBOS et BRAHMS. Les deux premières sont encore actives, alors que PHOBOS et BRAHMS ont été arrêtées respectivement en 2005 et 2006. Ces détecteurs sont bien plus généralistes que ceux du SPS, étant constitués de plusieurs sous-détecteurs spécialisés (tracker, TPC, TOF, chambres à muons, ...). Ce concept de détecteur polyvalent a d'ailleurs été repris dans ALICE, et nous y reviendrons donc en détail plus loin. Le mode de fonctionnement principal du RHIC est Au-Au, mais il a aussi fonctionné en Cu-Cu, d-Au et p-p. Son énergie étant plus élevée qu'au SPS, la matière hadronique créée est plus chaude et le QGP peut avoir une durée de vie plus longue. Nous détaillerons ces points dans la section sur le LHC.

1.3.2 Signatures

Etant donné qu'il n'est pas possible de "voir" un QGP, il s'agit de trouver des preuves de son existence. Cette tâche est très difficile, car il n'existe pas de preuve irréfutable de la formation d'un QGP, mais seulement des indices. Pratiquement tous ces indices peuvent être expliqués indépendamment par d'autres effets que le QGP, comme les effets dus à la très grande densité hadronique. Seule l'accumulation de signatures de QGP permet de conclure à l'existence d'une phase déconfinée.

Dans cette sous-section, nous allons détailler trois signatures : l'augmentation de l'étrangeté, la suppression des quarkonia lourds et le flot elliptique. Le choix de ces signatures a été fait en rapport avec la suite de cette thèse : les deux premières peuvent être étudiées dans le spectromètre à muons, et le V0 pourrait contribuer à la mesure de la troisième. Il existe de nombreuses autres signatures d'un QGP, dont certaines sont résumées à la fin de cette sous-section.

Augmentation de l'étrangeté

Une des premières signatures proposées pour un QGP a été l'augmentation de l'étrangeté [13]. L'idée est la suivante : dans un milieu déconfiné, la production de quarks étranges est bien plus importante que dans un milieu hadronique. En effet, des processus du type $gg \rightarrow s\bar{s}$, $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ ou $d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$ produisent une grande abondance d'étrangeté. Dans un milieu hadronique, les processus produisant de l'étrangeté sont du type $\pi + N \rightarrow \Lambda + K$ et sont bien plus rares.

Les quarks étranges produits dans un QGP (ou dans un milieu hadronique) s'associent avec d'autres quarks pour former des hadrons étranges. L'étude du taux de production de ces hadrons étranges apporte une information sur l'abondance de quarks étranges dans le milieu et peut donc constituer un indice quant à la présence d'une phase déconfinée.

Les hadrons étranges les plus étudiés sont les hypérons (baryons étranges). Ceux-ci ont l'avantage de posséder 1, 2 ou 3 quark(s) étrange(s), les autres quarks étant des u ou des d . En mesurant les taux de production des Λ (1 quark s), des Ξ (2 quarks s) et des Ω (3 quarks s), il est possible de prouver une augmentation éventuelle de l'étrangeté. En effet, les taux de production de ces particules sont directement reliés à l'abondance de quarks s dans le milieu. De plus, l'augmentation du taux de production des hypérons dépend directement de leur étrangeté. La présence d'un QGP augmente donc plus le taux de production du Ω que celui du Ξ ou du Λ .

Les résultats de NA57 et de STAR concernant la mesure des taux de production d'hypérons sont montrés à la figure 1.5. Nous constatons que ces taux de production sont compatibles avec une augmentation de l'étrangeté avec le nombre de participants ou le nombre de collisions nucléon-nucléon, et donc avec la formation d'un QGP. Relevons cependant que si les résultats du SPS et du RHIC sont tout à fait compatibles entre eux, les modèles théoriques actuels peinent à reproduire les taux de production et les distributions en p_T des hypérons.

Des études similaires ont été faites sur des mésons. Les mésons étranges concernés sont les kaons (un quark s et un quark u ou d) et les ϕ ($s\bar{s}$). L'étude des rapports $\frac{K}{\pi}$ ainsi que $\frac{\phi}{\rho+\omega}$ a confirmé l'augmentation de l'étrangeté dans les collisions noyau-noyau [16]. Les résultats de NA50 sont montrés à la figure 1.6. Cette figure montre l'évolution du rapport $\frac{\phi}{\rho+\omega}$ en fonction de l'énergie transverse produite par la collision. Cette énergie transverse augmente avec la multiplicité de particules produites, donc avec le nombre de nucléons participants. C'est pourquoi les collisions de noyaux légers correspondent à une énergie transverse faible.

L'augmentation du nombre de mésons étranges avec l'énergie transverse, et donc avec

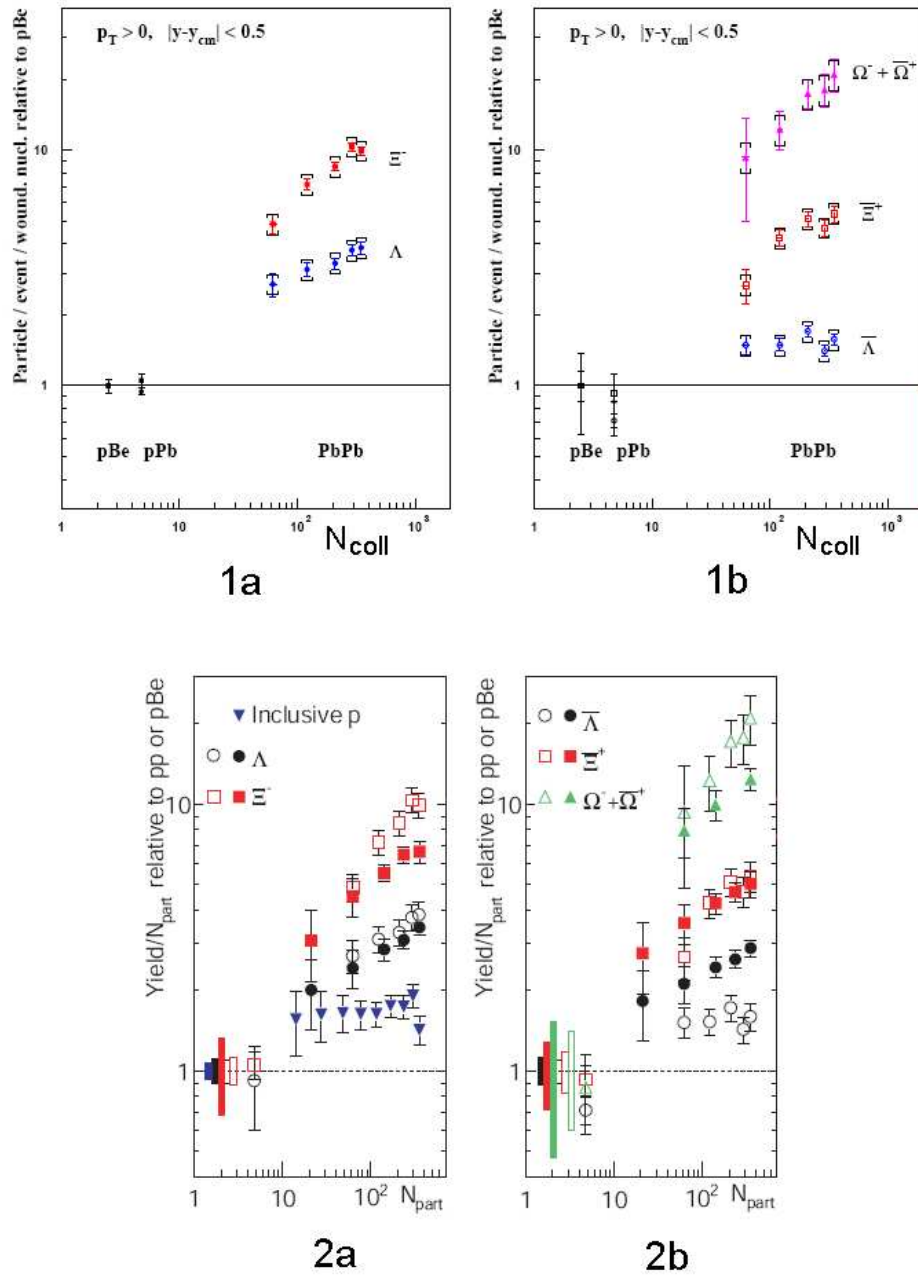


FIG. 1.5 – Augmentation de l'étrangeté vue par NA57 (1) et par STAR (2), pour les hyperons (a) et les antihyperons (b). Figures extraites de [14] et [15].

la température, est bien visible à la figure 1.6. Cela confirme l'augmentation de l'étrangeté dans un milieu chaud.

Suppression des résonances de quarks lourds

Les résonances lourdes, aussi connues sous le nom de quarkonia, sont des états liés d'un quark et d'un antiquark lourds. Il s'agit donc des charmonia ($c\bar{c}$) et des bottomonia ($b\bar{b}$)². Les résonances les plus intéressantes de chaque famille sont respectivement le J/ψ et ses états excités (χ_c et ψ') et le Υ et ses états excités (Υ' et Υ''). Le tableau 1.3 présente les caractéristiques de ces résonances. Ces quarkonia ont un très grand intérêt lors de

²Le quark t a une durée de vie trop courte pour s'hadroniser. Le toponium $t\bar{t}$ n'existe donc pas.

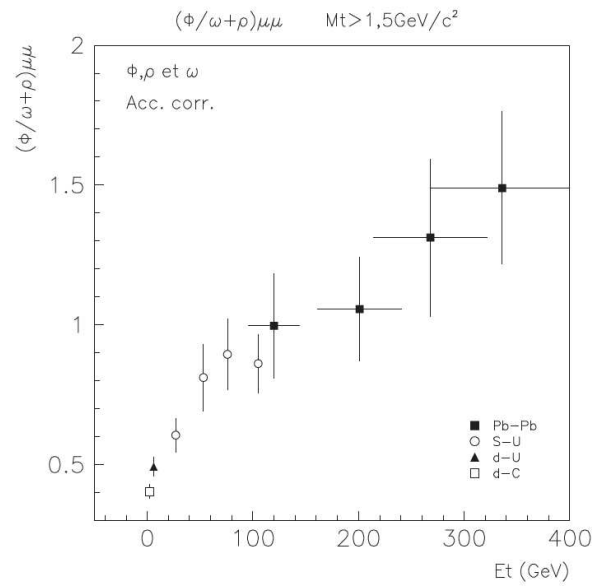


FIG. 1.6 – Rapport $\frac{\phi}{\rho+\omega}$ en fonction de l'énergie transverse, mesuré par NA50. Figure extraite de la référence [17].

Quarkonia	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	Υ'	Υ''
Masse [GeV/ c^2]	3.1	3.5	3.7	9.5	10.0	10.4
Rayon moyen [fm]	0.25	0.36	0.45	0.14	0.28	0.39

TAB. 1.3 – Propriétés des quarkonia : masse et distance moyenne entre le quark et l'antiquark. Valeurs prises de la référence [19].

l'étude du QGP, car on s'attend à leur disparition en présence d'un milieu déconfiné [18]. Cette suppression des résonances lourdes est une des signatures du QGP les plus étudiées. Nous allons développer les raisons théoriques d'une telle disparition, en montrant que la présence d'un plasma empêche la formation des résonances lourdes.

L'étude des quarkonia peut être réalisée dans un cadre non relativiste. Dans ce cas, la force qui lie le quark et l'antiquark est décrite par le potentiel de Cornell :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}. \quad (1.5)$$

Dans cette équation, r est la distance entre les deux quarks, et σ et α sont des constantes. Le terme σr décrit le confinement, et σ peut donc être vu comme la tension de la corde entre les quarks. Le second terme représente l'échange de gluons et est appelé "partie coulombienne" du potentiel. La résolution d'une équation de Schrödinger avec ce potentiel permet de trouver les distances r moyennes entre les quarks (voir par exemple la référence [19]). Ces distances correspondent aux rayons moyens des quarkonia, dont les valeurs sont indiquées au tableau 1.3. Cette approche reproduit remarquablement bien le spectre des quarkonia.

Il s'agit maintenant de regarder ce qui se passe dans un QGP. Dans ce cas, des charges de couleur (quarks et gluons libres) sont présentes entre le quark et l'antiquark. Ces charges de couleur produisent un effet d'écrantage, similaire à l'écrantage d'un champ électrique en présence de charges électriques. Cet effet d'écrantage peut être décrit en

ajoutant un paramètre dépendant de la température dans le potentiel de Cornell :

$$V(r, T) = \sigma r \cdot \left(\frac{1 - e^{-\mu r}}{\mu r} \right) - \frac{\alpha}{r} \cdot e^{-\mu r}, \quad (1.6)$$

où $\mu = \mu(T)$ décrit l'intensité de l'écrantage. Lorsque T augmente, μ augmente, et donc le potentiel de liaison entre les quarks diminue.

Pour une température très élevée, l'effet d'écrantage empêche la formation de quarkonia, car le quark et l'antiquark ne se "voient" plus. Donc les états liés $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ disparaissent à très haute température. Il est intéressant de déterminer à quelle température chaque quarkonium disparaît (température de dissociation). Sans entrer dans les détails des calculs, on comprend que l'effet d'écrantage affecte plus les quarkonia à grands rayons, pour lesquels la distance entre le quark et l'antiquark est plus élevée. Nous pouvons donc nous attendre à une température de dissociation plus basse pour le χ_c , le ψ' et le Υ'' que pour les autres quarkonia.

Ce résultat intuitif est confirmé par les calculs, à la fois dans le modèle de potentiel vu plus haut que par les calculs de QCD sur réseau à température finie. Le tableau 1.4 montre les résultats des calculs sur réseau, pour la famille des charmonia. La température de dissociation y est exprimée en fonction de T_C , la température critique de déconfinement.

Charmonium	Température de dissociation
J/ψ	$2 \cdot T_C$
χ_c	$1.2 \cdot T_C$
ψ'	$1.1 \cdot T_C$

TAB. 1.4 – Températures de dissociation des charmonia. T_C représente la température critique de déconfinement.

Le premier signe d'une suppression du J/ψ est venu de NA50. La figure 1.7 montre cette suppression en représentant le nombre de J/ψ mesuré divisé par le nombre de J/ψ attendu en fonction de la densité d'énergie. Le nombre de J/ψ attendu est celui qui ne prend en compte que la suppression normale du J/ψ , c'est à dire la suppression due à la traversée du milieu nucléaire.

La figure 1.7 montre que pour une densité d'énergie faible (collisions de noyaux légers ou collisions périphériques de noyaux lourds), l'absorption normale suffit à décrire les données. En effet, pour $\epsilon < 2.2 \text{ GeV/fm}^3$, le rapport entre le nombre de J/ψ mesuré et le nombre de J/ψ attendu vaut 1. A partir d'une densité d'énergie de 2.3 GeV/fm^3 environ, ce rapport chute. Il existe donc un seuil au delà duquel l'absorption nucléaire ne suffit plus à expliquer les données, ce qui a été interprété comme une signature de la formation d'un QGP.

La suppression du J/ψ vue par NA50 a été confirmée par NA60 et par PHENIX. La figure 1.8 superpose les données de ces différentes expériences. L'observable utilisée ici est le facteur de modification nucléaire R_{AA} défini comme :

$$R_{AA} = \frac{\Delta N_{AA} / N_{coll}^{AA}}{\Delta N_{pp}}, \quad (1.7)$$

c'est à dire le rapport entre le nombre de J/ψ produits dans une collision noyau-noyau et le nombre de J/ψ produits dans une collision proton-proton, normalisé au nombre de

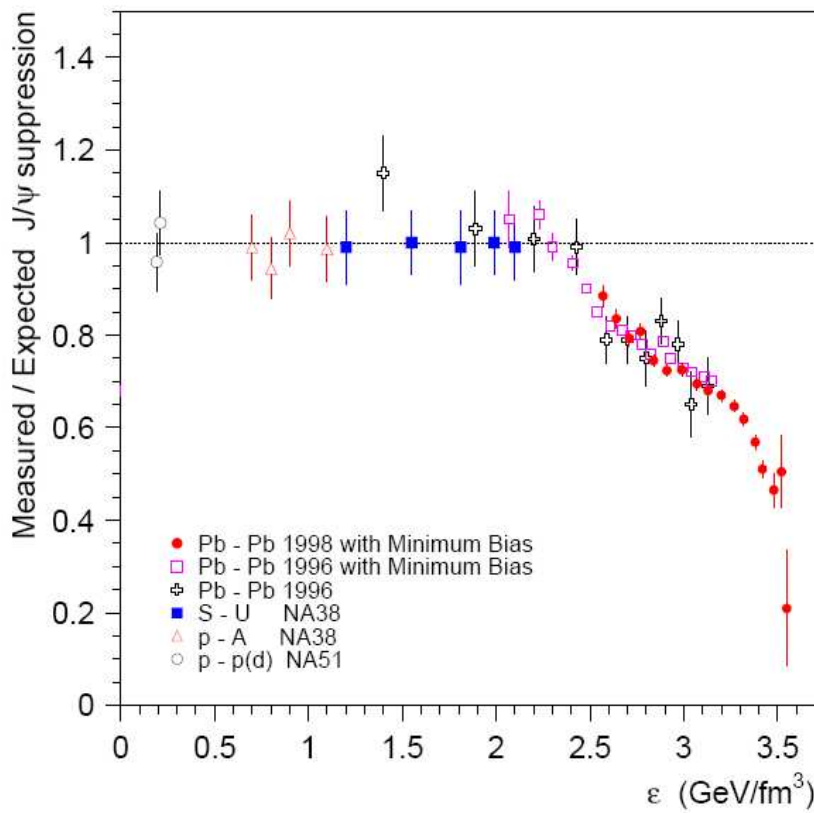


FIG. 1.7 – Suppression du J/ψ vue par NA50. Figure extraite de [20].

collisions nucléon-nucléon. Cette observable permet de comparer les résultats de collisions entre des noyaux de tailles différentes.

La remarquable correspondance des données du RHIC et du SPS en fonction de N_{part} constitue une surprise, étant donné que les densités d'énergie en jeu sont très différentes. Différents modèles ont été développés pour expliquer ces données. Dans ces modèles, le QGP n'est qu'un acteur parmi beaucoup d'autres, comme les effets initiaux (shadowing de gluons, absorption nucléaire, *Color Glass Condensate*, ...), les effets de milieu (recombinaison, comovers, ...), etc. De plus, les mécanismes de formation et d'évolution du QGP et ceux de production de J/ψ sont très mal connus et peuvent donc être adaptés, ce qui rend la variété de scénarios très importante.

Cependant la plupart de ces scénarios s'accordent sur le fait que le J/ψ n'est pas directement supprimé aux températures atteintes par le SPS et le RHIC. La suppression observée viendrait plutôt de la suppression du χ_c et du ψ' . En effet, seul 60% des J/ψ proviennent d'une production directe, les 40% restants étant des produits de désintégrations de ses états excités : $\chi_c \rightarrow J/\psi + X$ (30% des J/ψ) et $\psi' \rightarrow J/\psi + X$ (10% des J/ψ). L'hypothèse la plus en vogue actuellement est donc une "fonte" des χ_c et des ψ' , mais une température insuffisante pour une "fonte" du J/ψ . Si ce scénario est correct, au LHC nous devrions voir une suppression bien plus importante du J/ψ , car la température atteinte devrait excéder sa température de dissociation.

L'étude de la suppression du J/ψ au LHC revêt une importance capitale pour faire une distinction entre les modèles actuels, et plus généralement pour une meilleure compréhension de la QCD. Le LHC aura aussi l'avantage de créer une grande quantité de Υ , et une étude de la suppression des bottomonia sera réalisable. Jusqu'à présent, les données du RHIC concernant les Υ souffrent d'un manque de statistique et aucun résultat probant n'a encore été publié.

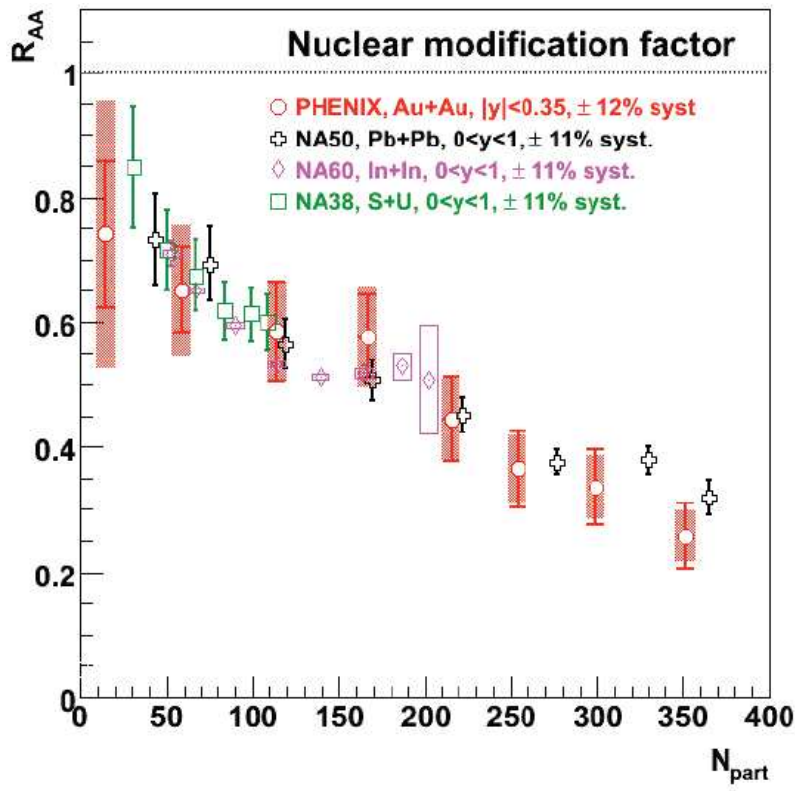


FIG. 1.8 – Suppression du J/ψ vue par NA38, NA50, NA60 [21] et PHENIX [22]. Figure extraite de la référence [23].

Flot elliptique

La mesure du flot elliptique est un moyen de sonder les propriétés du milieu produit lors d'une collision. En résumé, il s'agit d'étudier la distribution des particules selon l'angle azimutal ϕ . Pour les collisions noyau-noyau non centrales, cette distribution n'est pas triviale. En effet, la non centralité de la collision définit un plan de réaction qui brise la symétrie selon ϕ (voir la figure 1.9).

Cette anisotropie dans la géométrie de la collision est transmise par gradient de pression aux impulsions des particules du milieu. Une mesure de l'anisotropie des particules selon ϕ apporte donc des informations sur le milieu produit lors de la collision. Le paramètre utilisé pour cette étude est le v_2 . Le v_2 décrit l'ellipticité du flot de particules produites. Formellement, v_2 est le coefficient du deuxième terme de l'expansion de Fourier de la distribution angulaire des particules produites [25] :

$$\frac{dN}{d\phi} = n (1 + 2v_1 \cos\phi + 2v_2 \cos 2\phi + \dots), \quad (1.8)$$

où N est le nombre de particules, n est un facteur de normalisation, $v_1, v_2, \dots$ sont les coefficients de Fourier, et ϕ est l'angle azimutal mesuré par rapport au plan de réaction. Si $v_2 = 0$, il n'y a pas d'ellipticité et la symétrie en ϕ est présente : le flot est circulaire. C'est le cas pour des collisions proton-proton ou pour des collisions noyau-noyau centrales.

Le v_2 peut être calculé pour tous les types de particules : π , K , p , ... C'est une observable très intéressante, car elle garde les propriétés du flot initial (en moyenne). Il est donc possible de déterminer si le flot initial a été transmis aux quarks ou aux hadrons. En effet, si les hadrons ($\pi, K, p, \dots$) étaient détectés avec le même v_2 , cela signifierait que le flot a été transmis aux hadrons, et donc que le milieu était dans un état confiné juste

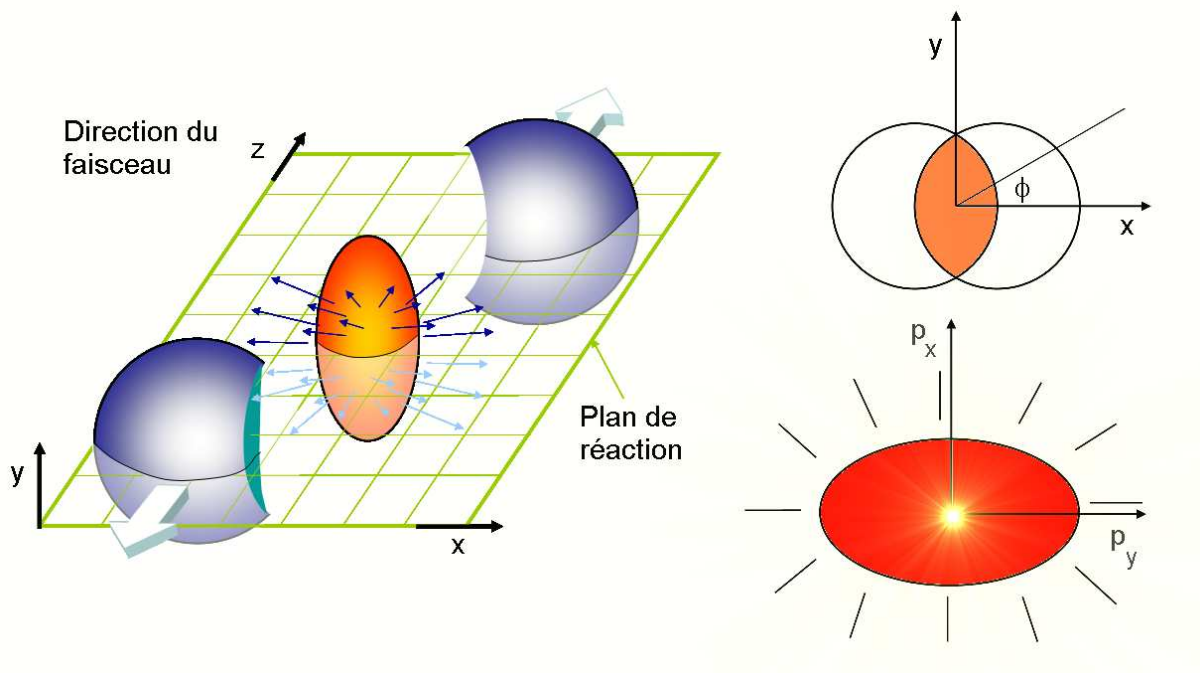


FIG. 1.9 – Définition du plan de réaction ($x - z$) : vue dans l'espace (gauche) et vue dans le plan $x - y$ (en haut à droite). Le passage de l'anisotropie de position à l'anisotropie d'impulsion est schématisé en bas à droite. Figure inspirée de la référence [24].

après la collision. A l'opposé, si le v_2 des hadrons dépend de leurs nombres de quarks, cela signifie que le flot a été transmis aux quarks, et donc que le milieu était déconfiné. Les résultats expérimentaux montrent que c'est cette seconde hypothèse qui est réalisée.

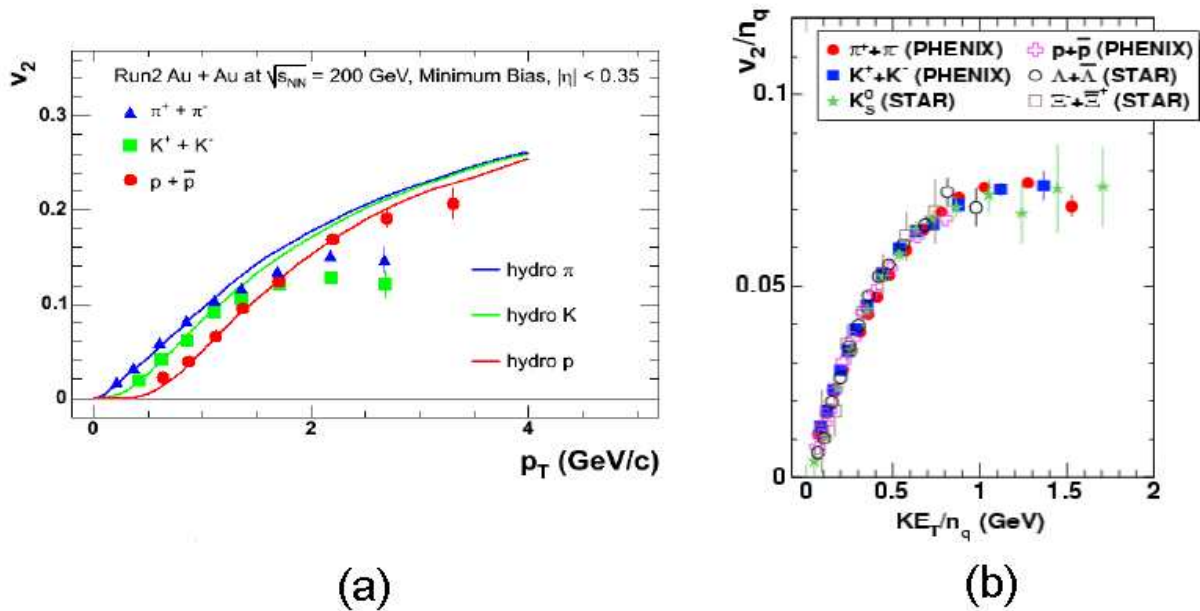


FIG. 1.10 – v_2 mesuré par PHENIX et STAR. Hypothèse d'un milieu hadronisé et calculs théoriques (a), et hypothèse d'un milieu déconfiné (b) ($KE_T = m_T - m_0$). Extrait des références [26] et [27].

Etant donnée la nature du v_2 , sa mesure n'est possible que dans des détecteurs à grande couverture angulaire comme ceux du RHIC. Les détecteurs du SPS n'étaient pas adaptés à une telle mesure. La figure 1.10 montre les résultats de PHENIX et de STAR concernant la mesure du v_2 pour différents types de particules. L'image de gauche (a) montre que les π , les K et les p ont des v_2 différents, et que les calculs théoriques basés sur l'hydrodynamique ne reproduisent pas les mesures. Au contraire, si ces mesures sont normalisées en fonction du nombre de quarks et que la masse des quarks est prise en compte, un v_2 identique pour toutes les particules est retrouvé (b).

Ce résultat d'un v_2 identique pour chaque hadron lorsqu'on le divise par le nombre de quarks signifie que l'anisotropie du milieu est transférée aux quarks, et non aux hadrons, et donc que le milieu se trouve dans un état déconfiné à ce moment. En plus d'être une signature d'une phase de QGP, les résultats du v_2 permettent de connaître certaines propriétés de cette phase. Par exemple, les données expérimentales sont compatibles avec un milieu se comportant comme un liquide parfait, c'est à dire un milieu en interaction (forte) de viscosité (quasi-)nulle [28].

Autres signatures

De nombreuses autres signatures d'une phase déconfinée existent. Par exemple, les jets à grande impulsion transverse sont des sondes du milieu très intéressantes [29]. Ces jets proviennent des processus durs ayant lieu lors de l'impact initial, puis ils traversent le milieu avant d'atteindre le détecteur. STAR et PHENIX ont montré que ces jets perdent de l'énergie dans ce milieu à cause de collisions et de rayonnement de gluon. L'étude de ce phénomène, appelé "jet quenching", lors de collisions d-Au et Au-Au a montré qu'il n'existe que dans des collisions d'ions lourds. Il s'agit donc réellement d'un effet du milieu, et pas d'un effet dû à l'état initial. De plus, l'étude de ces mêmes jets a permis de montrer l'existence d'une "onde de choc" au passage de ces jets, similaire à un cône de Mach dans l'air. Des mesures sur la propagation de cette onde de choc permettent de contraindre les modèles théoriques en donnant la vitesse du son dans le milieu.

Les photons aussi peuvent apporter des informations sur le milieu formé après la collision [30]. Les sources de photons sont diverses : photons directs, photons provenant de la fragmentation de particules ou de Bremsstrahlung, ou photons thermiques. Ces derniers

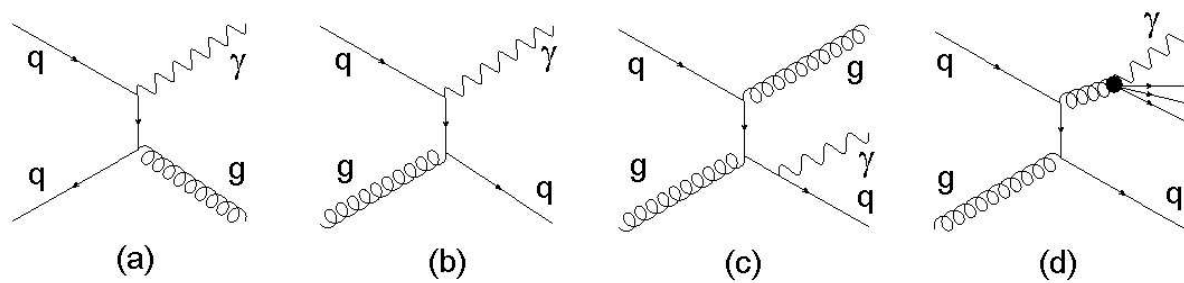


FIG. 1.11 – Diagramme de Feynman pour les processus de production de photons prompts (a) et (b), et de photons de fragmentations (c) et (d).

sont très intéressants, car une mesure des photons thermiques permettrait d'avoir accès directement à la température du milieu : le taux de photons thermiques rayonnés par un corps chaud est proportionnel à T^4 . Malheureusement, il est très difficile de séparer les

différentes contributions, et la plus grande partie des photons proviennent de processus de désintégration (figure 1.11 (c) et (d)). Jusqu'à présent, les théoriciens ne s'accordent pas quant aux taux respectifs des différents modes de production, et les résultats obtenus sur les photons ne sont pas encore concluants.

Il est aussi possible de combiner les photons et les jets, en étudiant les processus de type "gamma-jet" (voir figure 1.11 (a) et (b)). Ces processus produisent un photon et un parton lors de collisions dures. Le photon et le parton sont alors produits dos-à-dos, et le photon traverse le milieu sans interagir alors que le parton forme un jet et subit les effets du milieu. La mesure de l'énergie et de l'impulsion du photon permet alors de connaître précisément l'énergie et la direction initiale du jet. L'étude de la perte d'énergie et la déviation du jet dans le milieu devient alors bien plus aisée. Ce processus est malheureusement relativement rare et souffre d'un manque de statistique.

D'autres observables du QGP incluent les taux de productions absolus de particules chargées, le rapport baryons sur mésons, la suppression des hadrons à haut p_T ou l'étude des charmes et des beautés ouverts. Le site internet de PHENIX [31] référence ces observables ainsi que les résultats obtenus et les questions ouvertes. Chacune de ces observables doit être étudiée non seulement pour des collisions A-A, mais aussi en mode p-p et p-A afin de différencier les effets du QGP des effets dus à la densité du milieu.

1.3.3 Conclusion

Comme nous le voyons, il existe une très grande quantité de signatures d'un QGP. Il y a donc un immense travail à la fois expérimental pour l'extraction de ces données et théorique pour la compréhension de celles-ci. Les théories actuelles de formation de QGP sont de plus en plus contraintes, et la description de l'évolution du milieu produit lors d'une collision d'ions lourds devient extrêmement complexe. Nous pouvons cependant résumer l'état actuel des connaissances de la façon suivante [24] : le milieu créé au RHIC et au SPS se comporte comme un fluide (presque) parfait, chaud, dense et en interaction forte. Ce milieu ne pouvant pas être décrit dans le cadre de modèles de gaz de hadrons, l'hypothèse d'une phase déconfinée apparaît indispensable, conduisant à la notion de sQGP : "*strongly interacting QGP*".

La physique du QGP est passée d'une phase de découverte à une phase d'exploration. Dans ce cadre, les données du LHC sont attendues avec impatience : son énergie plus élevée que celles du RHIC et du SPS permettra la formation d'un milieu encore plus chaud. Il sera peut-être possible d'atteindre des énergies auxquelles la force forte devient très faible, et de passer d'un sQGP à un QGP "gazeux", dans lequel les partons seraient quasi-indépendants.

Chapitre 2

ALICE et le V0

Ce chapitre décrit l'expérience ALICE en allant du général au particulier. Il commence par une description de l'accélérateur LHC sur lequel est placé le détecteur. Nous donnerons ensuite une vision globale d'ALICE, en énumérant les sous-détecteurs qui le composent. Nous nous concentrerons sur le spectromètre à muons, à la construction duquel le groupe de Lyon a contribué, et dont les données attendues constituent notre analyse (chapitre 4.2). La troisième partie de ce chapitre est consacrée au sous-détecteur V0, construit en grande partie par le groupe de Lyon.

2.1 Le LHC

Le *Large Hadron Collider* (grand collisionneur de hadrons), plus connu sous ses initiales "LHC", est un accélérateur de particules construit au CERN près de Genève [32]. Les premières collisions entre protons y sont attendues à la fin de l'année 2009. Lorsqu'il fonctionnera à pleine puissance, il atteindra des énergies jamais atteintes, dépassant d'un facteur sept l'énergie de son prédécesseur et concurrent américain du Tevatron. Il a été conçu dans le but de découvrir des nouvelles particules, en particulier le boson de Higgs et les particules supersymétriques.

Cet objectif de découverte contraste avec l'objectif de physique de précision des accélérateurs de leptons tel que le LEP (*Large Electron Positron*), son prédécesseur au CERN. En effet, il est plus facile d'atteindre de très hautes énergies avec des hadrons : l'énergie perdue par rayonnement synchrotron est beaucoup (10^{13} fois) moins élevée pour des protons que pour des électrons. Cependant, les collisions résultantes sont bien moins "propres" car les hadrons ne sont pas des particules élémentaires, contrairement aux leptons. Pour atteindre cet objectif de découverte, le LHC accélérera donc des protons jusqu'à une énergie de 7 TeV, produisant ainsi des collisions d'une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. La luminosité très élevée ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) produira suffisamment de statistiques pour découvrir des processus rares.

En plus de ce mode de fonctionnement dédié à la recherche de nouvelles physiques, le LHC accélérera aussi des ions lourds dans le but de créer un QGP. Les premiers ions lourds utilisés seront des noyaux de plomb. Dans ce domaine aussi, le LHC surclassera le plus puissant accélérateur d'ions lourds en fonctionnement, le RHIC. L'énergie atteinte pour les noyaux de plomb sera de 2.76 TeV par nucléon, soit une énergie totale de collision de 1150 TeV dans le centre de masse pour des collisions centrales. Sur une année, le LHC fonctionnera durant neuf mois en mode proton-proton et un mois sera dédié à l'étude du QGP (mode noyau-noyau ou proton-noyau). Les deux mois restants constituent la fermeture hivernale nécessaire à la maintenance des accélérateurs et des détecteurs.

2.1.1 Les accélérateurs

Avant d'être injectés dans le LHC, les hadrons sont accélérés par paliers dans toute une série de pré-accélérateurs (voir figure 2.1).

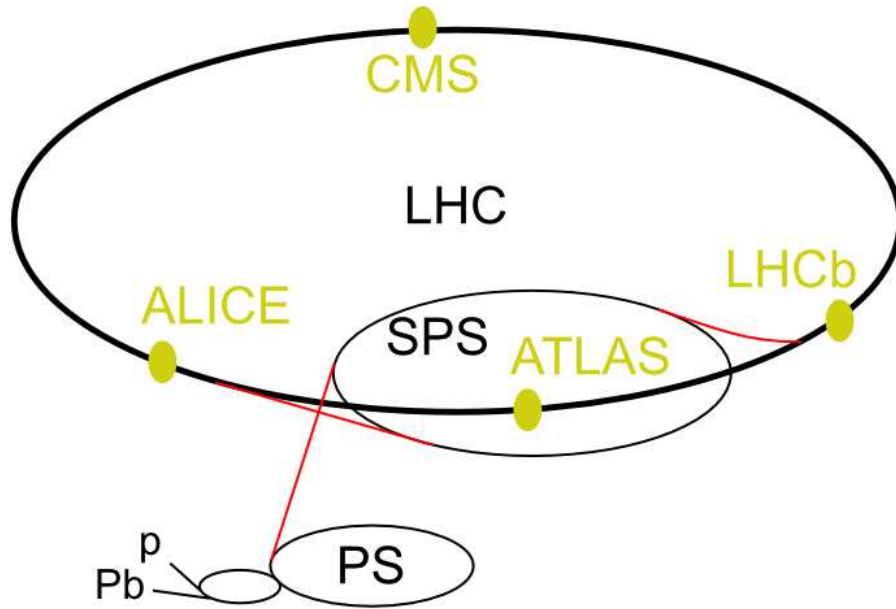


FIG. 2.1 – Schéma des différents accélérateurs du CERN utilisés pour accélérer les protons et les ions lourds du LHC. Figure extraite de la référence [33].

Les protons passent par un accélérateur linéaire (linac2) pour atteindre une énergie de 50 MeV, avant d'être accélérés par trois accélérateurs circulaires : le PSB (*Proton Synchrotron Booster*) jusqu'à 1.4 GeV, le PS (*Proton Synchrotron*) jusqu'à 25 GeV et le SPS (*Super Proton Synchrotron*) jusqu'à 450 GeV [34]. C'est à cette énergie de 450 GeV que les protons sont ensuite injectés dans le LHC, qui les accélère jusqu'à une énergie de 7 TeV.

Le cas des ions lourds est légèrement différent, les deux premiers pré-accélérateurs n'étant pas les mêmes. L'accélérateur linéaire est cette fois le linac3, qui injecte les ions à 4.2 MeV/nucléon dans le LEIR (*Low Energy Ion Ring*) qui les amène à une énergie de 72 MeV/nucléon. La suite de l'accélération est identique à celle des protons : les ions atteignent une énergie de 5.9 GeV/nucléon grâce au PS puis de 177 GeV/nucléon grâce au SPS, avant d'être injectés dans le LHC où ils atteindront 2.76 TeV/nucléon. Il est de plus nécessaire d'ioniser les atomes de plomb avant l'injection dans le LHC. Cette ionisation se fait elle aussi par paliers et tous les électrons sont arrachés du noyau avant d'atteindre le SPS.

L'injection des hadrons dans le LHC se fait par paquets. En mode proton-proton, 2800 paquets de 10^{11} protons circuleront simultanément dans chaque sens, séparés entre eux de 25 ns (7,5 m). En mode Pb-Pb, seuls 592 paquets de $7 \cdot 10^7$ ions circuleront dans chaque direction, séparés de 100 ns. L'accélération finale des protons et des ions lourds se fait dans le tube du LHC. Ce tube a été construit dans le même tunnel que le LEP, situé en moyenne à 100 mètres sous terre. Il fait 27 km de circonférence et est quasi-circulaire : il est constitué de huit arcs de cercle reliés par des sections droites. De nombreux aimants supraconducteurs sont utilisés pour guider les faisceaux dans le LHC : des aimants dipolaires pour les faire tourner dans les sections courbes, des aimants

quadrupolaires pour les focaliser et des aimants correcteurs pour optimiser la trajectoire des particules. Ces aimants doivent être constamment refroidis à une température de 1.9°K pour conserver leur supraconductivité. Le refroidissement est effectué grâce à de l'hélium superfluide.

Le tube du LHC contient deux tubes faisceaux dans lesquels les faisceaux circulent en sens opposés. Ces tubes, dans lesquels règne un ultravide, se rejoignent aux quatre points prévus pour les collisions. A chacun de ces points se trouve un détecteur qui analyse les particules venant des collisions.

Avant de présenter les quatre détecteurs de cet accélérateur, il faut souligner la complexité du LHC à la fois dans les techniques d'accélération des particules que dans les systèmes de refroidissement ou d'ultravide par exemple. Cette complexité entraîne une multiplication des risques d'incidents, comme nous le verrons plus loin.

2.1.2 Les expériences

Parmi les huit sections droites du LHC, quatre sont utilisées comme points de collisions. La figure 2.1 montre la position de ces points de collisions, associés à leurs expériences principales respectives. En partant du point 1 (P1), le point le plus proche des bâtiments principaux du CERN, et en tournant dans le sens des aiguilles d'une montre, nous trouvons les expériences suivantes :

- P1 : ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [35] : détecteur polyvalent. Ce détecteur géant est comme les autres constitué de différents sous-détecteurs, en particulier un trajectographe interne, un calorimètre et un spectromètre à muons. Une de ses particularités réside dans son aimant toroïdal géant permettant une mesure très précise des trajectoires des muons.
- P2 : ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [36] : détecteur dédié à l'étude du QGP. Nous y reviendrons plus loin.
- P5 : CMS (*Compact Muon Solenoid*) [37] : détecteur polyvalent. Comme son nom l'indique, ce détecteur est très compact, ce qui en fait le plus lourd des quatre. Il possède une excellente couverture angulaire et son calorimètre électromagnétique permet une grande précision dans la détection des électrons et des photons.
- P8 : LHCb ("b" pour beauté) [38] : détecteur dédié à l'étude de la beauté (quark b). Ce détecteur est plus petit que les trois autres, et se concentre sur les particules produites à petits angles.

Il faut y ajouter deux autres expériences : TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*) [39] et LHCf ("f" pour *forward*) [40]. Ces expériences sont placées respectivement près de CMS et près d'ATLAS.

Les buts physiques de ces expériences sont divers. ATLAS et CMS ont pour objectif la découverte du boson de Higgs et la recherche de physique au delà du modèle standard, comme la supersymétrie. Ces deux détecteurs sont de conception différente, et de ce fait sont très complémentaires. En plus de l'étude des collisions proton-proton, chacun possède en outre un programme d'ions lourds et leur données seront ajoutées à celles d'ALICE dans l'étude du QGP. Par exemple, ATLAS sera très efficace dans l'étude des jets, et l'acceptance de CMS sera utile pour les observables globales comme le flot elliptique.

Les autres détecteurs sont trop spécifiques pour apporter des résultats en ions lourds. LHCb étudiera la violation de CP dans les interactions de hadrons beaux et LHCf vise à reproduire en laboratoire ce qui se passe au niveau des rayons cosmiques. Le but de TOTEM est de mesurer les sections efficaces, la section efficace totale ainsi que les sections efficaces élastiques et diffractives.

2.1.3 Premiers faisceaux et incidents

La mise en route du LHC était initialement prévue pour la fin de l'année 2007, mais la rupture des supports d'un aimant durant un test de pression a retardé les premiers faisceaux de plusieurs mois. Le refroidissement et les premières injections dans le LHC ont donc dû attendre jusqu'en 2008. Le 10 septembre 2008, des protons ont circulé pour la première fois dans l'anneau. Durant les premiers jours de test, les faisceaux circulaient séparément, et donc aucune collision n'a eu lieu.

Le 19 septembre, un grave incident a eu lieu durant la montée en puissance des dipôles [41] : une connexion électrique défectueuse a fondu. La figure 2.2 montre la température et la tension simulées ainsi que la tension mesurée dans une des jonctions du secteur 3-4. Nous

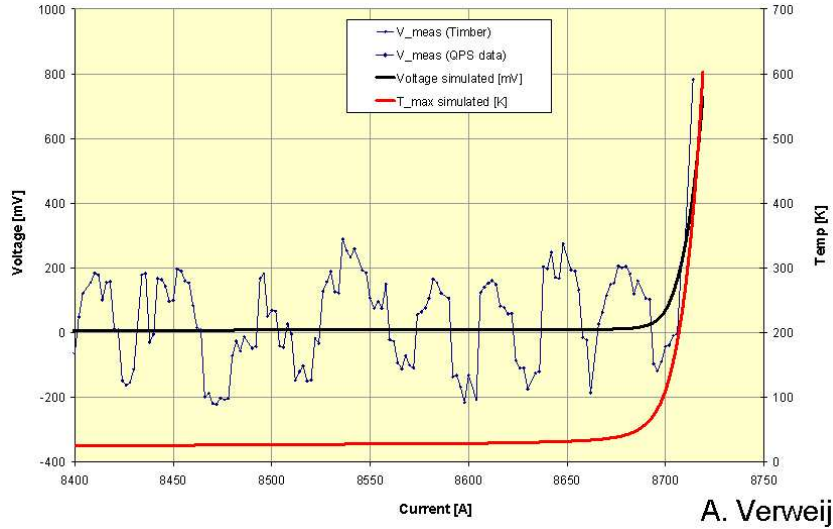


FIG. 2.2 – Evolution de la tension et de la température pour une connexion défectueuse. Les courbes suivantes sont montrées : tension mesurée (trait bleu/fin), tension simulée pour une résistance de 220 nΩ (trait noir/épais) et température simulée (trais rouge/gris). Figure extraite de la référence [42].

voyons qu'à un courant de 8700 A (correspondant à une énergie de faisceau de ~ 5 TeV), la température a augmenté brusquement, provoquant une perte de la supraconductivité et une très forte croissance de la tension ("*quench*" : transition résistive). L'arc électrique produit a entraîné de nombreux dégâts, dont une importante fuite d'hélium liquide. Il a donc fallu inspecter et réparer des aimants et nettoyer la chambre à vide, mais surtout il a fallu installer un système de détection de tels problèmes. Cette installation repousse d'une année le redémarrage de l'accélérateur. Le dernier agenda prévoit les premiers faisceaux pour fin septembre 2009, et des premières collisions fin octobre. Le but est d'obtenir des premiers résultats physiques en 2010. Les premières collisions entre ions lourds devraient avoir lieu en 2010, selon ce même agenda [43].

2.1.4 Le plasma de quarks et de gluons au LHC

Lors des collisions d'ions lourds, l'énergie par nucléon au LHC sera presque 30 fois plus élevée qu'au RHIC et plus de 300 fois plus élevée qu'au SPS. Le plasma produit aura donc des caractéristiques d'autant plus intéressantes d'un point de vue de l'étude de ses propriétés. Le tableau 2.1 compare les caractéristiques du QGP au SPS, au RHIC et au LHC. Les paramètres suivants y sont relevés : l'énergie par collision nucléon-nucléon

($\sqrt{s_{NN}}$), le temps de formation du QGP (τ_{QGP}^0), sa température par rapport à la température critique de déconfinement (T/T_c), sa densité d'énergie (ϵ), sa durée de vie (τ_{QGP}) et sa taille maximale (V_f).

	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	17	200	5500
τ_{QGP}^0 [fm/c]	1	0.2	0.1
T/T_c	1.1	1.9	3 - 4.2
ϵ [GeV/fm ³]	3	5	15 - 60
τ_{QGP} [fm/c]	≤ 2	2 - 4	≥ 10
V_f [fm ³]	$O(10^3)$	$O(10^4)$	$O(10^5)$

TAB. 2.1 – Caractéristiques des collisions et du QGP au SPS, au RHIC et au LHC. Voir le texte pour les définitions. Valeurs extraites de la référence [44].

Comme le montre ce tableau, dans le LHC le QGP sera produit très tôt après la collision et durera bien plus longtemps que les QGP formés au SPS et au RHIC. Il aura de plus une température, une densité d'énergie et une taille bien plus grandes. Toutes ces particularités permettront une étude plus poussée de cet état, avec des signatures plus flagrantes.

2.2 ALICE

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment* : expérience sur un grand collisionneur d'ions) est spécialement conçu pour étudier les collisions d'ions lourds et le QGP qui y sera produit. Ce détecteur possède des dimensions impressionnantes : $16 \times 16 \times 26$ m³ pour un poids d'environ 10000 tonnes [45]. Il est composé de 18 sous-détecteurs dont les objectifs et les conceptions sont variés. Un schéma du détecteur est montré à la figure 2.3, dans laquelle une partie des sous-détecteurs est indiquée.

Les deux parties importantes d'ALICE ressortent de cette figure : le tonneau central, constitué de tous les sous-détecteurs inclus dans l'aimant L3, et le spectromètre à muons, qui sera détaillé à la section suivante. L'aimant L3 crée dans le tonneau central un champ magnétique solénoïdal selon l'axe du faisceau (axe z) d'une intensité de 0.5 T.

2.2.1 Les détecteurs du tonneau central

En regardant à l'intérieur de l'aimant L3, voici les sous-détecteurs que nous trouvons en partant du point d'interaction :

- ITS (*Internal Tracking System* : système de trajectographie interne). Ce trajectographe d'une précision de quelques dizaines de microns est constitué de trois technologies différentes : le SPD (*Silicon Pixel Detector*), le SDD (*Silicon Drift Detector*) et le SSD (*Silicon Strip Detector*).
- TPC (*Time Projecting Chamber* : chambre à projection temporelle). Cette TPC est le sous-détecteur le plus important pour la trajectographie des particules, avec une bonne résolution en p_T et en dE/dx . Elle est de plus capable de distinguer plus de 8000 traces par unité de pseudorapidité, ce qui en fait un excellent détecteur pour les hautes multiplicités attendues en collisions Pb-Pb.
- TRD (*Transition Radiation Detector* : détecteur à rayonnement de transition). Le but de ce détecteur est d'identifier les électrons de hautes impulsions.

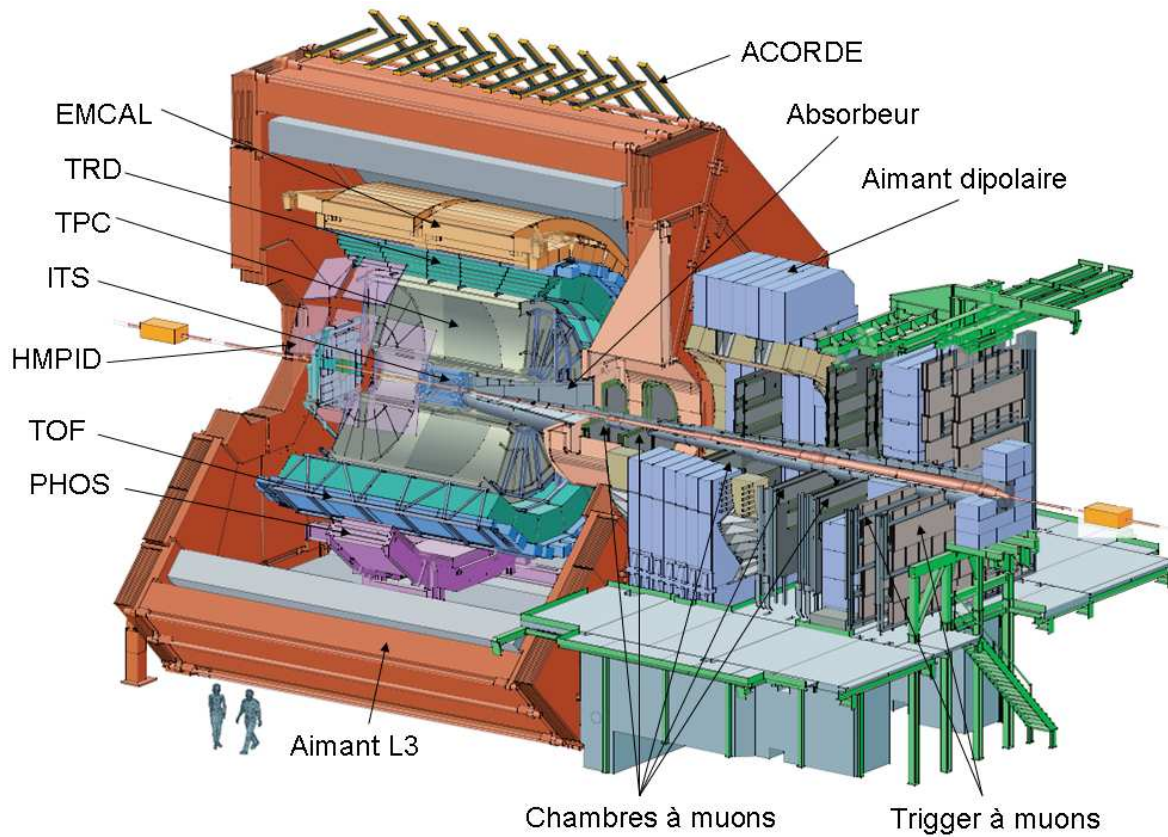


FIG. 2.3 – Vue schématique du détecteur ALICE. Figure extraite de la référence [45].

- TOF (*Time Of Flight* : temps de vol). L'objectif du TOF est une identification des particules chargées (π , K et p).
- PHOS (*PHOTon Spectrometer* : spectromètre à photons). Ce détecteur, d'une toute petite acceptation géométrique ($83^\circ < \theta < 97^\circ$), est capable de détecter avec une grande résolution les photons et les π^0 pour des impulsions entre 1 et 100 GeV/ c .
- EMCAL (*ElectroMagnetic CALorimeter* : calorimètre électromagnétique). Ce calorimètre, dont une partie est encore en construction, sera spécialisé dans l'étude des jets. Il possède une plus grande couverture angulaire que PHOS, mais une moins bonne résolution.
- HMPID (*High Momentum Particle IDentification* : identification des particules à grandes impulsions). Constitué de sept détecteurs Cherenkov, le HMPID aide à l'identification des particules à grandes impulsions transverses.

Tous ces sous-détecteurs couvrent les régions de rapidité centrale, c'est à dire les angles autour de la perpendiculaire au faisceau. Les deux principaux, l'ITS et la TPC, couvrent tout l'espace selon d'angle azimutal ϕ et une région en pseudorapidité entre -1 et 1 environ¹. Le TRD et le TOF ont une couverture angulaire similaire, contrairement au PHOS, à l'EMCAL et au HMPID qui ont une acceptation géométrique bien plus petite.

En plus de ces détecteurs de rapidité centrale, des détecteurs appelés détecteurs globaux sont inclus dans l'aimant L3 :

- FMD (*Forward Multipliciyy Detector* : détecteur de multiplicité vers l'avant). Le FMD a pour but d'évaluer la multiplicité de particules chargées à petits angles, ainsi que de déterminer le plan de réaction des collisions d'ions lourds.

¹La pseudorapidité η est reliée à l'angle θ selon la formule : $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Une particule émise à 90° a donc $\eta = 0$ et une pseudorapidité de 1 correspond environ à 40° .

- V0 : trigger à petits angles sur lequel nous reviendrons en détail plus loin.
- T0 : trigger formé de compteurs Cherenkov. Grâce à une excellente résolution en temps, il sera capable de déterminer précisément le temps de l'interaction.
- PMD (*Photon Multiplicity Detector* : détecteur de multiplicité de photons). Le PMD étudiera la multiplicité et la distribution spatiale des photons.

Ces détecteurs ont des acceptances angulaires diverses, mais couvrent tous des petits angles. Leurs couvertures en pseudorapidité sont indiquées à la figure 2.4.

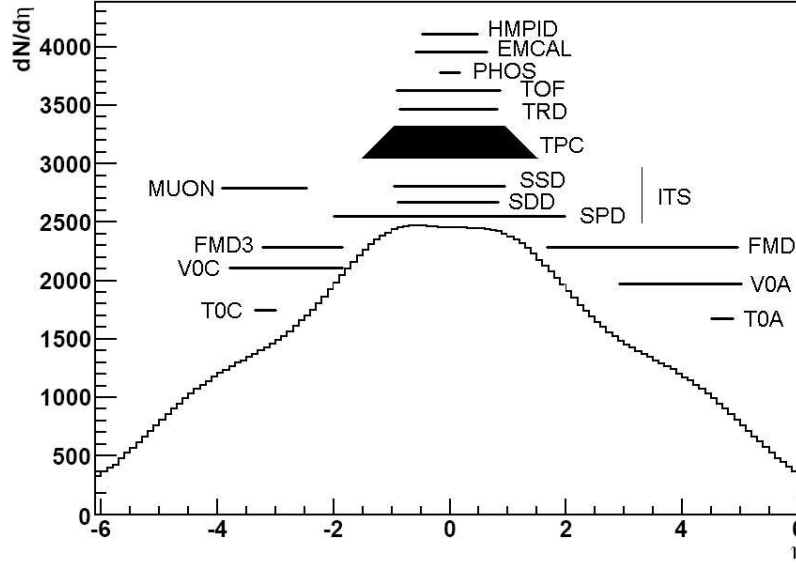


FIG. 2.4 – Couverture en pseudorapidité des sous-détecteurs d'ALICE. La multiplicité par unité de pseudorapidité attendue pour une collision centrale est également montrée.

Il faut ajouter à cette liste deux détecteurs hors de l'aimant :

- ZDC (*Zero Degree Calorimeter* : calorimètre à zéro degré). Placé à une centaine de mètres du point d'interaction, son but est de détecter les nucléons spectateurs afin de déterminer la centralité de la collision.
- ACORDE (*ALICE COsmic Ray DETector* : détecteur de rayons cosmiques d'ALICE). Situé au sommet de l'aimant L3, ACORDE a à la fois un rôle de trigger et de détecteur de muons cosmiques.

Notons que la conception d'ALICE a été optimisée pour mesurer des multiplicités de particules chargées par unité de pseudorapidité $dN/d\eta = 4000$, et pour supporter même une multiplicité deux fois plus élevée. Par la suite, l'extrapolation des données de RHIC a montré que cette multiplicité devrait plutôt avoisiner 2500 pour les collisions Pb-Pb les plus centrales. Cette densité de particules sera donc aisément traitée par ALICE, bien qu'elle soit plusieurs centaines de fois plus élevée que celle d'une collision proton-proton.

2.2.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ALICE [46] a été conçu dans le but d'étudier les quarkonia dans leur canal dimuonique : J/ψ , Υ , ... $\rightarrow \mu^+\mu^-$. En particulier, il devra être suffisamment précis pour étudier la famille des Υ , et différencier le Υ , le Υ' et le Υ'' , et ce jusqu'à bas p_T . Nous allons maintenant décrire l'appareillage utilisé pour atteindre cet objectif, avant de regarder les analyses possibles grâce au spectromètre ainsi que ses performances attendues.

Description du spectromètre

Le spectromètre à muons est placé en aval du point d'interaction, avec une couverture angulaire entre -9° et -2° correspondant à l'intervalle en pseudorapidité $-4 < \eta < -2.5$. La figure 2.5 montre une vue de profil du bras dimuon. Les différentes parties qui constituent

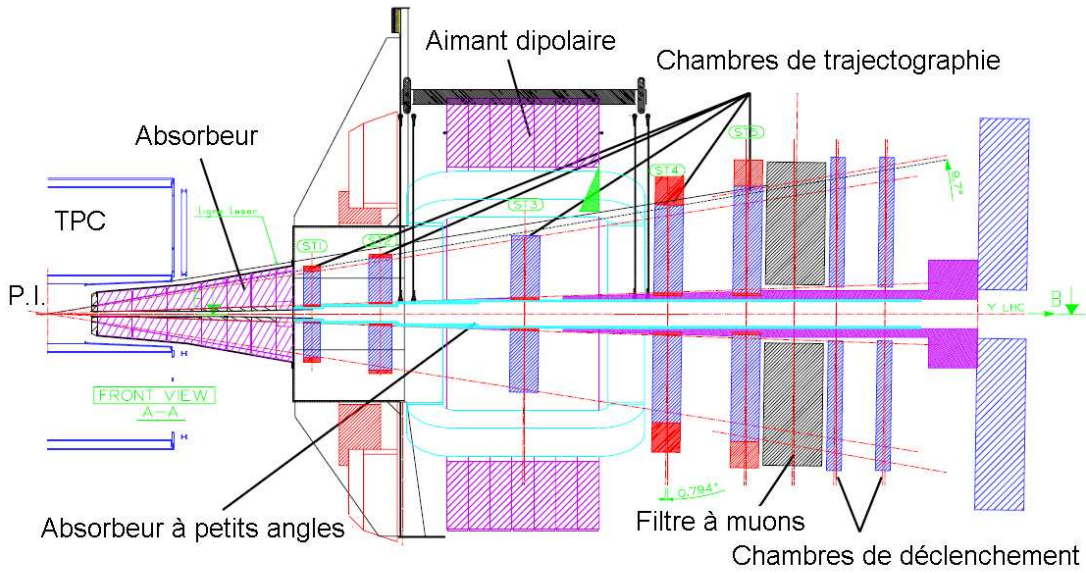


FIG. 2.5 – Schéma du spectromètre à muons. Le point d'interaction est noté P.I. Figure extraite de la référence [47].

le spectromètre y sont indiquées : les absorbeurs, l'aimant dipolaire, les chambres de trajectographie et les chambres de déclenchement.

Trois parties du spectromètre servent de filtres et ont pour but de ne laisser passer que les muons :

- l'absorbeur frontal (*front absorber*), placé entre le point d'interaction et les chambres à muons. Cet absorbeur bloque toutes les particules provenant de la collision, sauf les muons. Il est placé très proche du point d'interaction (90 cm) afin de limiter au maximum le bruit de fond causé par la désintégration muonique des pions et des kaons : il les bloque avant leur désintégration. Il mesure plus de 4 m de long, soit environ 60 fois la longueur de radiation [45]. Il est principalement composé de carbone, afin de limiter les interactions et les pertes d'énergie des muons qui le traversent.
- l'absorbeur à petits angles, placé autour du tube faisceau. Ce blindage, fait avec des matériaux très denses, protège les chambres de trajectographie aux environs du faisceau.
- le filtre à muons, placé entre les chambres de trajectographie et les chambres de déclenchement. Cet absorbeur fait 1.2 m d'épaisseur. Etant donné que les pertes d'énergie des muons dans ce filtre n'influencent pas la précision de la trajectographie, il a été construit en fer. Au final, les muons dont l'énergie est inférieure à 4 GeV sont bloqués par l'absorbeur frontal et par ce filtre.

L'aimant dipolaire est placé juste en dehors de l'aimant L3, à 7 m du point d'interaction. Il produit un champ magnétique vertical de 0.7 T. Cette intensité permet une bonne mesure de l'impulsion des muons et a été choisie afin de satisfaire aux exigences de résolution sur la masse invariante des dimuons.

Le système de trajectographie est composé de cinq stations, chacune faite de deux chambres. Deux de ces stations sont placées avant l'aimant dipolaire et deux après. La dernière est placée à l'intérieur de l'aimant. Les chambres à muons sont des chambres à fils à cathodes segmentées (CPC : *Cathode Pad Chambers*). Un schéma décrivant leur fonctionnement est montré à la figure 2.6. La taille des segments dépend de leur empla-

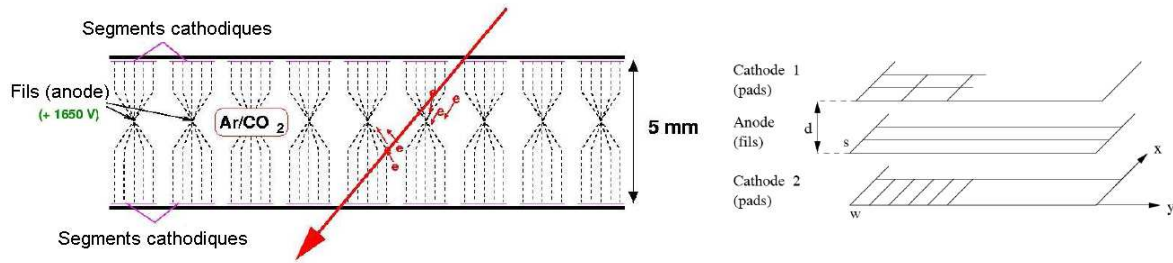


FIG. 2.6 – Schéma illustrant le fonctionnement d'une chambre à cathodes segmentées. Figure extraite de la référence [48].

cement : elle varie de quelques dizaines de mm^2 pour les segments proches du faisceau à quelques centaines de mm^2 pour ceux qui s'en éloignent. L'électronique de lecture est placée directement sur ces segments. Ce dispositif permet d'atteindre une résolution spatiale d'environ $70 \mu\text{m}$ dans le plan x-y.

Afin de ne pas perdre en résolution, il est crucial de connaître précisément la position de chaque chambre. Pour cela, la position des chambres est mesurée en temps réel grâce à un système de sources lumineuses couplées à des capteurs optiques, appelé GMS (*Geometry Monitoring System* : système de contrôle de la géométrie, réalisé par le groupe de Lyon). Ce système mesure la position des chambres les unes par rapport aux autres ainsi que leurs positions absolues à l'intérieur de la caverne. Il mesure également la déformation éventuelle des chambres. Des tests ont montré une résolution de $23 \mu\text{m}$ sur la position relative entre deux chambres [49].

L'acquisition des données est activée par deux chambres de déclenchement placées après les chambres de trajectographie et après le filtre à muons métallique. Ces chambres de déclenchement sont capables d'estimer l'impulsion transverse et le signe des muons qui les traversent. Il est donc possible de choisir les événements d'intérêt, par exemple en exigeant seulement un muon ou au moins une paire de muons de signes opposés. Il est aussi possible de mettre une coupure sur l'impulsion transverse. Cette coupure, comprise entre 0.5 et $2 \text{ GeV}/c$, réduit considérablement le bruit de fond des pions et des kaons (très important à bas p_T).

Études réalisées avec le spectromètre

L'étude principale réalisée avec le spectromètre à muons est l'étude des quarkonia dans leurs désintégrations dimuoniques ($J/\psi, \Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$). Nous avons développé à la section 1.3.2 l'intérêt de la suppression du J/ψ comme observable du QGP, et mentionné la possibilité de regarder aussi les Υ au LHC. L'étude des quarkonia dans le canal $\mu^+\mu^-$ est particulièrement intéressante car les muons s'échappent du milieu sans interagir, et contiennent donc des informations sur les tous premiers instants de la collision. La figure 2.7 présente les performances du spectromètre attendues pour ces mesures. Un quarkonia est considéré comme étant dans l'acceptance lorsque ses deux muons traversent au moins trois chambres de trigger et six chambres de trajectographie. Nous voyons que dans

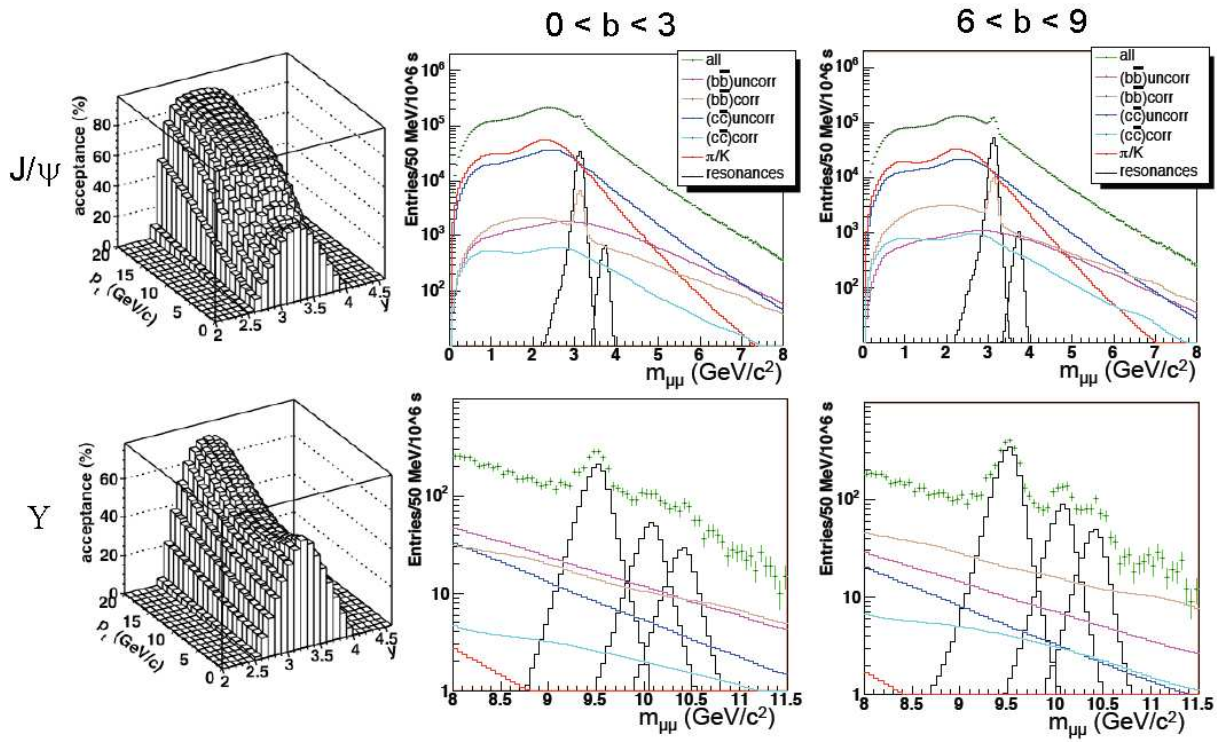


FIG. 2.7 – Performances du spectromètre dans l'étude du J/ψ (en haut) et du Υ (en bas) : acceptance en fonction de p_T et de y (à gauche) et spectres en masse invariante pour des collisions centrales (au milieu) et semi-centrales (à droite). Figure extraite de la référence [50].

la région en pseudorapidité couverte par le spectromètre, l'acceptance est élevée même à bas p_T . L'acceptance intégrée sur tout l'espace de phase se situe entre 4 et 5 % [50].

Les spectres en masse invariante montrent en plus un bon rapport signal sur bruit (S/B). En collisions centrales, ce rapport est de 0.2 pour le J/ψ et 1.7 pour le Υ . Grâce à la très grande statistique attendue, les résonances ψ' , Υ' et Υ'' seront aussi analysables. Nous voyons de plus que la séparation de la famille des Υ sera réalisable, bien que délicate.

En plus de l'étude classique de la suppression des quarkonia, il est possible d'élargir cette étude en fonction de l'impulsion transverse, de la rapidité, etc. D'autres observables concernant les quarkonia seront aussi analysées, comme la polarisation du J/ψ , le rapport Υ'/Υ ou le flot elliptique des J/ψ [51].

D'autres particules que les quarkonia seront étudiées grâce au spectromètre à muons. Les charmes et les beautés ouverts (D : mésons contenant un quark c , et B : mésons contenant un quark b) possèdent des modes de désintégration leptonique pouvant produire un ou plusieurs muons. En plus d'être intéressantes en elles-mêmes, des mesures de charmes et de beautés ouverts donnent une indication sur le taux de production de leurs quarks respectifs. Ces taux de production des quarks c et b sont très utiles pour l'étude de la suppression des quarkonia, étant donné que la quantité de quarkonia produite dépend directement de la quantité de c et de b présents dans le milieu.

Les bosons faibles $W^\pm$ et Z^0 seront eux aussi étudiés dans le spectromètre, dans leurs modes de désintégration muonique [52]. Produits lors des collisions dures initiales, ils décroissent très vite (~ 0.1 fm/c). Peu influencés par le QGP, ce sont de bonnes références pour l'étude des effets de milieu. La région à très haut p_T (> 30 GeV/c) des spectres de muons simples est dominée par cette contribution.

Mentionnons aussi les études faites sur les spectres des muons individuels. Par exemple, le spectre en impulsion transverse des muons donne des indications sur les taux de production des particules produites dans la collision [53].

Pour finir, les mésons vecteurs de basses masses ρ , ω et ϕ seront étudiés dans le spectromètre à muons. Cette étude sera développée dans la section 4.2.

2.3 Le V0

Cette section décrit le V0, sous-détecteur d'ALICE, sur lequel s'est concentrée une partie de mon travail. En effet, le V0 ayant été développé et construit majoritairement par le groupe de Lyon, celui-ci est en charge de son fonctionnement et des simulations associées.

2.3.1 Description et fonctions du V0

Le V0 est un détecteur situé au cœur du tonneau central. Il est composé de deux disques d'éléments scintillants, appelés V0A et V0C, couvrant les petits angles de chaque côté du point d'interaction (voir Fig. 2.8). Du côté du bras dimuon, le V0C couvre les

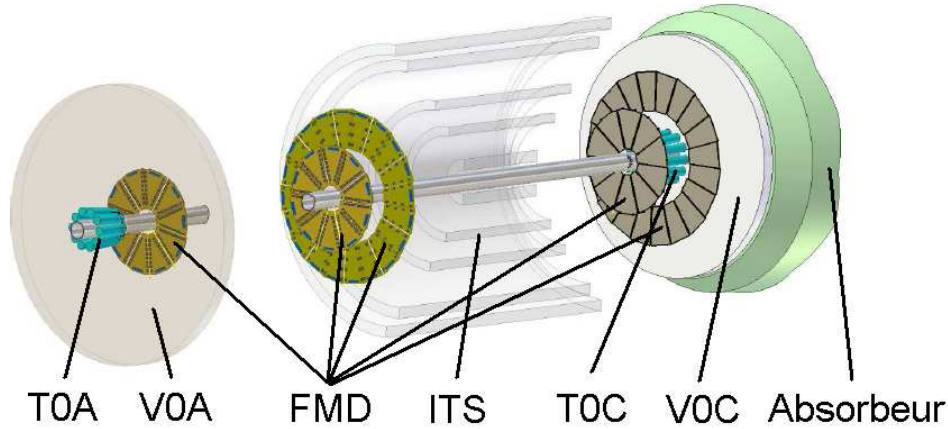


FIG. 2.8 – Schéma des différents détecteurs composant le cœur du tonneau central.

angles entre 160° et 177° , alors que du côté opposé, le V0A a une couverture angulaire entre 1° et 7° .

De part la présence de l'absorbeur à muons, le V0C est placé plus proche du point d'interaction que le V0A, avec des distances respectives de 90 cm et 3.40 m. Le disque A est plus grand que le disque C : 1 m de diamètre contre 74 cm. De cette façon, chacun des disques couvre 2 unités de pseudorapidité.

Chacun des disques est composé de 4 anneaux dont les couvertures en pseudorapidité sont données dans le tableau 2.2. Ils sont conçus de telle sorte que chaque anneau couvre environ 0.5 unité de pseudorapidité.

Chaque anneau étant divisé en 8 secteurs, le V0 possède au total 64 cellules : 32 pour chacun des disques. La figure 2.9 montre des photos du V0C : à gauche le V0C est ouvert et les éléments scintillants ainsi que les fibres optiques sont visibles, et à droite il est fermé et a été installé à sa position finale autour du tube faisceau et contre l'absorbeur à muons. Comme nous le voyons sur cette figure, chaque cellule des troisième et quatrième anneaux du V0C est subdivisée en deux parties, afin d'uniformiser le signal. Ceci n'est pas le cas

$\Delta\eta$	V0A	V0C
Anneau 1	$5.1 \rightarrow 4.5$	$-3.7 \rightarrow -3.2$
Anneau 2	$4.5 \rightarrow 3.9$	$-3.2 \rightarrow -2.7$
Anneau 3	$3.9 \rightarrow 3.4$	$-2.7 \rightarrow -2.2$
Anneau 4	$3.4 \rightarrow 2.8$	$-2.2 \rightarrow -1.8$

TAB. 2.2 – Couvertures en pseudorapidité du V0.

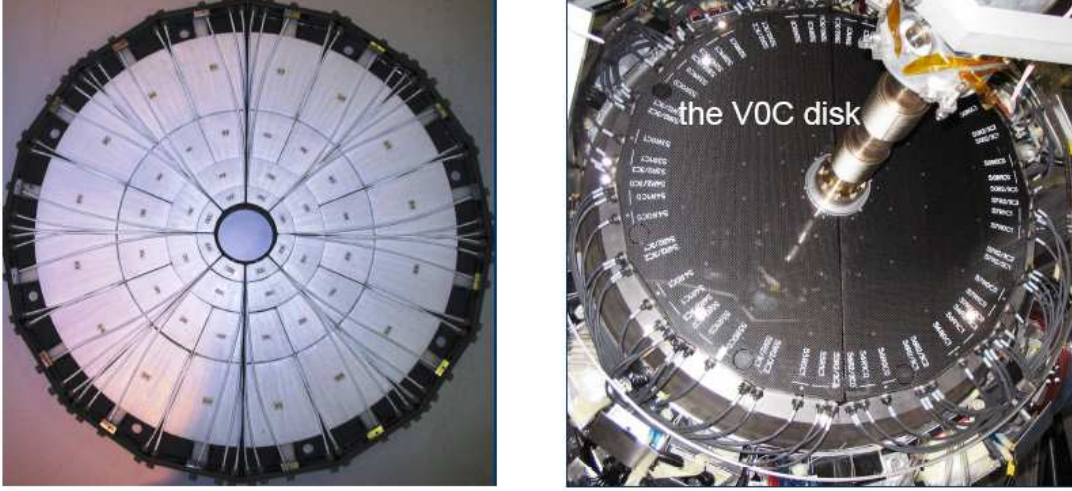


FIG. 2.9 – Photos du V0C ouvert (à gauche) et après son installation en position définitive (à droite).

du V0A. Le V0C est donc constitué de 48 éléments scintillants, et le V0A de 32 éléments scintillants. Le nombre de voies correspond cependant au nombre de cellules, soit 32 voies pour chaque disque.

La figure 2.10 montre le schéma d'une voie unique. On y montre les différentes parties

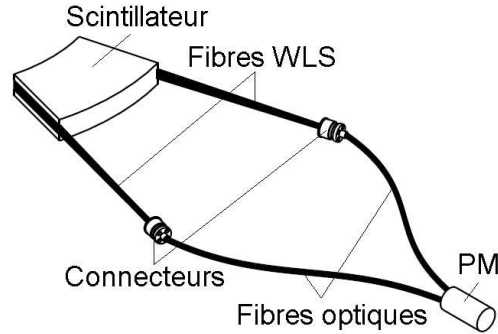


FIG. 2.10 – Schéma d'une voie du V0 : élément scintillant, fibres à décalage de longueur d'onde (fibres WLS), connecteurs, fibres optiques et photomultiplicateur (PM). Extrait de la référence [54].

traversées par les photons produits dans le scintillateur : les fibres à décalage de longueur d'onde (fibres WLS), les connecteurs, les fibres optiques et le photomultiplicateur (PM) dans lequel les photons produisent un signal électrique. Ce signal électrique est ensuite amplifié avant d'être traité par l'électronique.

La fonction première du V0 est de fournir un déclenchement (trigger) de biais minimum pour les détecteurs du baril central, à la fois pour les collisions proton-proton et pour les collisions noyau-noyau. Pour cela, le V0 doit être capable de déterminer quand une collision faisceau-faisceau a lieu, et de faire la différence entre ces "bonnes" collisions et les collisions faisceau-gaz. Nous appelons faisceau-gaz les collisions qui ont lieu dans le tube du faisceau entre les particules du faisceau et les molécules de gaz qui restent dans le tube malgré l'ultravide. Pour différencier ces deux types de collisions, et décider du déclenchement des détecteurs centraux, le V0 se base sur les temps de vol des particules. Ce temps de vol est calculé à partir de l'instant auquel deux paquets se croisent dans ALICE. Ce temps t_0 d'une collision éventuelle est connu avec précision par le LHC : à luminosité nominale, il y a un croisement toutes les 25 ns. Le V0 est synchronisé avec l'horloge du LHC et connaît donc t_0 . Grâce à une mesure précise du temps auquel chaque disque est touché, il peut faire la différence entre une collision faisceau-faisceau et une collision faisceau-gaz.

En effet, lors d'une collision faisceau-faisceau, le V0C est touché environ 3 ns après la collision ($t_0 + 3$ ns) et le V0A est touché environ 11 ns après la collision ($t_0 + 11$ ns) (voir la figure 2.11). Si au contraire il y a une collision faisceau-gaz, celle-ci se produit

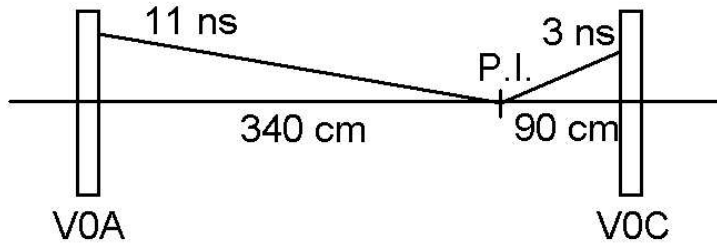


FIG. 2.11 – Représentation des temps de vol entre le point d'interaction (P.I.) et chacun des disques du V0 lors d'une collision faisceau-faisceau.

en général à l'extérieur d'ALICE, et donc les disques du V0 sont touchés avec des temps différents de ceux d'une collision faisceau-faisceau. Par exemple, si la collision a lieu du côté A, c'est à dire à gauche du V0A dans la figure 2.11, le V0A est touché 11 ns avant t_0 et le V0C 3 ns après t_0 . De même, une collision faisceau-gaz du côté C produit un signal à $t_0 + 11$ ns dans le V0A et à $t_0 - 3$ ns dans le V0C.

L'ouverture de fenêtres temporelles autour de ces valeurs moyennes permet donc de marquer un signal comme venant d'une collision faisceau-faisceau ou faisceau-gaz. Par exemple, la détection d'une particule dans le V0A à $t_0 + 11$ ns ($\pm$ quelques ns) produit un déclenchement BBA : le V0A a détecté un signal faisceau-faisceau (Beam-Beam). Si la détection dans le V0A a lieu à $t_0 - 11$ ns ($\pm$ quelques ns), c'est un déclenchement BGA qui est produit : le V0A a détecté un signal faisceau-gaz (Beam-Gas). La figure 2.12 représente les temps auxquels le V0A et le V0C sont touchés dans le cas de collisions faisceau-faisceau ou faisceau-gaz, et les déclenchements associés. En combinant les deux disques, 16 types de déclenchements peuvent être produits par le V0.

Les déclenchements produits par le V0 serviront non seulement à déclencher les détecteurs du tonneau central, mais aussi à confirmer le déclenchement du spectromètre à muons. En effet, les chambres de déclenchement du spectromètre ne peuvent pas faire toujours la différence entre une collision faisceau-faisceau et une collision faisceau-gaz. Le V0 est donc indispensable pour éviter un déclenchement fréquent et inutile du spectromètre.

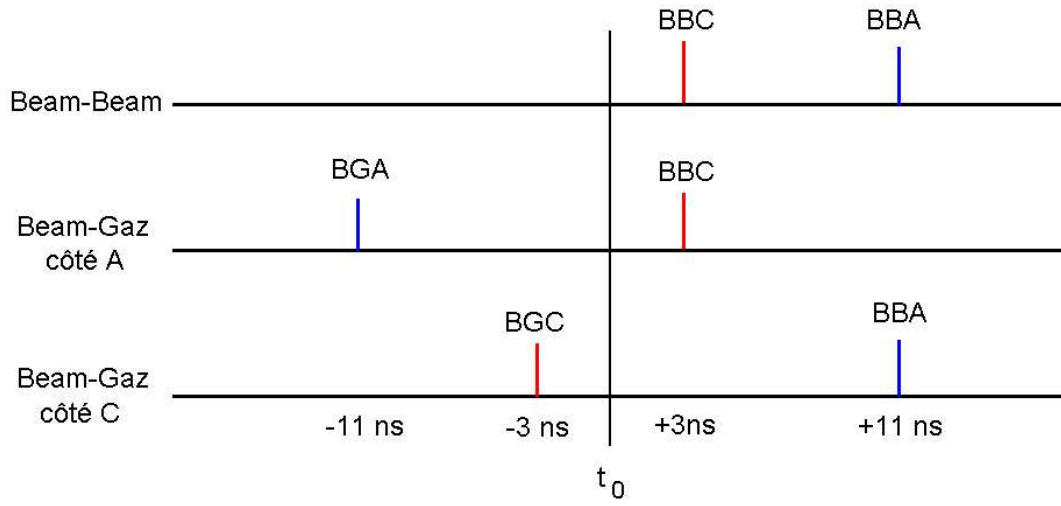


FIG. 2.12 – Représentation des temps d’activation du V0A et du V0C pour des collisions faisceau-faisceau ou faisceau-gaz, et déclenchements produits dans chaque cas.

Mentionnons encore les déclenchements en centralités que le V0 peut délivrer lors des collisions noyau-noyau. Pour cela, il faut regarder la charge déposée dans le V0, qui dépend du nombre de particules produites dans la collision, et donc de la centralité de la collision. Bien que la précision du V0 sur la mesure de la centralité ne soit pas très grande, il est quand-même possible de demander que la charge déposée dans le V0 soit supérieure à une certaine valeur afin de ne garder que les collisions les plus centrales. Le même type de déclenchement peut être obtenu en considérant le nombre de cellules touchées au lieu de la charge.

En plus de ces fonctions de déclenchement, le V0 peut fournir différentes mesures sur la collision. Par exemple, le modèle de Glauber permet de relier la charge collectée par le V0 à la centralité de la collision entre deux noyaux, en passant par le nombre de nucléons participant à la collision. Cette mesure, encore à l’étude, serait utile pour compléter les mesures des autres sous-détecteurs. Il devrait même être possible de faire une mesure du flot elliptique avec le V0. Il suffirait pour cela de regarder la distribution en ϕ de la charge déposée dans le détecteur, qui devrait varier de plusieurs dizaines de pourcents selon l’ellipticité du flot [55]. Une telle mesure est souhaitée par les théoriciens car la couverture en pseudorapidité du V0 est unique et très intéressante. Il faudra cependant attendre un bon étalonnage relatif entre les cellules avant de faire cette étude.

Deux autres mesures physiques seront aussi possibles avec le V0 : la mesure de la luminosité et la mesure de la multiplicité. Etant donné que ces mesures constituent une partie de mon travail, elles seront traitées en détail dans le chapitre 3.

2.3.2 Le V0 dans AliROOT

AliRoot

AliRoot est le nom du programme de simulation de ALICE. Il est basé sur ROOT, programme en C++ développé par le CERN. Toute la géométrie du détecteur est décrite dans AliRoot, et chaque sous-détecteur y est intégré indépendamment. La figure 2.13 montre le détecteur virtuel tel que décrit dans AliRoot.

Pour la simulation de collisions, AliRoot est interfacé avec des générateurs tels que Pythia ou HIJING, qui génèrent les différentes particules produites lors d’une collision.

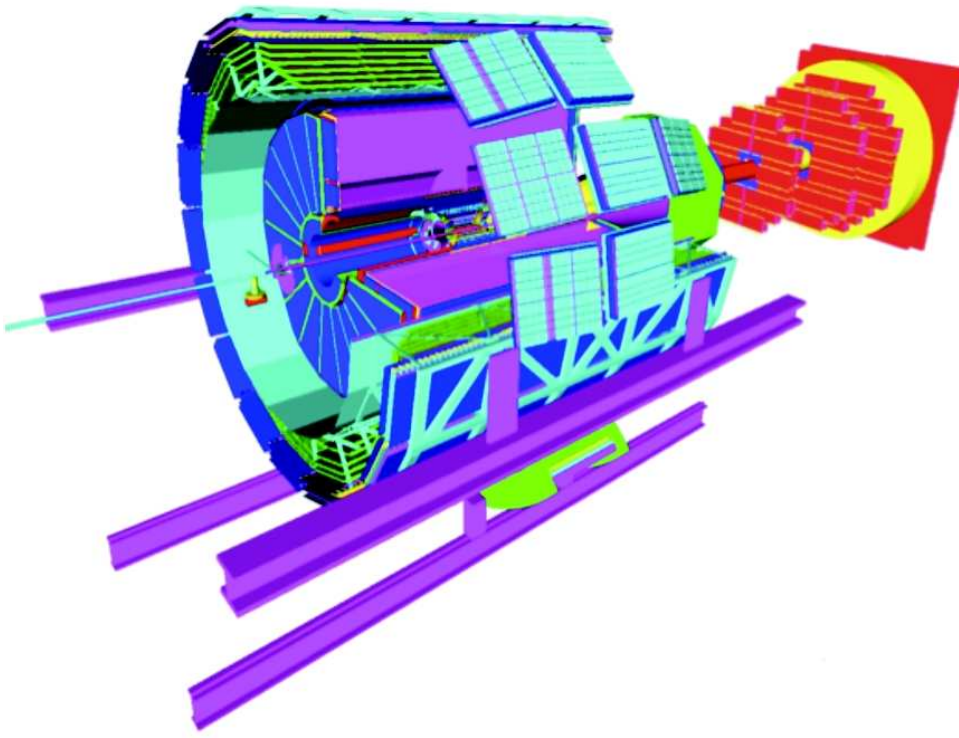


FIG. 2.13 – ALICE dans AliRoot. Les couleurs différentes représentent les différents matériaux. Figure extraite de la référence [56].

Nous reviendrons plus en détail sur ces générateurs aux sections 4.2.3 et 4.2.5. Les particules simulées sont ensuite transportées à travers les différentes parties d'ALICE grâce à GEANT. La figure 2.14 montre la trajectoire des particules produites dans une collision proton-proton et dans une collision plomb-plomb. Lorsqu'une particule traverse de la ma-

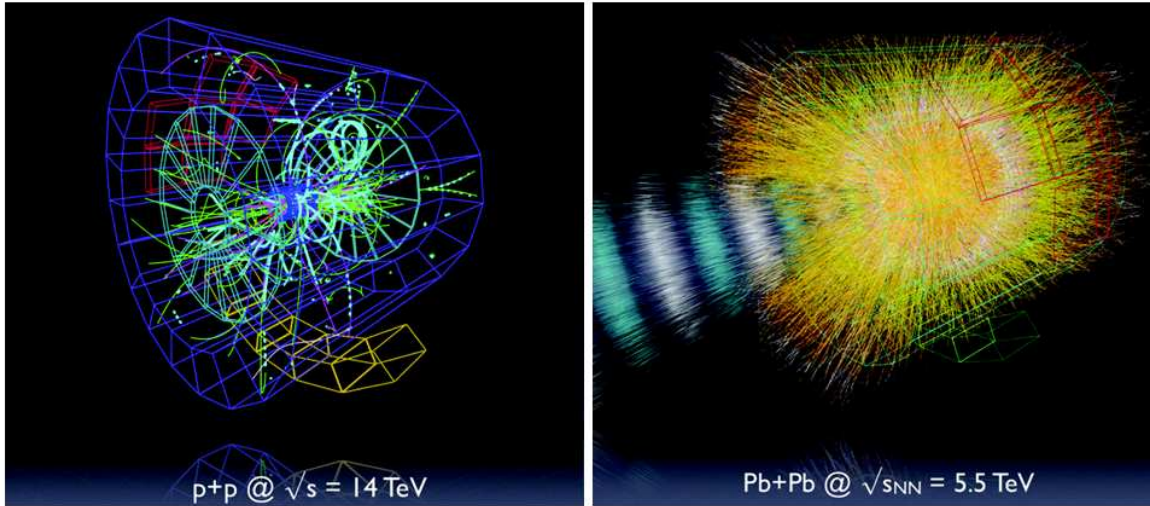


FIG. 2.14 – Visualisation des trajectoires des particules produites dans une collision proton-proton (à gauche) et dans une collision plomb-plomb (à droite). Figure extraite de la référence [56].

tière, elle y perd de l'énergie. Si cette matière appartient à une zone active du détecteur, cette énergie est convertie en signal, correspondant au signal émis par le détecteur.

Les signaux créés par le détecteur virtuel peuvent ensuite être traités de la même manière que les signaux réels (par exemple en opérant une clusterisation ou un tracking). Cela permet une comparaison des données récoltées avec les données simulées.

Simulation du V0

Comme pour les autres sous-détecteurs, il est important que le V0 réagisse de la même manière dans la simulation et dans la réalité. En effet, comme nous le verrons au chapitre suivant, certains résultats physiques comme la mesure de la luminosité ou de la multiplicité dépendent en grande partie des simulations. Il est donc nécessaire d'intégrer dans la simulation un maximum de paramètres mesurés en laboratoire, comme les pertes dans les fibres optiques et dans les connecteurs, ou les disparités de gains des photomultiplicateurs.

Deux aspects ont particulièrement retenu mon attention, de part leur importance pour les mesures de luminosité. Il s'agit de la résolution temporelle du V0 et de l'intensité du signal produit par un MIP (*Minimum Ionizing Particle*²). La résolution en temps a été mesurée avec une valeur moyenne de 0.7 ns [54]. Il a donc fallu faire correspondre la résolution en temps des simulations à cette valeur de 0.7 ns. La figure 2.15 montre le temps de vol des particules simulées après cet ajustement.

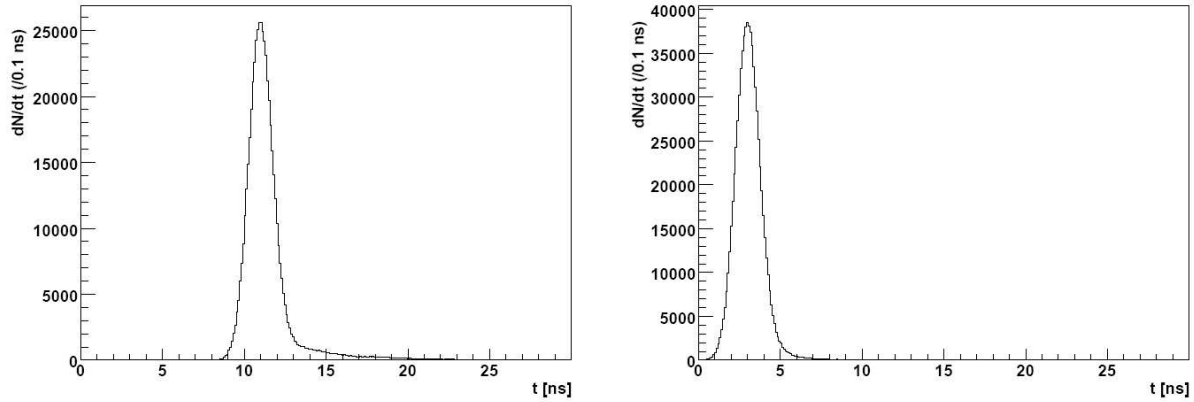


FIG. 2.15 – Temps de vol des particules simulées dans le V0A (à gauche) et dans le V0C (à droite).

Concernant l'intensité du signal produit par un MIP, la démarche est très similaire. Les mesures prises avec les rayons cosmiques ont montré une distribution gaussienne de la charge collectée dans une cellule, avec un écart-type valant un quart de la valeur moyenne. Pour alléger l'écriture, nous appellerons MIP la charge moyenne déposée par un MIP. La distribution de charge est alors une (quasi-)gaussienne de valeur moyenne MIP et d'écart-type MIP/4. Cette distribution a dû être reproduite dans les simulations. La figure 2.16 montre les mesures prises avec les rayons cosmiques et son équivalent dans les simulations. Dans la simulation, on constate un fond important autour du MIP, provenant d'événements qui ne donnent pas exactement une particule à travers la cellule (effets de bord).

Une fois que le V0 est correctement intégré dans AliRoot, il est possible de simuler des collisions afin d'anticiper les données du V0. La figure 2.17 montre une visualisation du V0 lors d'une collision p-p et lors d'une collision Pb-Pb simulées. Sur cette figure, les différentes couleurs représentent l'intensité du signal délivré par une cellule. Les points

²particule traversant une cellule du V0 de part en part.

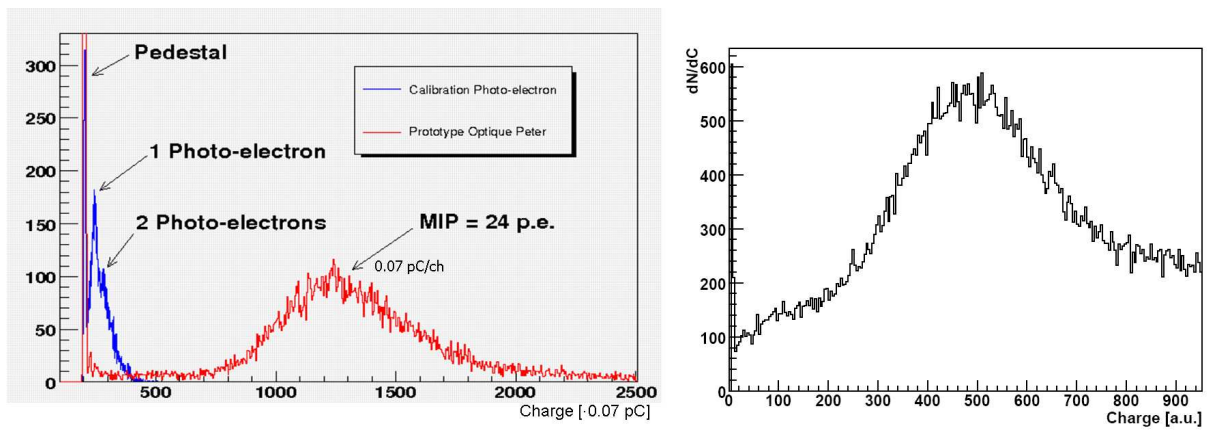


FIG. 2.16 – Distribution en charge pour un MIP dans une cellule du V0. Mesures expérimentales (à gauche) et simulations associées (à droite).

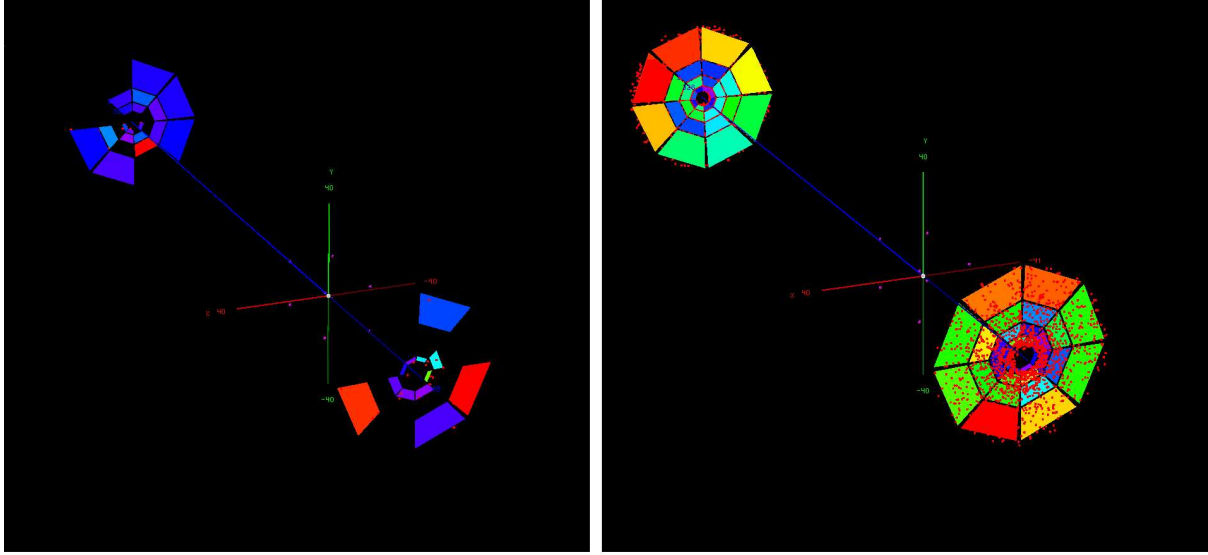


FIG. 2.17 – Collision p-p (à gauche) et Pb-Pb (à droite) vues par le V0 (simulations).

rouges sont les points d'entrée des particules dans le V0, et ne seront pas visibles expérimentalement. Nous voyons qu'une collision p-p active quelques cellules dans chaque disque, alors qu'une collision Pb-Pb active toutes les cellules.

2.3.3 Premières mesures avec le V0

Avant l'incident du 19 septembre 2008, le V0 a pu prendre des données durant les phases de tests des faisceaux. En effet, ALICE a la chance d'être placé juste après le point d'injection d'un des faisceaux (voir la figure 2.1). Lors des tests d'injection, le faisceau était stoppé avant de traverser ALICE. Cela produisait une énorme quantité de muons qui passaient à travers le détecteur, et donc à travers le V0. La figure 2.18 montre les signaux venant du V0 lors d'un de ces événements. Sur cette figure, les cellules des anneaux extérieurs sont bien plus illuminées que les cellules des anneaux intérieurs. Cela est dû à l'arrosage uniforme de la surface du V0 par les muons, provoquant un signal proportionnel à la surface de la cellule. Pour cette même raison, le V0A donne un signal bien plus fort que le V0C. Ce sera différent lors de collisions faisceau-faisceau, les tailles des anneaux

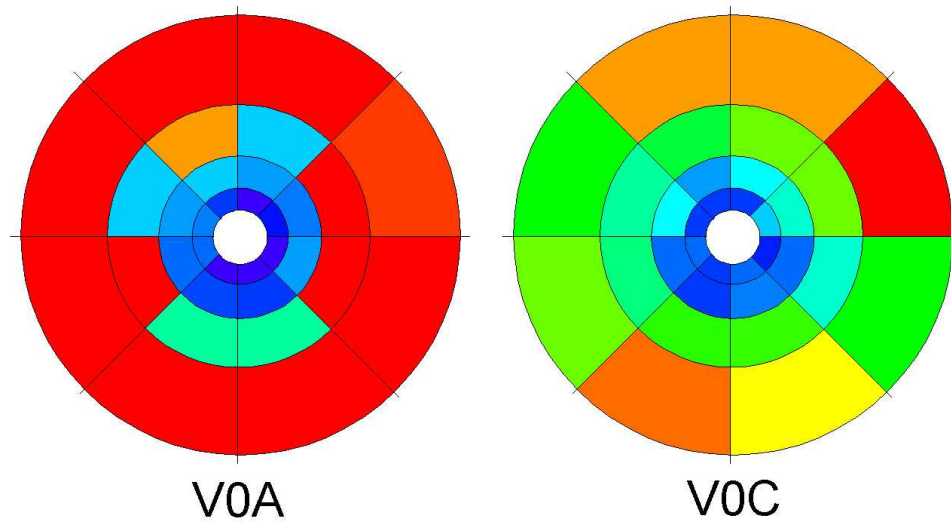


FIG. 2.18 – Illumination du V0 lors des tests d'injection de faisceaux.

étant calculées pour un signal similaire dans chaque cellule.

Ces tests ont permis plusieurs vérifications sur le fonctionnement du V0. Par exemple, on a pu vérifier que le signal temps est correctement mesuré et transmis. La figure 2.19 montre la mesure du temps dans chaque cellule pour un événement. Nous voyons que

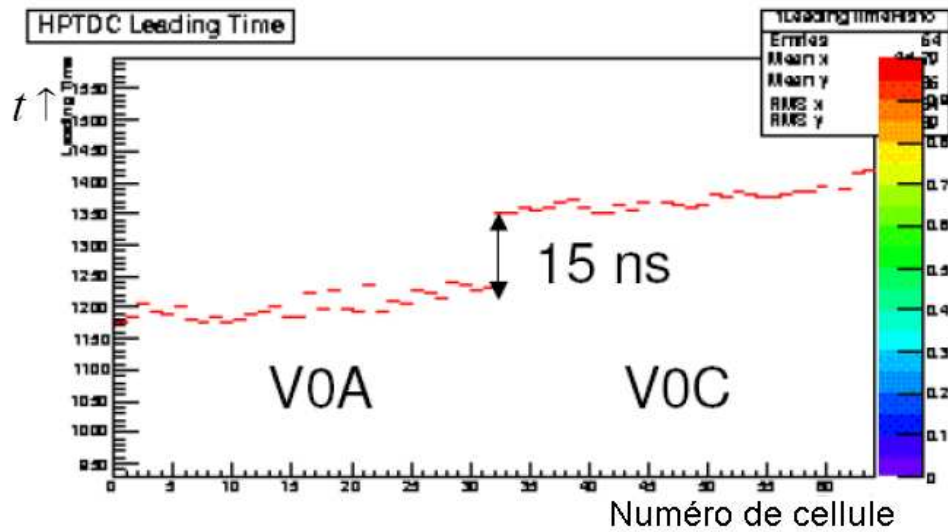


FIG. 2.19 – Signal temps des différentes cellules du V0. Ici, les cellules 0 à 31 correspondent au V0A et les cellules 32 à 63 correspondent au V0C.

toutes les cellules du V0A et du V0C mesurent un temps plus ou moins équivalent. De plus, le faisceau arrivant du côté A, le V0A est touché avant le V0C, comme le montre la figure 2.19. La différence de temps mesurée entre le V0A et le V0C, environ 15 ns, correspond bien à la distance entre les deux disques (4.3 m).

Il a aussi été possible de vérifier la correspondance entre les mesures de l'ITS et les mesures du V0. En particulier, il a été montré que plus le nombre de traces dans le SPD était important, plus la charge mesurée dans le V0 était grande. La figure 2.20 montre

cette correspondance pour une trentaine d'événements collectés lors des tests de faisceaux.

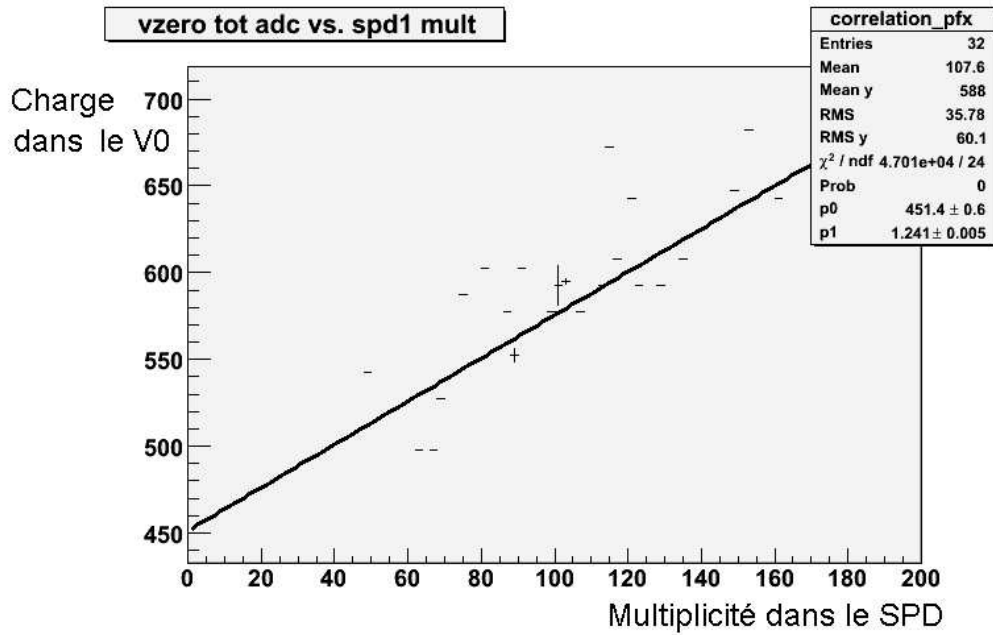


FIG. 2.20 – Comparaison entre le nombre de traces dans le SPD et la charge collectée dans le V0. Figure extraite de la référence [57].

On ne peut pas parler des premiers résultats du V0 sans mentionner les premiers tours du faisceau dans le LHC. Le 10 septembre 2008, le faisceau était injecté juste avant ALICE sous la forme d'un paquet toutes les 48 secondes. Ces paquets étaient stoppés d'abord juste après ALICE, puis de plus en plus loin dans le LHC, avant de faire un tour complet. Lors de cette procédure, des écrans de contrôle étaient placés dans le tube afin de vérifier la position du faisceau. Ces écrans n'étant pas parfaitement transparents, les interactions faisceau-écrans produisaient des particules qui passaient à travers ALICE. Grâce à ces particules, le V0 a pu suivre chaque passage de faisceau, qui se matérialisait sous la forme d'un pic de charge toutes les 48 secondes. Lors du premier tour de faisceau, le pic de charge a eu une intensité double des précédents : comme le contrôle en ligne intègre la charge sur 2 secondes, le temps de remise à zéro du compteur est nettement supérieur à la durée d'un tour de faisceau. La figure 2.21 montre la charge totale sur tout le V0 intégrée sur 2 secondes au moment du premier tour de faisceau. Nous voyons que le pic suivant 10h25 est deux fois plus élevé que les précédents, indiquant deux passages du faisceau. Les pics suivants sont plus bas car le gain des photomultiplicateurs ont par la suite été abaissés.

En plus de ces résultats positifs concernant le V0, quelques problèmes ont aussi pu être trouvés. Le principal problème concerne ce qu'on appelle les "afterpulses". Il s'agit de faux signaux créés dans les tubes des photomultiplicateurs et qui apparaissent après un "vrai" signal [58]. Ils peuvent apparaître entre quelques nanosecondes et quelques microsecondes après un signal. La figure 2.22 montre un exemple d'afterpulses lors des tests de faisceau.

Cette figure montre comme prévu une activation du V0A puis du V0C lors du passage du faisceau. Cependant, après ce passage, on retrouve dans certaines cellules des signaux qui ne sont pas physiques. Ces afterpulses pourraient être gênants lors du fonctionnement du LHC car ils donneraient inutilement des signaux de déclenchement. Notons néanmoins

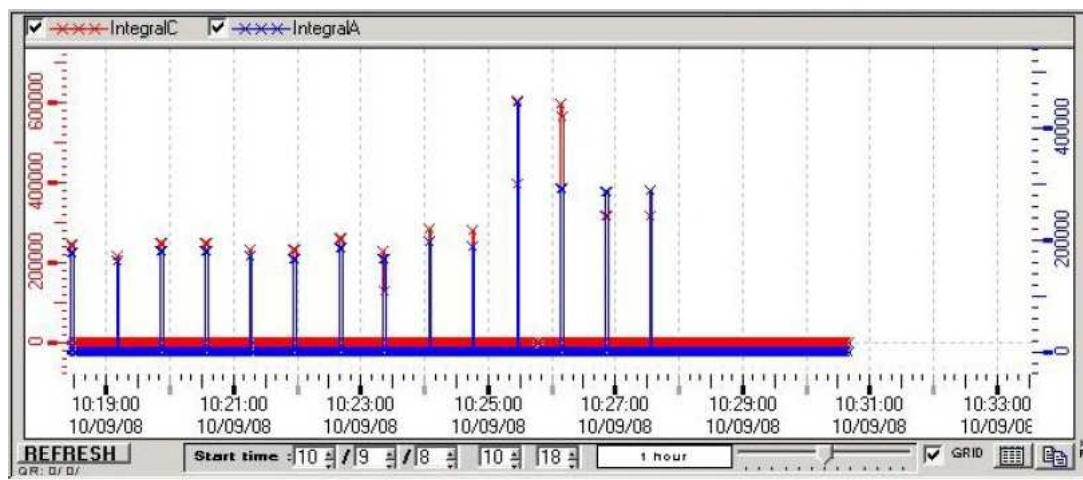


FIG. 2.21 – Ecran de contrôle du V0 : charge intégrée sur chaque disque lors du premier tour de faisceau.

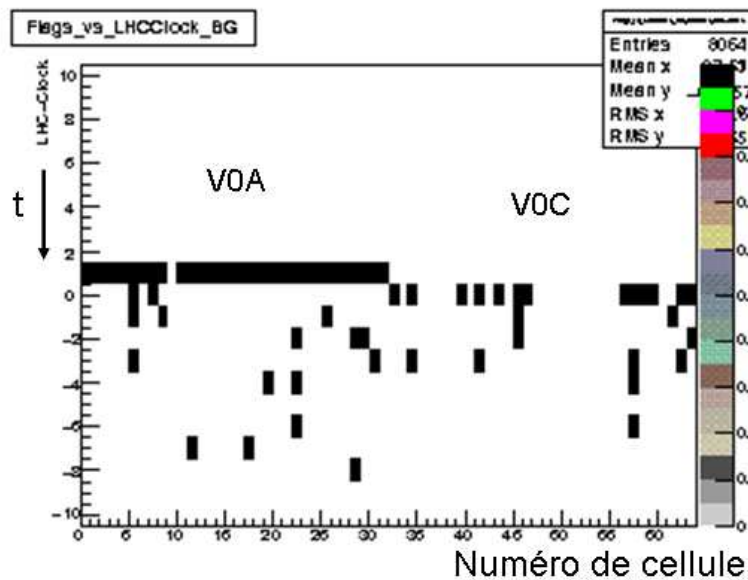


FIG. 2.22 – Signaux de déclenchement délivrés par les différentes cellules du V0 en fonction du temps. Les signaux en dessous de $t = 0$ sont des afterpulses.

que les afterpulses apparaissent plus fréquemment lorsque la tension dans le photomultiplicateur est élevée. Lors des prises de données correspondant à la figure 2.22, cette tension était très élevée. De plus, les fenêtres du temps accordées sur le croisement des faisceaux étaient largement ouvertes (25 ns) lors de ces tests. Nous nous attendons donc à une très forte diminution des afterpulses lors des conditions normales de fonctionnement, avec des tensions plus basses et des fenêtres de temps plus étroites.

Si malgré tout, cela n'est pas suffisant, il reste d'autres façons de réduire le nombre de déclenchements intempestifs. Il serait par exemple possible de demander que au moins deux cellules soient activées pour que le disque soit considéré comme touché. Dans ce cas, un trigger V0A AND V0C ne serait produit que si au moins deux cellules de chaque disque sont touchées. Cela diminuerait grandement les déclenchements fortuits (il y a peu de chances que les afterpulses apparaissent simultanément dans plusieurs cellules). Ce

mode de fonctionnement diminuerait néanmoins de 5% l'efficacité de trigger qui passerait de 81% à 76% pour un trigger AND lors de collisions p-p à 14 TeV (plus de précisions sur cette efficacité seront données au chapitre suivant).

Une autre possibilité pour diminuer les afterpulses est une augmentation du seuil de détection. Ce seuil de détection peut être fixé en fonction du MIP, par exemple à $\text{MIP}/2$ ou $\text{MIP}/3$. Plus le seuil est élevé, meilleures sont les chances d'éliminer les afterpulses. Le problème est qu'une augmentation du seuil supprime aussi du signal. La question est donc de connaître la perte de signal en fonction de la coupure sur la charge. La réponse à cette question est montrée à la figure 2.23. Cette figure montre l'efficacité de détection d'un MIP

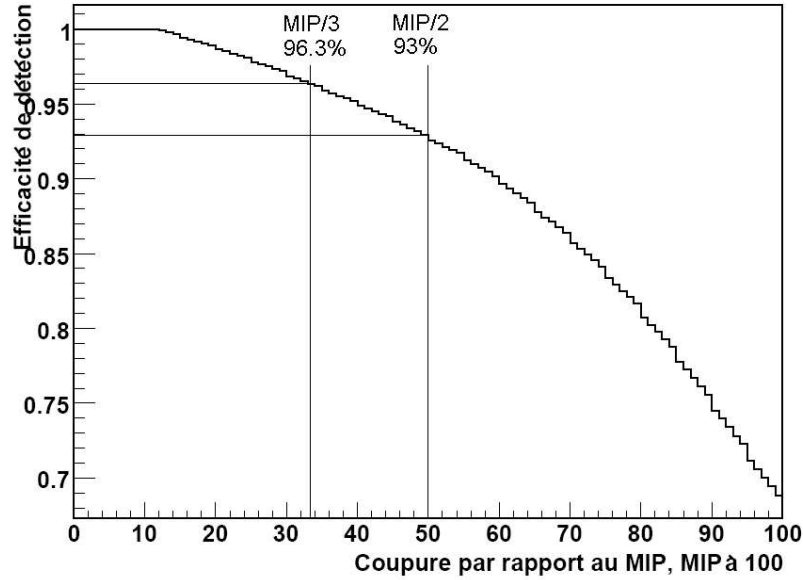


FIG. 2.23 – Efficacité de détection d'un MIP dans une cellule du V0 en fonction du seuil de détection.

en fonction du seuil de détection. Les coupures à $\text{MIP}/2$ et à $\text{MIP}/3$ sont aussi indiquées, montrant une perte d'un peu plus de 3% en passant de $\text{MIP}/3$ à $\text{MIP}/2$. Notons que la perte sur les triggers est bien plus faible, car dans la grande majorité des cas, plusieurs cellules par disque sont touchées. Cet aspect sera développé dans le prochain chapitre.

Chapitre 3

Mesures avec le V0

Comme dit précédemment, la fonction première du V0 est de donner le déclenchement pour les détecteurs du tonneau central. Cependant, le V0 est aussi capable de fournir des mesures physiques très importantes, comme la mesure de la luminosité reçue dans ALICE, ou de la multiplicité de particules chargées produites lors d'une collision.

Nous verrons dans la section 3.1 pourquoi nous devons mesurer la luminosité dans ALICE, et comment le V0 est capable de faire cette mesure avec une précision qui atteindra à terme 5%. La section 3.2 est quant à elle consacrée à la mesure de la multiplicité dans les 8 régions en pseudo-rapacité couvertes par les 8 anneaux du V0.

3.1 Mesure de la luminosité en proton-proton

Cette section est divisée en cinq parties. La première partie définit la luminosité et montre l'importance du V0 pour sa mesure. On y introduit aussi f , la fraction de collisions détectées par le V0. Nous verrons qu'une bonne connaissance de cette fraction est capitale pour une mesure précise de la luminosité.

Les deux parties suivantes concernent plus particulièrement f . Dans la sous-section 3.1.2 nous détaillons la méthode utilisée pour obtenir f grâce aux simulations. Ensuite, la sous-section 3.1.3 développe un aspect plus physique de f : les contributions relatives des collisions diffractives et non-diffractives.

Dans la sous-section 3.1.4 nous calculons les incertitudes concernant f et la précision que nous espérons obtenir sur la mesure de la luminosité avec le V0.

3.1.1 Principe

La luminosité (L) relie la section efficace d'un processus (σ) au taux d'événements correspondant à ce processus (R) :

$$R = \frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \quad (3.1)$$

Par exemple le taux de collisions proton-proton inélastiques vaut $\sigma_{in\acute{e}lastique} \cdot L$.

La luminosité dépend de différents paramètres contrôlés par le LHC, comme le nombre de paquets dans l'anneau, le nombre de particules par paquet ou les propriétés des faisceaux au point d'interaction. Lors du fonctionnement du LHC, la valeur de la luminosité nous est donc donnée par les personnes s'occupant de l'accélérateur. Il est néanmoins indispensable de mesurer la luminosité réelle à l'intérieur d'ALICE, à la fois en ligne ("*online*") et hors ligne ("*offline*"). Un suivi en ligne donne la luminosité instantanée, et permet au LHC un contrôle de ce qu'il envoie, ainsi qu'une optimisation des paramètres

du faisceau. De plus les sous-détecteurs sont intéressés par cette information. Par exemple, la TPC ne peut pas supporter une luminosité supérieure à $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Il est aussi important d'enregistrer ces mesures de la luminosité hors ligne, car la connaissance de la luminosité intégrée est indispensable pour beaucoup d'analyses physiques. Par exemple les mesures de sections efficaces ne peuvent pas se faire sans connaître la luminosité (cf équ. 3.1).

Le V0 a un rôle capital dans la mesure de la luminosité. Aidé par le T0 et dans une moindre mesure par le ZDC, il est le plus performant des sous-détecteurs d'ALICE pour cette tâche, et ce grâce à ses multiples avantages. N'ayant pas de temps morts, il est capable de prendre des mesures en continu. De plus, sa résolution en temps de 0.7 ns permet une différenciation entre les collisions faisceau-faisceau et le bruit de fond venant des interactions du faisceau avec le gaz résiduel dans le tube de l'accélérateur (faisceau-gaz). Il possède enfin une couverture en pseudorapidité suffisamment grande pour détecter la grande majorité des collisions.

Pour mesurer la luminosité avec le V0, il faut transformer l'équation 3.1 de la manière suivante :

$$R_{V0} = \sigma_{in} \cdot L \cdot f, \quad (3.2)$$

où :

- R_{V0} est le taux d'interaction mesuré par le V0,
- σ_{in} est la section efficace proton-proton inélastique, les collisions élastiques n'étant pas détectées par ALICE (les deux protons restent dans le tube faisceau lors d'une collision élastique),
- f est la fraction de collisions inélastiques détectées par le V0. Elle contient à la fois l'acceptance (A) et l'efficacité intrinsèque du V0 (ϵ) : $f = A \cdot \epsilon$.

Avant le démarrage du LHC, σ_{in} aux énergies du LHC est connue grâce à des extrapolations des données à plus basses énergies ($< 5 \text{ TeV}$) et des données des rayons cosmiques à très hautes énergies ($> 10^4 \text{ TeV}$) [1]. Son incertitude dépasse les 10%. Avec l'expérience TOTEM du LHC, la précision sur cette valeur devrait atteindre 1% [62].

Etant donné que R_{V0} est mesuré avec le V0, il suffit de déterminer f pour pouvoir mesurer la luminosité. Il est évident que nous n'avons pas accès expérimentalement à cette fraction d'événements détectés, puisque le V0 ne peut pas savoir combien de collisions inélastiques ne sont pas détectées. On ne peut connaître cette valeur que par des simulations. De plus, étant donné que l'incertitude sur la mesure de la luminosité est dominée par l'incertitude sur f , il est très important de connaître les barres d'erreur sur la valeur obtenue par simulations.

3.1.2 Détermination de f

Comme dit plus haut, la fraction de collisions détectées par le V0 comprend à la fois l'acceptance (A) et l'efficacité (ϵ) du V0 :

$$f = A \cdot \epsilon. \quad (3.3)$$

L'acceptance est ici définie comme la fraction de collisions produisant au moins une particule dans l'acceptance géométrique du V0 :

$$A = \frac{\text{nombre de collisions produisant au moins une particule dans l'acceptance du V0}}{\text{nombre total de collisions}}. \quad (3.4)$$

Etant donné le grand nombre de particules créées à chaque collision, et la plus grande proportion de particules produites à petits angles, A est bien plus élevé que l'acceptance géométrique du V0, et dépasse les 80% (voir plus loin).

L'efficacité est ensuite la proportion de collisions incluses dans l'acceptance qui produisent un signal dans le V0 :

$$\epsilon = \frac{\text{nombre de collisions détectées}}{\text{nombre de collisions produisant au moins une particule dans l'acceptance du V0}}. \quad (3.5)$$

Nous allons donc commencer par calculer l'acceptance du V0, puis nous introduirons les coupures sur la charge et le temps, causées d'une (faible) inefficacité.

La méthode utilisée pour la détermination de l'acceptance du V0 est la suivante :

- simulations par PYTHIA de plusieurs dizaines de milliers de collisions proton-proton inélastiques,
- transport des particules produites à travers les différentes parties d'ALICE par GEANT3,
- comptage pour chaque collision du nombre de cellules du V0 touchées par une/des particules (ce nombre de cellules est appelé dans la suite "multiplicité dans le V0").

Nous pouvons ensuite tracer la distribution en multiplicité des collisions. Une distribution en multiplicité dans le V0C pour 10000 collisions est montrée à la Fig. 3.1. Les collisions ont une multiplicité entre 0 (aucune cellule du V0C n'est touchée) et 32 (toutes les cellules du V0C sont touchées). L'acceptance correspond ensuite à la fraction de collisions dont la multiplicité est supérieure à 0 (à droite de la ligne pour la Fig. 3.1).

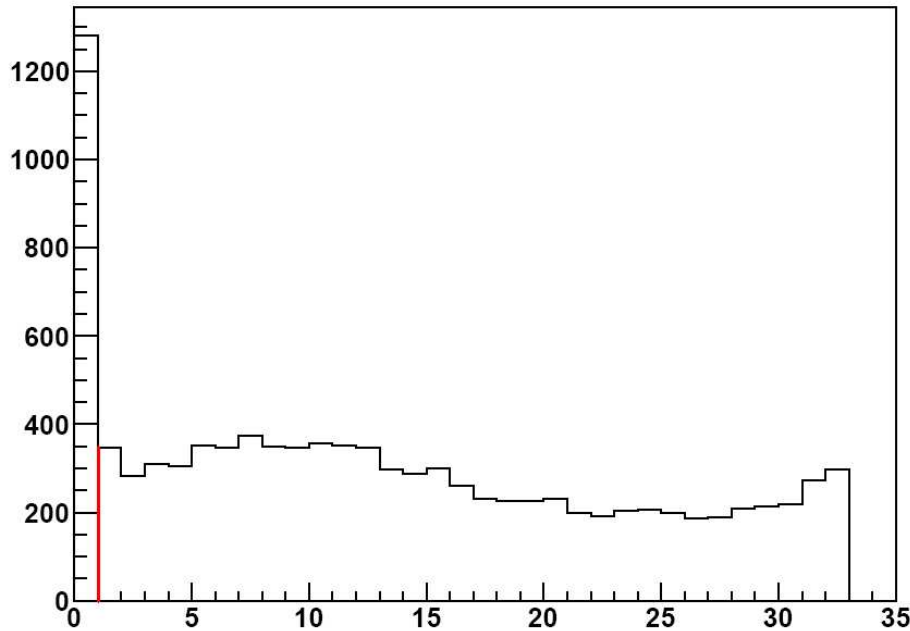


FIG. 3.1 – Distribution en multiplicité dans le V0C pour un échantillon de 10000 collisions à 10 TeV. Les collisions à gauche de la ligne rouge ne sont pas détectées.

Le tableau 3.1 résume les acceptances pour quatre différentes configurations : cellule(s) du V0A touchée(s), cellule(s) du V0C touchée(s), cellule(s) du V0A et du V0C touchée(s) ("and") et cellule(s) du V0A ou du V0C touchée(s)("or").

	Acceptance [%]
V0A	88.4
V0C	87.2
AND	82.0
OR	93.7

TAB. 3.1 – Acceptances du V0.

Coupure sur la charge

Jusqu'ici, seule l'acceptance a été prise en compte : aucune coupure n'ayant été introduite, il suffit qu'une particule touche une cellule pour que celle-ci soit comptabilisée. Dans la réalité, ce n'est pas le cas : si la particule ne dépose pas assez d'énergie dans le détecteur, le signal produit est trop faible et n'est pas distinct du bruit de fond électronique. Par exemple, une particule traversant juste un angle de cellule n'est pas détectée (effets de bord).

Pour éviter de comptabiliser du bruit de fond, chaque cellule du V0 ne se déclenche que lorsque la charge reçue dépasse un certain seuil. Dans les simulations, cela est pris en compte par une coupure sur la charge : les cellules produisant une charge inférieure à cette coupure ne sont pas considérées comme activées. Deux différentes coupures ont été considérées et sont représentées sur la Fig. 3.2 : une coupure à $MIP - 2\sigma$ et une coupure à $MIP - 3\sigma$, σ étant l'écart type de la (quasi-)gaussienne centrée au MIP.

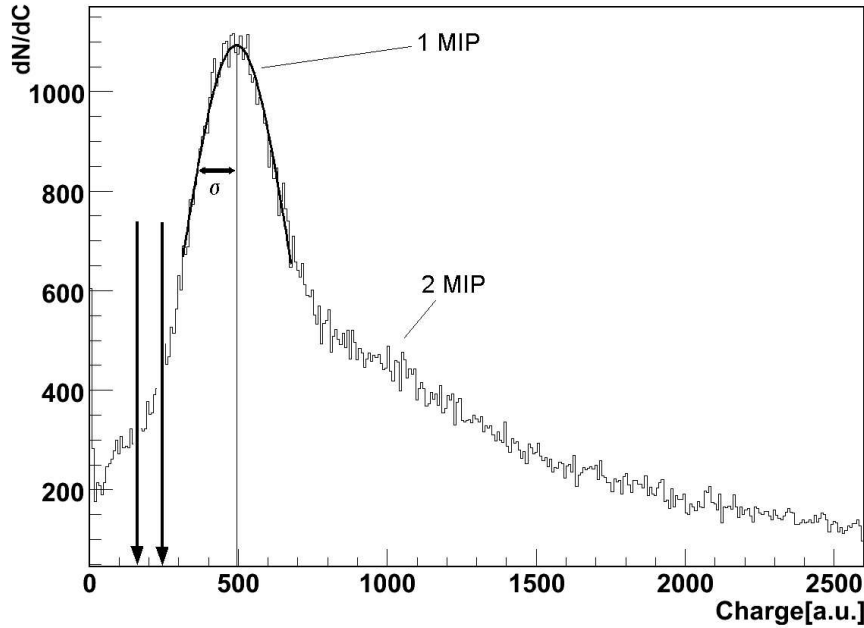


FIG. 3.2 – Distribution en charge dans une cellule du V0 et coupures à 2σ (flèche de droite) et 3σ (flèche de gauche). Les particules à gauche de la coupure ne sont pas détectées.

Suite à ces coupures, la distribution en multiplicité de la Fig. 3.1 est légèrement décalée vers la gauche (moins de cellules sont activées). Cette modification de la distribution est montrée à la Fig. 3.3. En particulier, certaines collisions de multiplicité non nulle viennent remplir la multiplicité zéro après la coupure. Cela nous donne directement la perte en

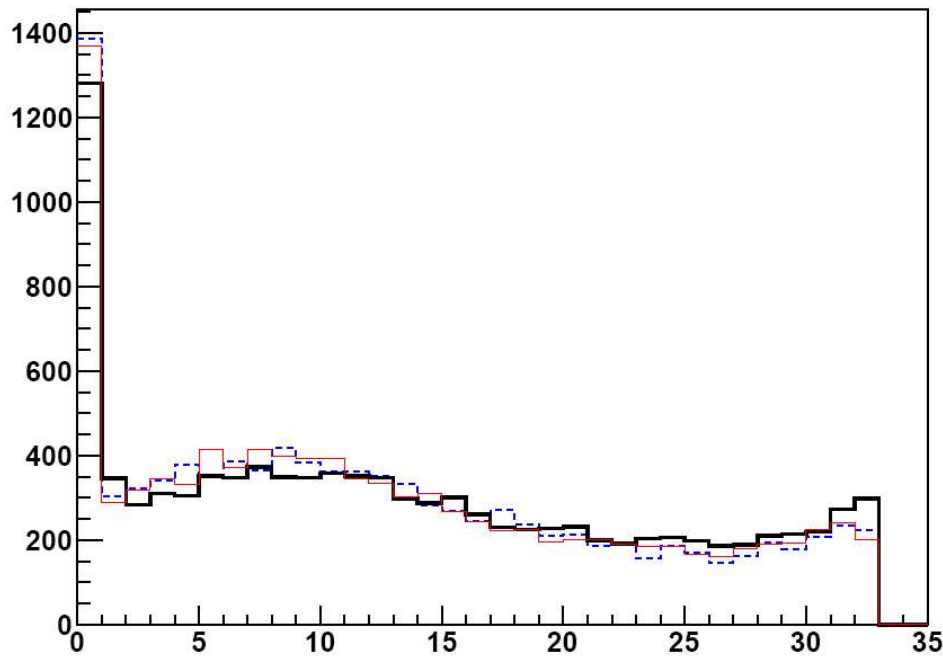


FIG. 3.3 – Modification de la distribution en multiplicité dans le V0C suite à la coupure sur la charge, pour des collisions à 10 TeV. Trois distributions sont présentées : avant coupure (noir/trait épais), après une coupure à 2σ (rouge/trait fin) et après une coupure à 3σ (bleu/pointillés).

efficacité due à la coupure sur la charge : entre 1 % et 1.5 %.

Coupages sur le temps

La dernière étape avant d'avoir la fraction f finale est d'introduire les fenêtres de temps. Les particules provenant d'une collision faisceau-faisceau mettent environ 3 ns pour atteindre le V0C et 11 ns pour atteindre le V0A, les distances entre le point d'interaction et les disques étant respectivement de 90 cm et 328 cm. Afin d'éliminer les particules provenant des interactions faisceau-gaz, des fenêtres de temps sont ouvertes autour de 3 ns pour le V0C et de 11 ns pour le V0A (Fig. 3.4).

Un signal arrivant en dehors de ces fenêtres n'est pas pris en compte. Il est donc possible qu'une particule provienne d'une collision faisceau-faisceau, mais qu'elle soit trop lente pour déclencher le V0.

Comme pour la coupure sur la charge, ces coupures sur le temps entraînent une perte d'efficacité, et le même graphique que la Fig. 3.3 peut être tracé pour le temps. Cette perte est de l'ordre de 0.5%, et le résultat final pour $f = Acc \cdot Eff$ est présenté dans le tableau 3.2 pour les différentes énergies de fonctionnement du LHC. Ce sont les valeurs de ce tableau qui sont utilisées dans la formule 3.2 pour la mesure de la luminosité dans ALICE.

Il faut remarquer que les coupures sur la charge et le temps n'influencent que très peu la valeur de f , signe d'une efficacité intrinsèque très élevée ($> 98\%$).

3.1.3 Collisions diffractives vs non-diffractives

Des simulations ont été faites pour comprendre les détails de ces résultats. En particulier, il est intéressant de regarder la différence entre les collisions diffractives, doublement

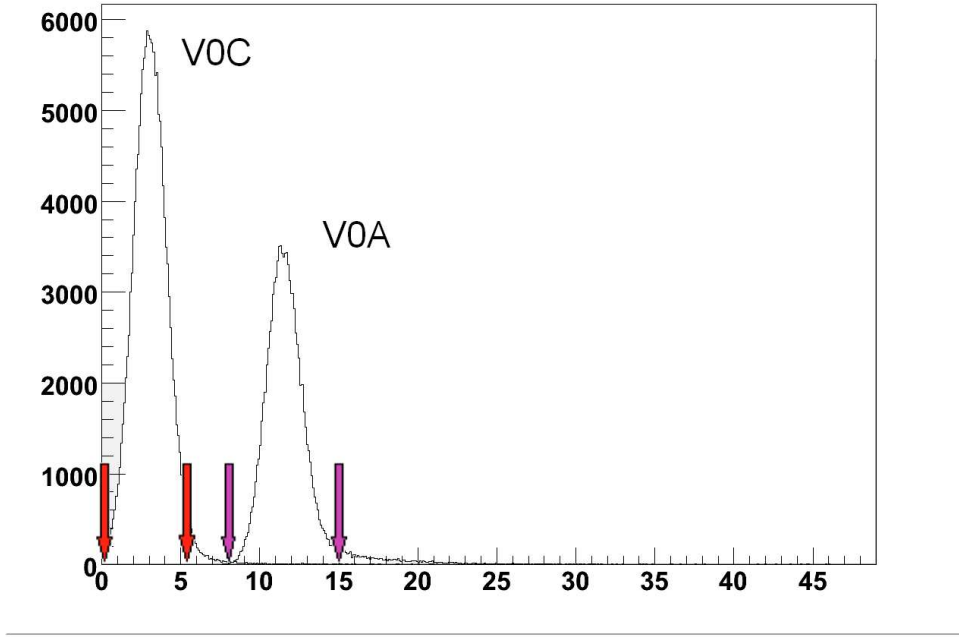


FIG. 3.4 – Distribution en temps dans le V0A et le V0C et fenêtres de temps pour chaque côté. Les particules en dehors de ces fenêtres ne sont pas détectées.

f	900 GeV	10 TeV	14 TeV
V0A	86.2%	87.0%	87.3%
V0C	84.4%	86.0%	86.6%
AND	76.7%	80.3%	81.1%
OR	94.0%	92.7%	92.8%

TAB. 3.2 – Valeurs de $f = A \cdot \epsilon$ pour les différents modes de fonctionnement du V0.

diffractives et non-diffRACTIVES. En effet, bien que toutes soient des collisions inélastiques, le nombre de particules produites diffère grandement entre ces trois cas. Dans une collision diffractive simple, un des protons reste intact alors que l'autre se désintègre en hadrons. Dans une collision doublement diffractive, les deux protons se désintègrent en hadrons, mais le nombre de particules produites reste beaucoup plus faible que lors d'une collision inélastique standard (non-diffractive) (cf. Fig. 3.5).

Il est donc clair qu'une collision non-diffractive a plus de chance de produire un signal dans le V0 qu'une collision diffractive. Les fractions de collisions détectées f sont reportées dans le tableau 3.3 pour les quatre cas différents : non-diffractif, diffractif dans une direction ($p + p \rightarrow p + X$), dans l'autre direction ($p + p \rightarrow X + p$) et doublement diffractif.

Les résultats de ces simulations sont tout à fait cohérents. Grâce au grand nombre de particules créées lors des collisions non-diffractives, presque toutes ces collisions ($\sim 99\%$) sont détectées. Les collisions diffractives quant à elles entraînent une efficacité bien plus faible, plus encore du côté du proton isolé ($f = \sim 40\%$) que de l'autre ($f = \sim 70\%$). Les collisions doublement diffractives correspondent assez bien aux collisions diffractives côté "X" ($f = \sim 65\%$ pour chaque disque isolé).

Au vu de ces résultats, il est capital de bien connaître la proportion de collisions diffractives si on veut avoir une bonne précision sur f . En effet, une erreur de 10% sur le

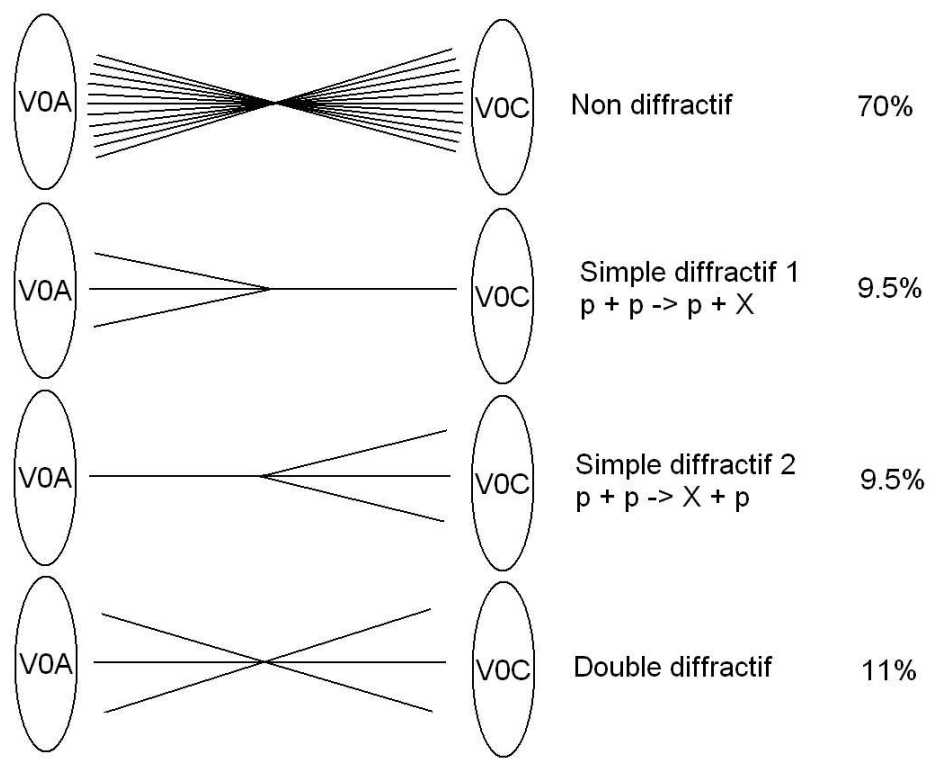


FIG. 3.5 – Schéma des différents types de processus inélastiques et leurs proportions respectives approximatives à 900 GeV.

f	non d.	$p + p \rightarrow p + X$	$p + p \rightarrow X + p$	double d.	total
V0A	99.2%	72.1%	38.9%	67.9%	87.3%
V0C	98.9%	41.6%	67.2%	63.6%	86.6%
AND	98.2%	40.6%	37.6%	46.3%	81.1%
OR	99.9%	73.1%	68.4%	85.2%	92.8%

TAB. 3.3 – Valeurs de $f = A \cdot \epsilon$ du V0 à 14 TeV pour les différents processus.

rapport $\frac{\sigma_{\text{diffractif}}}{\sigma_{\text{non diffractif}}}$ entraîne une erreur de presque 2% sur f . Or une comparaison entre deux générateurs d'événements différents montre une incertitude bien supérieure à 10% : à une énergie de 10 TeV, Pythia prédit 69% de collisions non diffractives, alors que Phojet en prédit 80%. Il est donc indispensable de mesurer (au moins approximativement) ce taux.

Avec le V0, nous avons un moyen de contrôler ce taux. Il faut pour cela étudier la distribution en multiplicité dans le V0. En effet, seules des collisions non diffractives produisent suffisamment de particules pour activer de nombreuses cellules du V0. Les événements diffractifs ont une multiplicité très faible, en tous les cas inférieure à 20 pour un disque. La figure 3.6 montre la distribution en multiplicité dans le V0C, et les contributions relatives des collisions diffractives et non diffractives.

En mesurant le taux de collisions ayant une grande multiplicité dans le V0, par exemple une multiplicité supérieure à 20 dans le V0C, nous pouvons donc approximer le taux de collisions non diffractives en se référant à la simulation. Une étude plus précise de la forme des spectres en multiplicité est aussi envisageable.

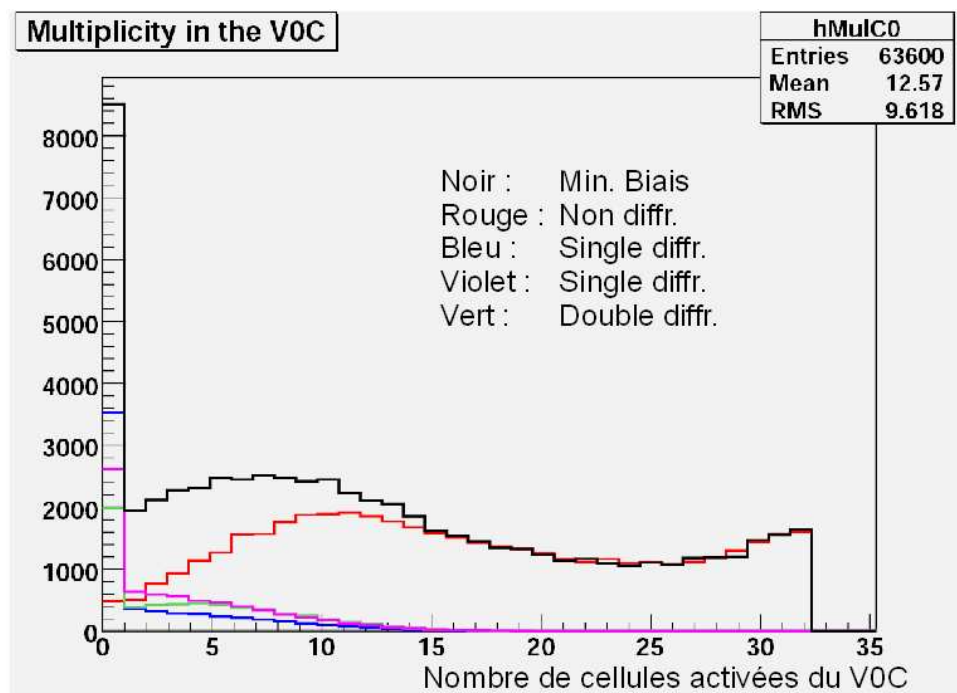


FIG. 3.6 – Distribution en multiplicité dans le V0 pour les différentes contributions des collisions inélastiques.

3.1.4 Incertitudes sur la mesure de la luminosité

Regardons maintenant avec quelle précision le V0 mesurera la luminosité. Si nous reprenons l'équation 3.2, nous voyons que les sources d'erreur sont σ_{in} et f , R_{V0} étant la mesure physique. Comme dit plus haut, σ_{in} a une incertitude de 10% avant l'allumage du LHC, qui descendra à 5% puis à 1% grâce à TOTEM.

L'incertitude sur f (tableau 3.2) est à la fois statistique et systématique. L'erreur statistique est inférieure à 0.5%, car le nombre de collisions simulées pour obtenir le tableau 3.2 est de l'ordre de 40000.

L'erreur systématique est plus difficile à estimer, car elle dépend du réalisme des simulations. On peut néanmoins approximer cette incertitude en variant certains paramètres de la simulation, en changeant par exemple la position du point d'interaction ou l'intensité du champ magnétique. Le résultat est que ces changements n'influencent pas la valeur de f s'ils restent dans la limite du raisonnable : la variation de f est inférieure à 0.3% si le champ magnétique passe de 0 à 0.5 T, ou si le point d'interaction varie de 10 cm selon z ou de 5 mm dans le plan $x - y$.

Une autre erreur systématique concerne l'environnement : le tube faisceau et les autres sous-détecteurs d'ALICE sont autant de sources de particules secondaires lors d'interactions de particules primaires avec la matière. Ces particules secondaires entraînent une efficacité du V0 plus grande. Il est donc important de savoir l'influence de ces secondaires sur f afin d'estimer l'incertitude due à l'environnement. Des simulations avec le V0 isolé ont montré une baisse de l'efficacité de l'ordre de 3%. Cela signifie que l'environnement contribue pour seulement 3% à l'efficacité du V0. Donc l'erreur due à l'environnement ne devrait pas dépasser 1%.

Il y a d'autres sources de systématiques, provenant de la génération et le transport des particules (Pythia et GEANT). Le taux d'événements diffractifs mentionné plus haut en est la principale contribution, et donc cette incertitude peut être estimée à 2%.

Si nous ajoutons 1% d'erreur provenant d'autres effets plus difficiles à étudier, comme les collisions faisceau-gaz, nous aboutissons à une incertitude sur f qui devrait être inférieure à 5%. L'objectif est de mesurer la luminosité avec le V0 avec une précision initiale de 10%, et de 5% plus tard.

3.2 Mesure de la multiplicité

Le V0 est capable de donner une mesure de la multiplicité de particules chargées. Le but est de connaître le nombre de particules primaires chargées produites lors d'une collision en fonction de la pseudorapidité. Reprenons pour l'illustrer la figure vue plus haut, présentant la multiplicité de particules chargées en fonction de la pseudorapidité, ainsi que les couvertures angulaires des détecteurs d'ALICE (figure 2.4). Cette figure illustre bien l'utilité du V0 dans la mesure de la multiplicité, car il couvre des régions plutôt pauvres en détecteurs. Comme on le voit sur cette figure, les régions de pseudorapidité centrale sont très bien couvertes avec notamment l'ITS qui sera d'une grande précision sur cette mesure. Au contraire, peu de détecteurs couvrent les régions vers l'avant. Dans cette optique, le V0 aura la tâche de confirmer les mesures faites avec le FMD, détecteur dédié à la mesure de la multiplicité à petits angles.

Grâce à sa segmentation en anneaux, le V0 sera capable de donner huit mesures de multiplicité. Il apportera donc huit points à la courbe de la figure 2.4 : un dans chaque intervalle couvert par un anneau. Nous allons donc par la suite considérer chaque anneau comme un détecteur indépendant dont l'objectif est de calculer le nombre de particules primaires chargées produites dans son intervalle en pseudorapidité. La difficulté est de relier les mesures faites avec le V0, comme la charge ou le nombre de cellules touchées, avec la multiplicité initiale. En effet, les mesures du V0 sont fortement influencées par les particules secondaires. Ces particules secondaires, provenant en grande partie du tube faisceau et d'une bride autour de ce dernier, représentent la moitié des particules traversant le V0 [59].

Pour cette raison, il est impossible de faire une mesure de multiplicité avec le V0 événement par événement : les fluctuations dues aux particules secondaires sont bien trop importantes. Il est cependant possible de faire une mesure moyenne, et d'obtenir par exemple la multiplicité moyenne en collision proton-proton dans nos huit intervalles en pseudorapidité. Pour cela, il faut être capable de relier les mesures du V0 (nombre de cellules touchées ou charge) au nombre de particules primaires chargées produites dans l'intervalle considéré. Cette relation peut être trouvée grâce aux simulations pour lesquelles nous connaissons ce qui est produit et ce qui est détecté.

Mesure à partir du nombre de cellules

Dans la suite, nous analyserons l'exemple du quatrième anneau du V0C (anneau C4), couvrant l'intervalle en pseudorapidité $-2.2 < \eta < -1.8$. L'étude et les résultats sont similaires pour les 7 autres anneaux. La figure 3.7 montre la relation entre le nombre de cellules touchées dans l'anneau C4 et le nombre de particules primaires chargées émises dans l'acceptance angulaire de cet anneau. Cette figure a été obtenue en simulant 80000 collisions p-p à 14 TeV et en comptant pour chaque collision le nombre de particules chargées émises avec une pseudorapidité comprise entre -2.2 et -1.8 et le nombre de cellules activées dans l'anneau C4.

Nous voyons une relation entre le nombre de particules primaires et le nombre de cellules touchées : en moyenne, lorsque le nombre de particules primaires augmente, le nombre de cellules touchées augmente également. Cette relation est plus visible sur le

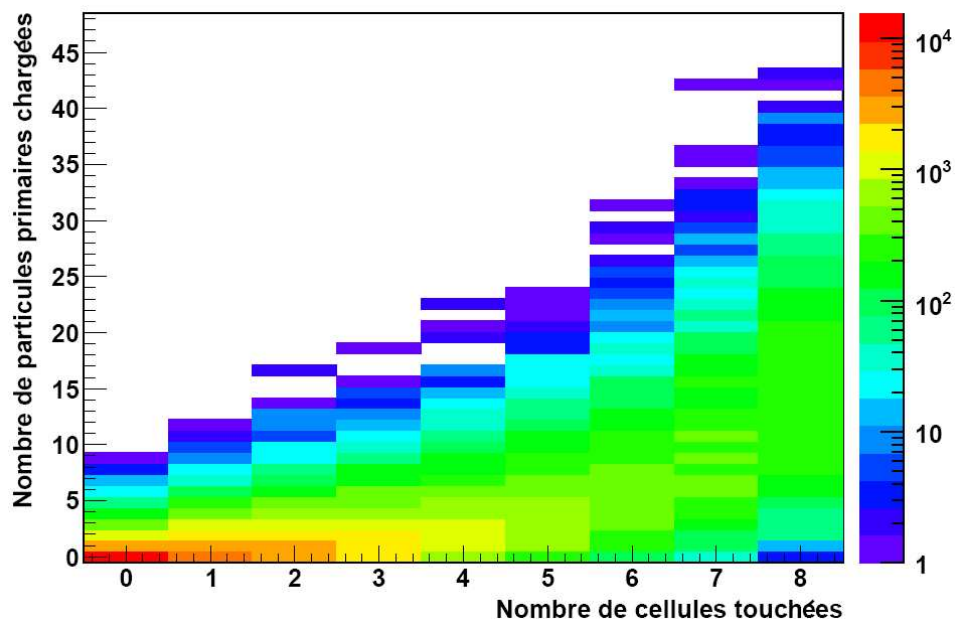


FIG. 3.7 – Relation entre le nombre de particules primaires chargées émises dans l'acceptance angulaire de l'anneau 4C et le nombre de cellules activées dans cet anneau : distribution de 80000 événements simulés. L'échelle selon z est logarithmique.

profil de la figure 3.7 montré à la figure 3.8. Nous constatons une relation proportionnelle

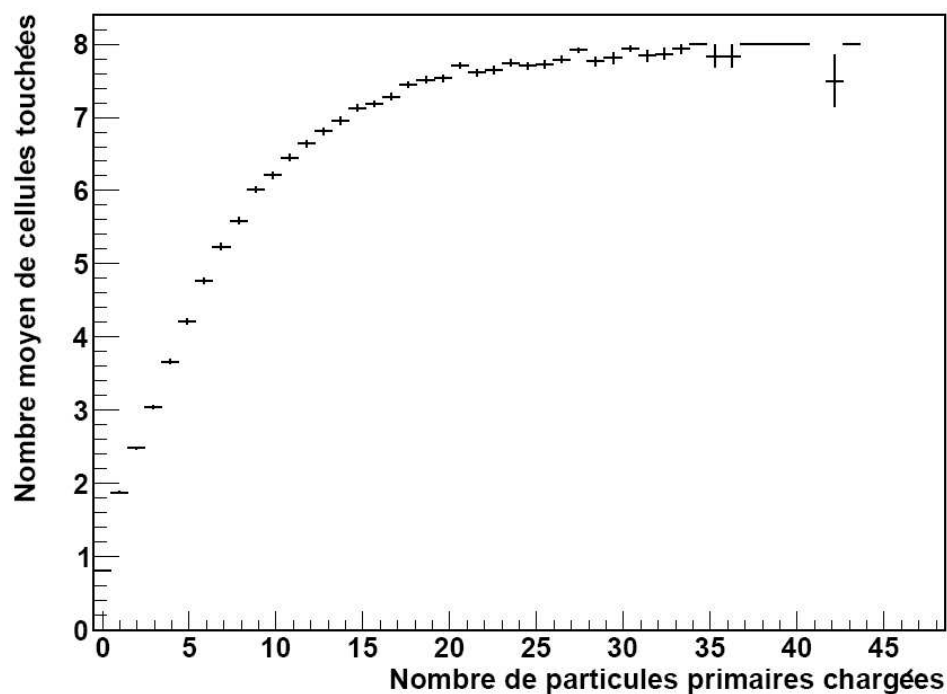


FIG. 3.8 – Nombre moyen de cellules touchées dans l'anneau 4C en fonction du nombre de particules primaires émises dans son acceptance géométrique.

entre le nombre de particules primaires et le nombre de cellules touchées pour un nombre de particules primaires inférieur à 10. Pour un grand nombre de particules émises il y a évidemment une saturation lorsque toutes les cellules sont touchées.

Nous pouvons aussi faire un profil selon l'autre axe, pour avoir le nombre moyen de particules primaires en fonction du nombre de cellules touchées. Ceci est montré à la figure 3.9. Ce sont les valeurs que nous lisons sur cette figure qui seront utiles à la

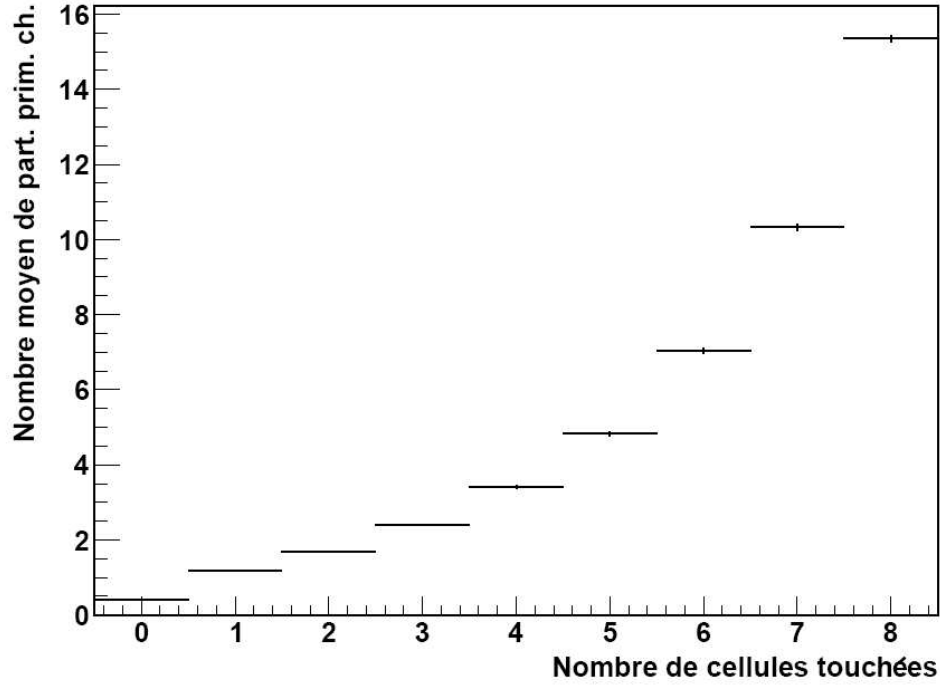


FIG. 3.9 – Nombre moyen de particules primaires chargées en fonction du nombre de cellules touchées.

détermination de $\frac{dN}{d\eta}$. Il suffira de compter le nombre de cellules touchées dans l'anneau considéré et d'appliquer pour chaque collision le coefficient lu sur cette figure pour obtenir la multiplicité moyenne sur un grand nombre de collisions.

Rappelons que seule une multiplicité moyenne peut être mesurée. Une mesure sur une collision n'a pas de sens, comme le montre la figure 3.10. Cette figure montre l'exemple du cas où 6 cellules de l'anneau C4 sont touchées. On y voit le nombre de particules primaires produites avec $-2.2 < \eta < -1.8$ pour des collisions activant 6 cellules de l'anneau C4. Nous voyons qu'un décompte du nombre de cellules touchées sur une collision ne permet pas de trouver le nombre de particules primaires produites lors de cette collision : l'étalement est bien trop important pour une mesure même approximative. C'est pourquoi seule une mesure moyenne est réalisable, sur un grand échantillon de collisions.

Mesure à partir de la charge

Une étude similaire peut être faite en analysant cette fois la charge déposée dans un anneau, au lieu de se contenter du nombre de cellules touchées. Le même graphique que précédemment peut être tracé, afin de voir la relation entre la charge déposée dans un anneau et le nombre de particules primaires chargées émises dans son acceptation géométrique. La figure 3.11 montre cette relation pour les mêmes collisions que précédemment, pour l'anneau 4C.

De nouveau, pour faciliter la lecture, nous pouvons faire des profils selon les deux axes. La figure 3.12 présente la charge moyenne collectée en fonction du nombre de particules primaires émises dans l'acceptance considérée. L'augmentation de la charge déposée avec le nombre de particules primaires émises est évidente sur cette figure. Nous voyons à nouveau

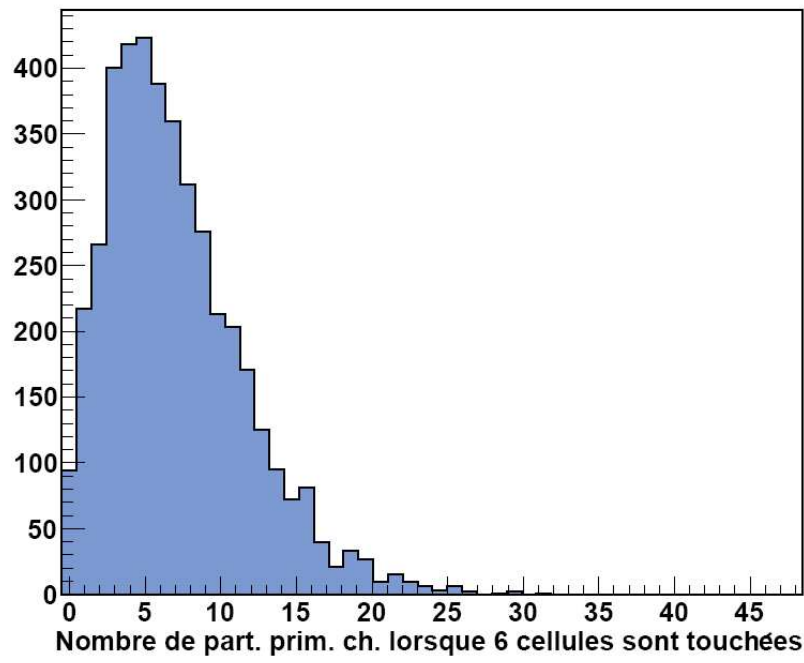


FIG. 3.10 – Nombre de particules primaires chargées produites avec $-2.2 < \eta < -1.8$ dans une collision proton-proton, lorsque 6 cellules de l’anneau 4C sont activées.

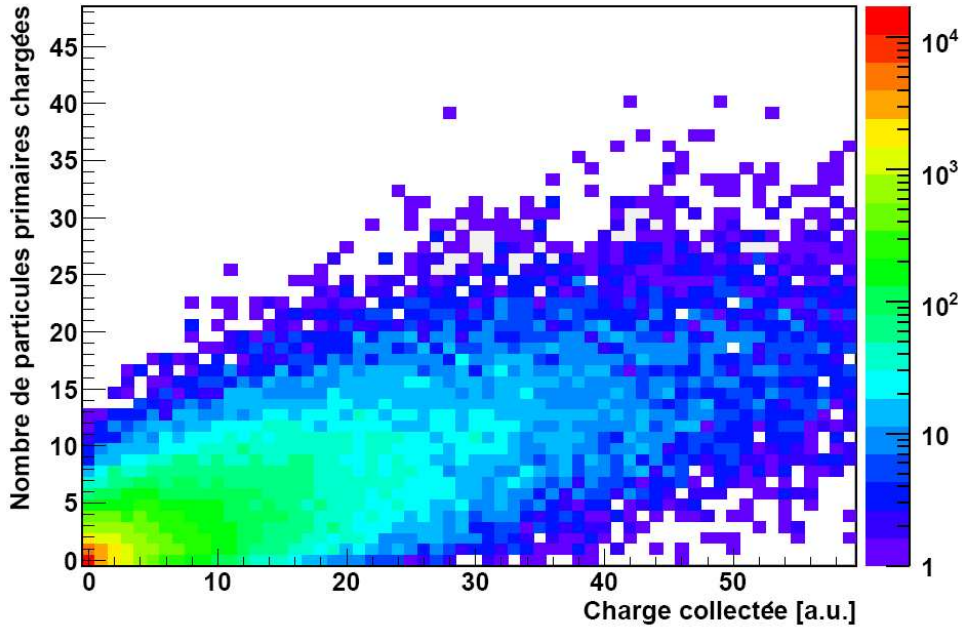


FIG. 3.11 – Relation entre le nombre de particules primaires chargées émises dans l’acceptance angulaire de l’anneau 4C et la charge collectée dans cet anneau. L’échelle selon z est logarithmique.

un léger effet de saturation pour une grande multiplicité, mais cet effet intervient bien plus tard que lorsqu’on ne regarde que le nombre de cellules touchées. C’est un premier indice de l’intérêt de regarder la charge : le résultat est plus précis pour des grandes multiplicités.

Nous pouvons maintenant regarder le profil selon l’autre axe, montré à la figure 3.13. Cette figure montre une relation presque linéaire entre la charge collectée par l’anneau 4C

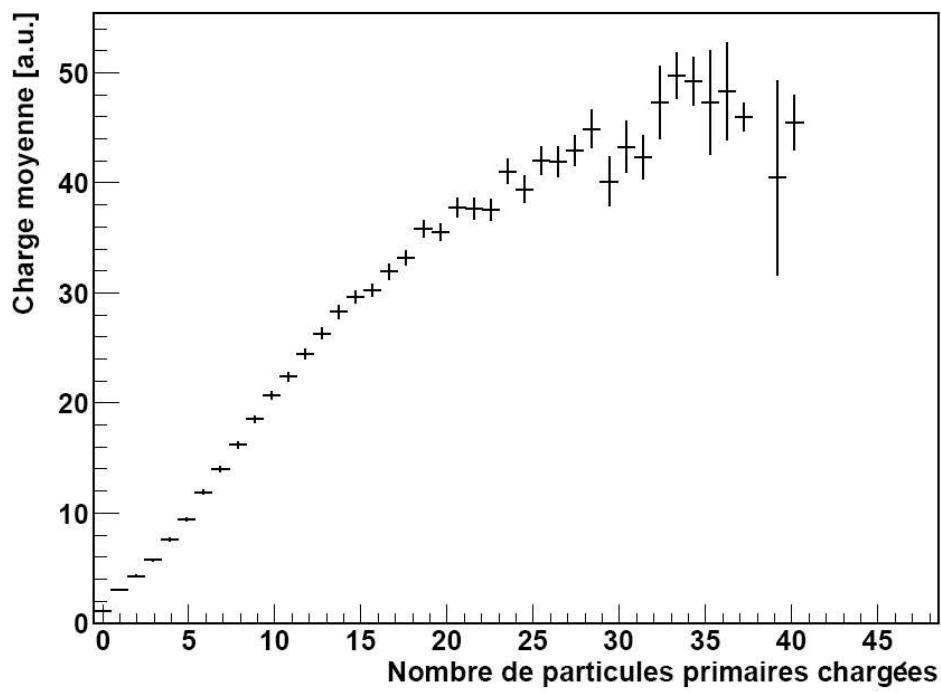


FIG. 3.12 – Charge moyenne collectée dans l’anneau C4 en fonction du nombre de particules primaires émises dans son acceptation géométrique.

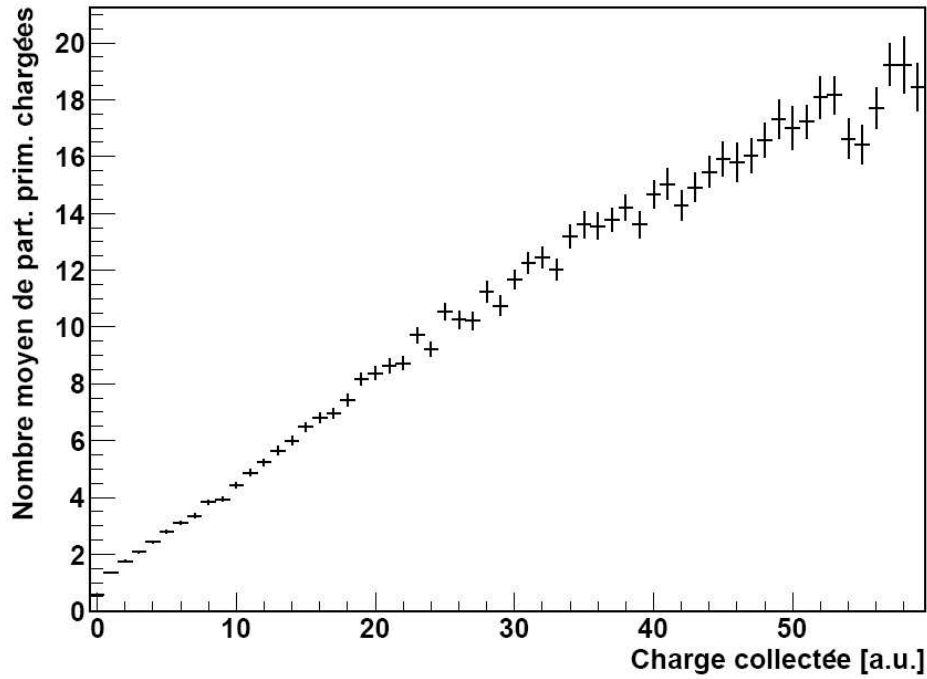


FIG. 3.13 – Charge moyenne collectée dans l’anneau C4 en fonction du nombre de particules primaires émise dans son acceptation géométrique.

et le nombre de particules primaires émises dans son acceptation. Cette quasi-proportionnalité entre la charge et le nombre moyen de particules primaires se retrouve pour tous les anneaux du V0. Il suffirait donc de connaître le facteur de proportionnalité pour mesurer relativement facilement la multiplicité de particules primaires. Malheureusement, ce n’est

pas aussi simple car ce facteur dépend du gain des photomultiplicateurs. Pour faire une telle mesure, il faut que la position du MIP soit la même pour chaque cellule et qu'elle soit stable dans le temps, ce qui implique une bonne calibration de chaque cellule.

Conclusions

Il est donc possible de calculer la multiplicité avec chaque anneau du V0 indépendamment, en mesurant soit le nombre de cellules touchées pour chaque collision, soit la charge déposée. Il suffit ensuite d'appliquer les facteurs trouvés en simulations (figures 3.9 et 3.13) pour obtenir la multiplicité moyenne. Cette méthode fonctionne sur de grands échantillons d'événements : il faut plusieurs milliers d'événements pour avoir une erreur statistique de l'ordre du pourcent. Une mesure à partir de la charge se satisfait d'un plus faible échantillon, car la précision de la mesure est plus grande. Une telle mesure ne peut en revanche être faite que lorsque les gains des photomultiplicateurs sont uniformes (position du MIP stable dans le temps et identique pour toutes les cellules). Une mesure à partir du nombre de cellules touchées est dans ce sens plus simple, et ne nécessite aucune calibration.

Notons que notre méthode dépend de la simulation, et est donc en ce sens sujette à caution car dépendante des modèles. En effet, nous supposons dans nos simulations une certaine distribution en multiplicité pour les collisions. Une erreur sur cette distribution simulée peut potentiellement induire une imprécision sur les coefficients trouvés à partir de ces simulations. Il serait possible de rendre notre méthode indépendante des modèles de production de particules primaires, en appliquant par exemple un processus itératif. Par exemple, la méthode de Richardson-Lucy développée au chapitre 5 est idéale pour ce type de problèmes : les figures 3.7 et 3.11 peuvent être transformées en matrices de passage entre les simulations et les mesures. Des processus itératifs ont été développés pour les mesures de multiplicité avec le SPD ou la TPC [60]. Cela n'a pas été fait pour le V0, car l'amélioration attendue est faible.

En effet, le facteur le plus important pour la valeur de ces coefficients est le nombre (et l'énergie) des particules secondaires induites par une particule primaire. Ce nombre est indépendant des distributions en multiplicités simulées. Il dépend principalement des matériaux se situant entre le point d'interaction et le détecteur, matériaux qui en théorie sont correctement décrits dans AliRoot. Notre méthode devrait donc suffire pour avoir au moins une approximation de la multiplicité de particules primaires en collisions proton-proton. En collisions plomb-plomb, la même méthode peut être appliquée, mais comme toutes les cellules seront activées, seule l'information concernant la charge sera utile. Il faudra pour cela s'assurer d'une bonne calibration de toutes les cellules du V0.

Chapitre 4

La symétrie chirale et les basses masses

Ce chapitre est divisé en deux sections : une section théorique et une section expérimentale. La section théorique se concentre sur la symétrie chirale, et montre que l'étude du méson ρ est capitale pour la compréhension de celle-ci. La section expérimentale a pour but de montrer que l'étude du ρ sera réalisable dans le spectromètre à muons d'ALICE. Elle élargit cette étude aux deux autres résonances de basses masses : le ω et le ϕ .

4.1 Brisure et restauration de la symétrie chirale

Cette section théorique vise tout d'abord à donner un aperçu de la symétrie chirale dans le cadre de la QCD. Nous montrerons que le Lagrangien de la QCD possède la symétrie chirale, mais que cette symétrie est brisée à basses températures. Les hautes températures atteintes lors de collisions d'ions lourds ultrarelativistes entraînent une restauration de la symétrie chirale. Nous verrons que cette restauration peut être étudiée à travers la fonction spectrale du ρ , et nous développerons les résultats de NA60 à ce sujet.

4.1.1 La symétrie chirale en QCD

Considérons le lagrangien de la QCD vu au paragraphe 1.1 :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum_q (i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - m_q \bar{q}q), \quad (4.1)$$

où $G_{\mu\nu}^a$ ($a = 1, 2, \dots, 8$) contient les huit champs de jauge correspondant aux huit gluons, et q représente les 6 quarks (u, d, s, c, b, t) de masse respective m_q .

Lors de l'étude de la symétrie chirale, les gluons sont laissés de côté car ils alourdiraient les équations en n'apportant rien sur la réalisation de cette symétrie. Dans la suite, nous ne garderons donc que le second terme du lagrangien 4.1 et nous considérerons des dérivées simples au lieu des dérivées covariantes.

De plus, seuls les quarks légers sont importants aux échelles de température considérées. C'est pourquoi nous nous restreindrons aux quarks u et d . L'inclusion du quark s serait également possible, mais alourdirait inutilement notre étude. Après ces simplifications, le lagrangien 4.1 se ramène à :

$$\mathcal{L} = i\bar{u}\gamma^\mu \partial_\mu u + i\bar{d}\gamma^\mu \partial_\mu d - m_u \bar{u}u - m_d \bar{d}d. \quad (4.2)$$

Nous pouvons maintenant définir $\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, et réécrire ce lagrangien sous la forme :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2}\bar{\psi}\psi - \frac{m_u - m_d}{2}\bar{\psi}\tau_3\psi, \quad (4.3)$$

$$\text{où } \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Si nous considérons ensuite les valeurs numériques de m_u (1.5 - 3 MeV) et de m_d (3 - 7 MeV), nous voyons que le dernier terme de l'équation 4.3, proportionnel à $m_u - m_d$, est négligeable. Cette hypothèse entraîne la conservation du courant vectoriel (courant d'isospin), très bien vérifiée expérimentalement (par exemple, les masses des pions π^+ , π^- et π^0 sont presque égales).

De même, nous pouvons dire que la somme $m_u + m_d$ est très petite par rapport aux échelles d'énergie de la QCD ($\Lambda_{QCD} \sim 1$ GeV), et donc que le deuxième terme est lui aussi négligeable. Le courant associé est le courant axial. La conservation de ce courant n'est pas vérifiée expérimentalement, à cause de la brisure spontanée de la symétrie axiale (chapitre suivant).

Ces estimations nous permettent de réduire la partie fermionique du lagrangien QCD à sa plus simple expression :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi. \quad (4.4)$$

Ce lagrangien est très facilement décomposable en termes de composantes chirales :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R, \quad (4.5)$$

où $\psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi$ est la composante gauche de ψ et $\psi_R = \frac{1+\gamma^5}{2}\psi$ est la composante droite de ψ .

Après les quelques approximations que nous avons faites, dont la moins bonne est valable à l'ordre de 1% ($\frac{m_u+m_d}{\Lambda_{QCD}} \sim 1\%$), nous arrivons à un lagrangien qui est évidemment invariant chirale. En effet, dans l'équation 4.5, ψ_L et ψ_R se transforment indépendamment sous les transformations chirales :

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow e^{i\vec{\sigma}\cdot\vec{\epsilon}_L/2}\psi_L \\ \psi_R &\rightarrow e^{i\vec{\sigma}\cdot\vec{\epsilon}_R/2}\psi_R \end{aligned} \quad (4.6)$$

Nous pouvons donc dire que, dans la limite des quarks légers, la QCD possède la symétrie chirale (invariance de la théorie sous les transformations du groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$).

Notons que si l'on ajoutait un terme de masse dans les équations 4.4 et 4.5, cela briserait la symétrie chirale du lagrangien, en introduisant des termes de la forme :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L). \quad (4.7)$$

Nous aurions alors une brisure explicite de la symétrie chirale. Donc les termes que nous avons négligés dans l'équation 4.3 entraînent une brisure explicite de la symétrie chirale. Cependant, cette brisure est suffisamment faible pour considérer que la QCD possède la symétrie chirale.

4.1.2 Brisure spontanée de la symétrie chirale

Une conséquence de la symétrie chirale est que chaque particule possède un partenaire chirale, c'est-à-dire une particule de même spin et de parité opposée. Par exemple, le pion de spin-parité 0^- est associé au sigma de spin-parité 0^+ . De même, le partenaire chirale du $\rho(1^-)$ est le $a_1(1^+)$ et celui du nucléon ($\frac{1}{2}^+$) est le $N(1535)(\frac{1}{2}^-)$. Les masses de ces partenaires chiraux sont montrées à la figure 4.1.

Si la symétrie chirale était réalisée à la Wigner, deux partenaires chiraux auraient la même masse. Or ce n'est manifestement pas le cas (figure 4.1). Cela signifie donc que la symétrie chirale est brisée. Comme nous l'avons vu, la brisure explicite due à la

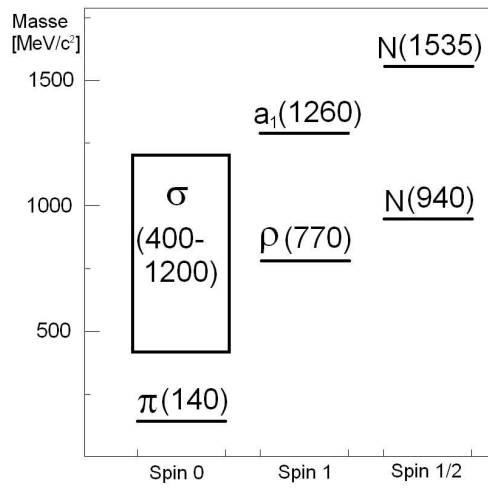


FIG. 4.1 – Masses des partenaires chiraux : $\pi - \sigma$, $\rho - a_1$ et $N(940) - N(1535)$.

masse non nulle des quarks est très faible, trop faible pour expliquer les différences de masse observées entre partenaires chiraux. Il faut donc introduire une brisure spontanée de la symétrie chirale. Cela signifie que, bien que le lagrangien soit symétrique, l'état fondamental (le vide) ne l'est pas.

Une image de ce phénomène est montrée à la figure 4.2, qui représente une symétrie réalisée à la Wigner (a) et une symétrie brisée (b). Dans les deux cas, le potentiel possède

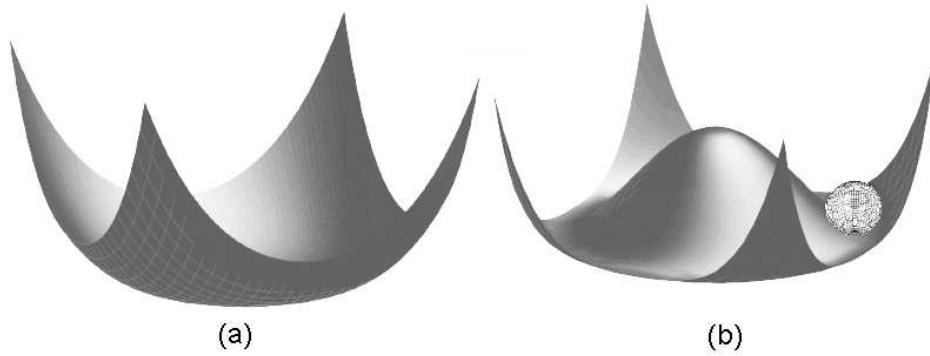


FIG. 4.2 – Représentation de potentiels avec une symétrie réalisée à la Wigner (a) et une symétrie brisée (b).

une symétrie de rotation. Lorsque la symétrie est réalisée à la Wigner, le vide possède lui aussi cette symétrie (il se trouve au centre du potentiel dans la figure 4.2 (a)). Lorsque la symétrie est brisée, le vide (représenté par la sphère dans la figure 4.2 (b)) ne possède plus cette symétrie.

Dans le cadre du modèle standard, ce type de brisure de symétrie a été rendu célèbre par le mécanisme de Higgs qui brise l'interaction électrofaible, dans lequel le champ de Higgs possède une valeur non nulle dans le vide. Dans le cas de la symétrie chirale, c'est le condensat de quarks qui est introduit comme paramètre d'ordre pour mesurer le "degré de brisure" de la symétrie :

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle. \quad (4.8)$$

Si ce condensat de quarks possède une valeur nulle dans le vide, la symétrie est réalisée à la Wigner, sinon elle est brisée (une grande valeur de $\langle \bar{q}q \rangle$ impliquant une symétrie fortement brisée). Or la valeur de ce condensat de quarks peut être calculée à partir de mesures sur la désintégration du pion. Ces mesures donnent :

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 \approx -(240\text{MeV})^3 \quad (4.9)$$

Cela signifie donc que $\langle \bar{q}q \rangle$ est très différent de zéro dans le vide de QCD, donc que la symétrie chirale est spontanément brisée : bien que le lagrangien possède la symétrie chirale, celle-ci n'est pas réalisée à la Wigner. En particulier, la symétrie chirale n'est pas visible dans le spectre en masse des particules (Fig. 4.1). Ce modèle de brisure de symétrie chirale prédit de plus une relation entre les masses de ρ et de a_1 : $m_{a_1} = \sqrt{2}m_\rho$ [63]. Cette relation est bien vérifiée expérimentalement (avec une précision de 15 %), ce qui conforte la validité de ce modèle.

Pour finir, mentionnons l'existence de bosons de Goldstone non massifs, propres à toutes les brisures de symétries continues. Dans le cas de la symétrie chirale, les pions jouent ce rôle. La légère brisure explicite de la symétrie chirale due à la faible masse des quarks est la cause de la masse des pions, et explique le fait que cette masse soit très faible par rapport aux masses des autres hadrons.

4.1.3 Restauration de la symétrie chirale

Nous allons maintenant regarder ce qui se passe aux très hautes températures atteintes lors de collisions d'ions lourds. Des modèles effectifs, comme le modèle NJL [64], rendent cette étude possible. En particulier, ces modèles permettent de calculer la valeur du condensat de quarks $\langle \bar{q}q \rangle$ dans un milieu chaud et dense, et prédisent une diminution de ce condensat avec la température. Les calculs de QCD sur réseau confirment ce résultat, comme le montre la figure 4.3.

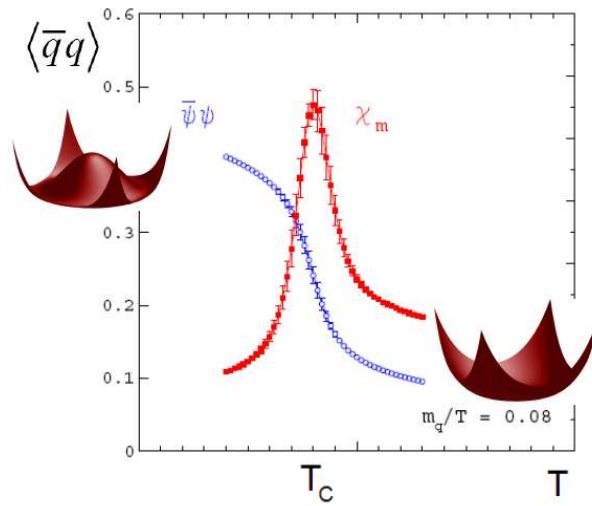


FIG. 4.3 – Evolution du condensat de quarks avec la température (en bleu / ronds ouverts) et susceptibilité associée (en rouge / carrés pleins), prédites par la QCD sur réseau. Figure extraite de la référence [65].

Comme nous le voyons sur cette figure, la QCD sur réseau prédit une chute de la valeur de $\langle \bar{q}q \rangle$ à une température critique T_c . Il y a donc une transition de phase : à basse température, la symétrie chirale est fortement brisée, et lorsque la température

augmente, la symétrie chirale se restaure. A très haute température, la symétrie chirale est pratiquement réalisée.

Un point très intéressant est le fait que la température critique de restauration de la symétrie chirale est la même que la température critique de déconfinement. En effet, la QCD sur réseau montre que ces deux températures valent environ 180 MeV. La figure 4.4 montre l'évolution du paramètre d'ordre du confinement en fonction de la température : pour $T < T_c$, il y a confinement, et pour $T > T_c$, les quarks sont déconfinés. Si nous

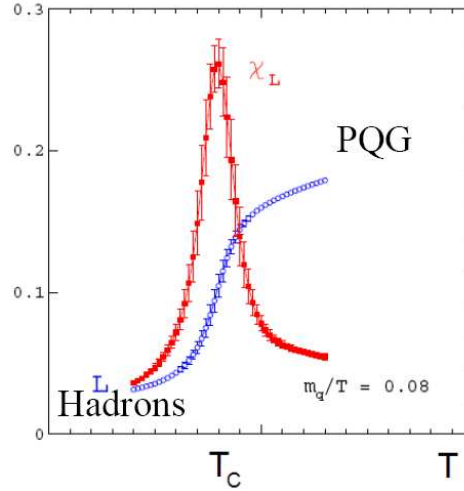


FIG. 4.4 – Evolution du paramètre d'ordre du confinement avec la température (en bleu / ronds ouverts) et susceptibilité associée (en rouge / carrés pleins). Figure extraite de la référence [65].

repreons notre diagramme de phase vu précédemment (figure 1.3), nous pouvons donc ajouter la transition de phase chirale au déconfinement, comme le montre la figure 4.5. La coïncidence des températures critiques de déconfinement et de brisure de symétrie chirale ne trouve pas encore d'explication théorique et est donc un champ de recherche actif.

4.1.4 Fonction spectrale du ρ

Voyons à présent comment la restauration de la symétrie chirale peut être étudiée expérimentalement, c'est-à-dire quelles en sont les signatures lors des collisions d'ions lourds. Comme nous le verrons, le méson ρ joue un rôle capital dans cette étude.

Une des conséquences de la restauration de la symétrie chirale est un mélange entre les partenaires chiraux. Par exemple, pour une symétrie totalement restaurée, le ρ et le a_1 ne sont pas différentiables et leurs fonctions spectrales sont identiques. Nous pouvons donc nous attendre à une modification du spectre du ρ due à ce mélange chiral. Il est donc intéressant de comprendre comment l'augmentation de la température modifie le spectre du ρ , afin de voir si il est possible de prouver expérimentalement un éventuel mélange chiral entre le ρ et le a_1 .

La difficulté de l'étude de la fonction spectrale du ρ vient du fait que de nombreux autres processus que le mélange chiral $\rho - a_1$ sont en jeu. Nous détaillerons ces processus plus loin, mais pour l'instant nous allons nous concentrer sur l'effet le plus important. Deux scénarios différents sont en concurrence pour cette contribution principale : le couplage du ρ avec le condensat de quarks et les effets de milieu. Comme nous le verrons, le mélange chiral direct $\rho - a_1$ a une influence beaucoup plus faible que l'un ou l'autre de ces effets.

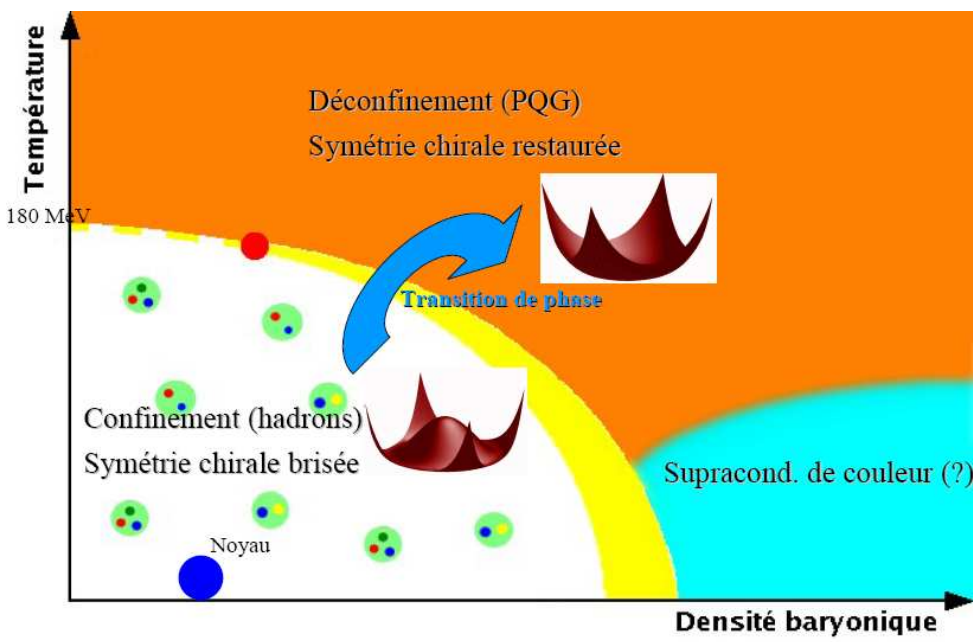


FIG. 4.5 – Diagramme de phase de la matière hadronique : confinement et symétrie chirale.

Dans le premier scénario, développé dans la référence [66], la masse du ρ provient directement de $\langle \bar{q}q \rangle$. Dans ce cas, la restauration de la symétrie chirale entraîne une baisse de la masse du ρ due à la chute de la valeur de $\langle \bar{q}q \rangle$. Nous verrons que ceci n'est pas vérifié expérimentalement, et que c'est le deuxième scénario qui est actuellement le plus favorisé. Dans cet autre scénario, le ρ interagit avec le milieu, c'est-à-dire en particulier avec les pions, mais aussi avec les baryons et les autres mésons [67]. Cela n'entraîne pas une modification de la masse du ρ , mais de la forme de son spectre. La figure 4.6 montre l'évolution attendue de la fonction spectrale du ρ avec une température croissante dans le cadre de ce scénario. Comme nous pouvons le constater sur cette figure, on s'attend à

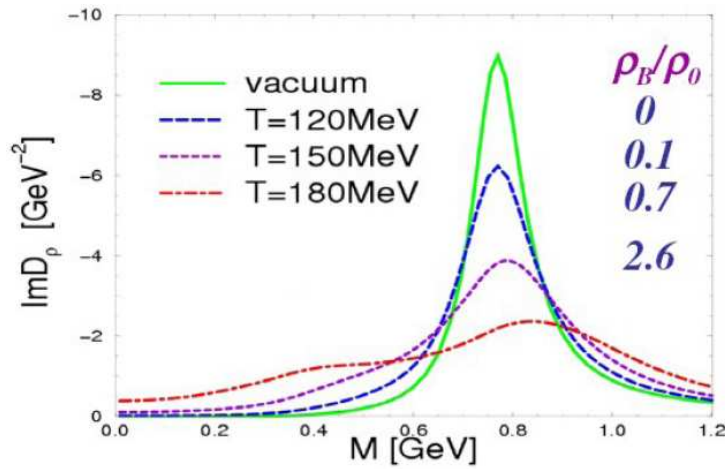


FIG. 4.6 – Fonction spectrale du ρ dans le vide (trait plein) et à différentes températures proches de T_c , prédite par le modèle développé en [67].

ce que le ρ "fonde" à la température critique, entraînant un élargissement considérable de sa fonction spectrale.

Voyons maintenant ce que les données expérimentales nous apprennent. L'expérience NA60 au SPS est la plus importante à ce sujet car elle a été capable d'extraire le spectre du ρ . NA60 était une expérience sur cible fixe qui a étudié des collisions In-In à une énergie au centre de masse de 17 GeV. Elle étudiait les dimuons grâce à un spectromètre à muons corrélé à un télescope à base de pixels de Si. Après un gros travail de compréhension des sources de dimuons, NA60 a réussi à obtenir le spectre du ρ pour différents intervalles de centralité [68]. La figure 4.7 présente les résultats obtenus.

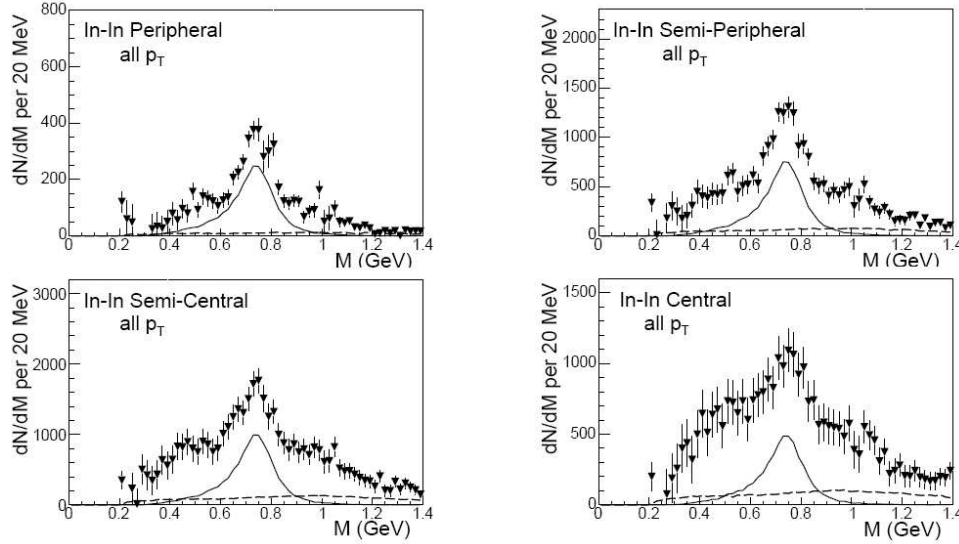


FIG. 4.7 – Fonction spectrale du ρ observée par NA60 pour quatre différents intervalles en centralité (triangles). Le spectre théorique non modifié du ρ (ligne pleine), ainsi que les muons non corrélés provenant des charmes (ligne pointillée) sont aussi montrés. Tiré de la référence [68].

Cette figure présente les données observées par NA60 ainsi que le spectre théorique pour un ρ non modifié. Nous constatons un net excès de dimuons par rapport au spectre théorique, autour de la masse du ρ . Cet excès augmente avec la centralité. Etant donné que la température est directement reliée à la centralité, il y a excès de dimuons dans la région de la masse du ρ lorsque la température du milieu est élevée. Cet excès est expliqué par la radiation thermique de la boule de feu, dominé par les processus $\pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Le plus important est la forme de ce spectre. Nous constatons un élargissement de la fonction spectrale avec la température. Ceci n'est pas compatible avec le scénario de couplage $\rho - \langle \bar{q}q \rangle$ prédisant une baisse de la masse du ρ , mais c'est compatible avec celui prédisant la "fonte" de sa fonction spectrale. Nous voyons cela dans la figure 4.8, dans laquelle ces deux modèles sont confrontés aux résultats de NA60.

Les données de NA60 favorisent donc clairement un élargissement du spectre du ρ par rapport à un ρ non modifié ou un changement dans sa masse. Des études récentes [70] montrent même une très bonne correspondance entre le modèle et les données, ce qui prouve que les différentes contributions du spectre peuvent être à présent bien expliquées (figure 4.9). Cette figure compare les données des collisions semi-centrales de NA60 avec les calculs théoriques. La même étude pour les collisions centrales donne un spectre pratiquement identique (voir la référence [70] pour plus de précisions).

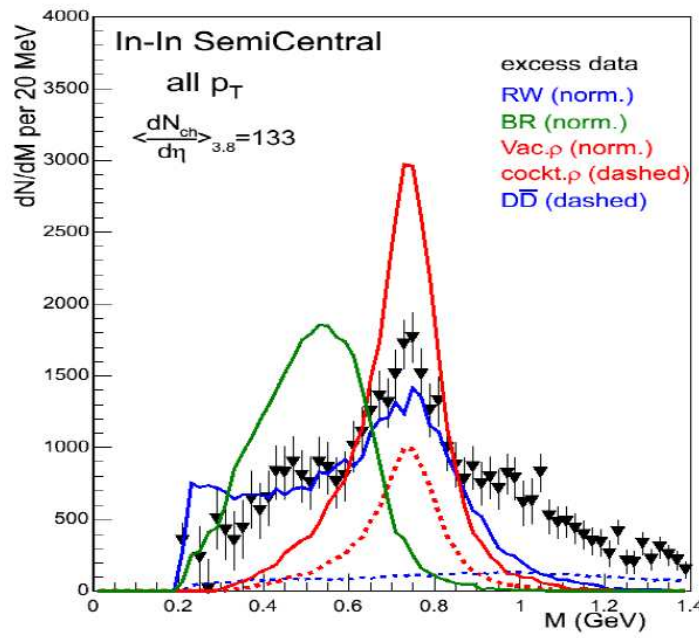


FIG. 4.8 – Comparaison entre les données de NA60 et les modèles théoriques : ρ non modifié (en rouge), scénario avec changement de masse (en vert) et avec élargissement du spectre (en bleu). Tiré de la référence [69].

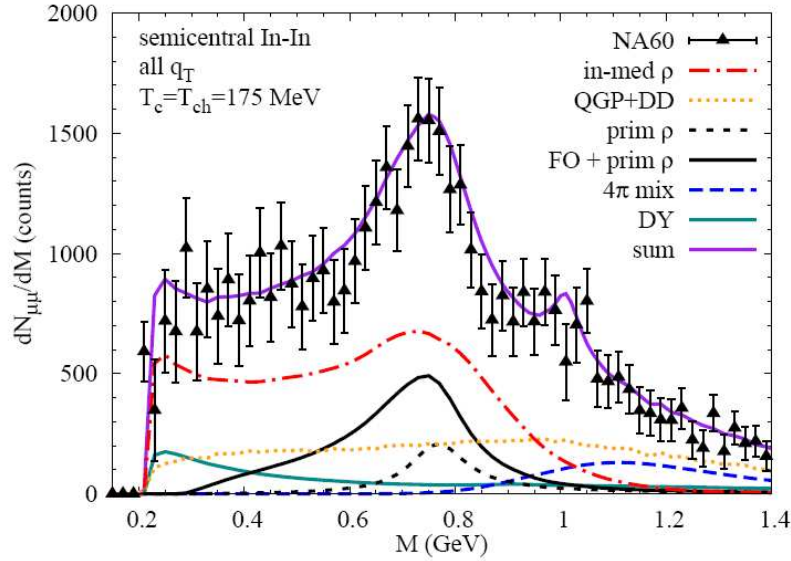


FIG. 4.9 – Contributions des différents processus au spectre du ρ . Tiré de la référence [70].

Il s'agit à présent de prouver une éventuelle restauration de la symétrie chirale en déterminant l'influence d'un mélange chirale sur le spectre du ρ . Regardons pour cela en détail les processus contribuant au spectre 4.9, en les prenant dans leur ordre chronologique d'apparition lors d'une collision. Les temps mentionnés sont indicatifs et ne sont valables que pour NA60.

- $t < 0.5$ fm : deux contributions proviennent de la collision elle-même : le Drell-Yan et les ρ primordiaux. Le Drell-Yann, de la forme $\bar{q}q \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$, se produit lors des collisions entre deux nucléons des noyaux en collision. Sa contribution est

nommée DY dans la figure 4.9. Les ρ primordiaux (prim ρ) sont les ρ produits lors des processus durs primordiaux, traversant le milieu sans interagir.

- $0.5 \text{ fm} < t < 2 \text{ fm}$: lors de la phase de QGP, les annihilations $\bar{q}q$ produisent des dimuons thermiques, notés QGP dans la figure 4.9.
- $2 \text{ fm} < t < 10 \text{ fm}$: entre le freeze-out chimique et le freeze-out thermique, nous sommes en présence d'un gaz de hadrons en interaction. C'est à ce moment que les effets de milieu sont importants. Comme nous le voyons dans la figure 4.9, la contribution principale au spectre provient du ρ dans le milieu (in-med ρ). La fonction spectrale du ρ dans le milieu n'est pas la même que dans le vide à cause des effets de milieu mentionnés plus haut, qui entraînent un étalement du spectre. Plus précisément, le propagateur du ρ est modifié par les diagrammes de self-énergie montrés à la figure 4.10.

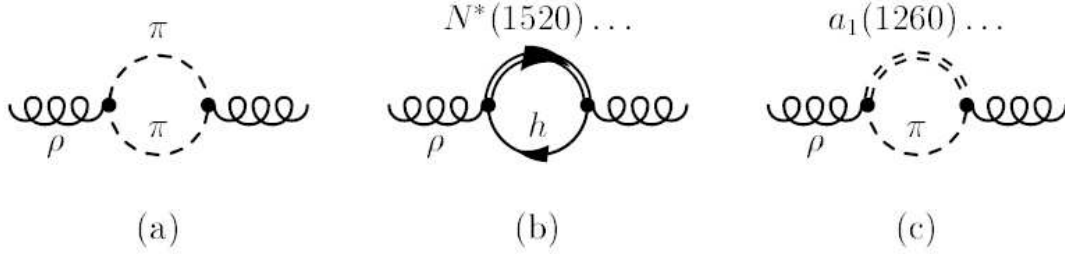


FIG. 4.10 – Sources des effets de milieu : pions (a), baryons (b) et mésons (c). Extrait de la référence [71].

Une contribution bien plus faible mais néanmoins très intéressante est celle de l'annihilation de 4 pions. Les processus concernés sont représentés à la figure 4.11. Cette

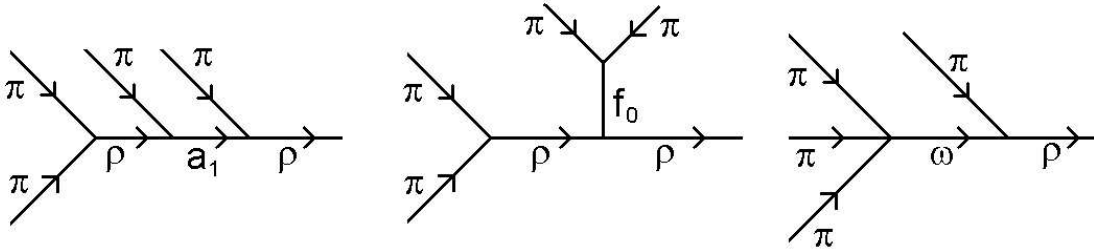


FIG. 4.11 – Processus contribuant au spectre du ρ dans le canal d'annihilation de 4 pions.

contribution contient la preuve éventuelle d'un mélange chirale $\rho - a_1$. Nous y reviendrons plus loin.

- $t > 10 \text{ fm}$: après le freeze-out thermique, il reste deux contributions : les ρ qui ne se sont pas désintégrés avant le freeze-out et les charmes ouverts corrélés, notés respectivement FO et DD dans la figure 4.9.

La symétrie chirale intervient dans les effets de milieu (in-med ρ de la figure 4.9). Il est cependant très difficile de déterminer les effets d'une éventuelle restauration de la symétrie chirale dans NA60 sur cette contribution. Pour cette raison, il faut regarder la contribution de l'annihilation de 4 pions. En effet, cette contribution est bien plus importante en cas de restauration de la symétrie chirale : le mélange chirale induit une forte augmentation du nombre de dimuons dans la région du a_1 , comme montré à la figure 4.12 (lignes tiretées).

Cependant, comme nous le voyons sur cette figure, l'effet du mélange chirale sur le spectre total reste faible : il correspond à la différence entre les deux courbes pleines.

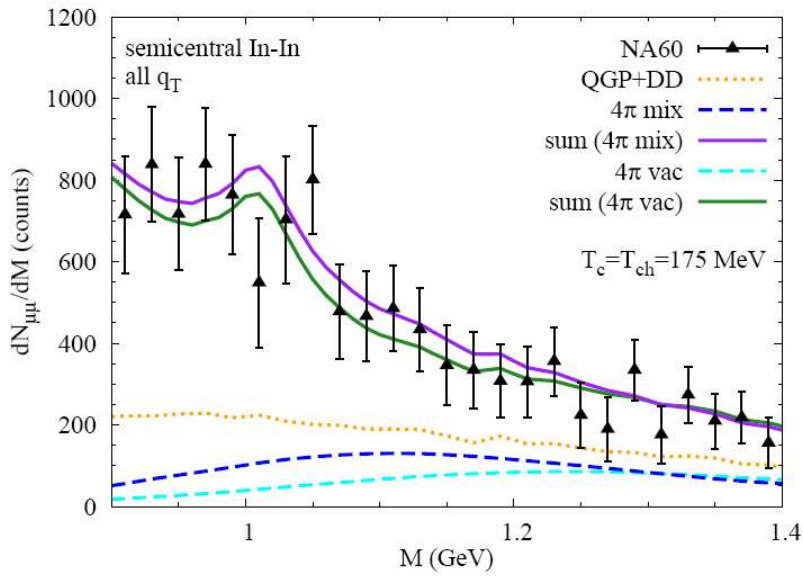


FIG. 4.12 – Zoom sur les plus hautes masses de la figure 4.9, avec deux contributions différentes de l’annihilation de 4 pions : avec mélange chirale (4π mix) et sans mélange chirale (4π vac). Les spectres totaux obtenus avec chacune de ces possibilités sont tracés en lignes continues.

Etant données les barres d’erreur sur les mesures de NA60, aucune preuve de mélange chirale ne peut donc être déduite de ces données. C’est pourquoi il sera très intéressant de faire la même analyse avec ALICE. En effet, le QGP dans ALICE aura une taille plus grande que dans NA60. Les effets de milieu, qui suivent directement cette phase, auront donc lieu dans un volume plus important. Nous pouvons donc nous attendre à une augmentation de ces effets de milieu dans ALICE.

Mais l’évolution la plus importante entre NA60 et ALICE est l’augmentation de la statistique. Cette augmentation devrait permettre de diminuer les barres d’erreur sur le spectre du ρ , si les sources de dimuons sont bien comprises.

Le chapitre suivant est consacré à l’analyse de la faisabilité d’une telle étude dans ALICE, en étendant l’étude du ρ à l’étude de ce que nous appelons les "basses masses", c’est à dire les mésons ρ , ω et ϕ .

4.2 Etude des mésons vecteurs dans le spectromètre à muons

Cette section, consacrée à l’étude des mésons ρ , ω et ϕ dans le spectromètre à muons d’ALICE, est divisée en trois parties. La première partie est une introduction sur ces résonances de basses masses et sur leur intérêt. La deuxième et la troisième partie sont consacrées aux résultats que nous pouvons attendre respectivement lors de collisions proton-proton et plomb-plomb.

4.2.1 Intérêt de l’étude des mésons vecteurs

Commençons par une description des trois mésons vecteurs concernés : le ρ , le ω et le ϕ . Ces résonances ont des masses de l’ordre du GeV, bien plus petites que le J/ψ (3.1 GeV) ou les Υ (> 9 GeV). Dans la suite, nous parlerons simplement de basses masses pour

le ρ , le ω et le ϕ , et de hautes masses pour le J/ψ et les Υ . Les caractéristiques des basses masses sont indiquées dans le tableau 4.1, avec pour comparaison les caractéristiques du J/ψ et du Υ (1S).

Résonance	Masse [MeV/ c^2]	Largeur [MeV/ c^2]	$c\tau$ [fm]	R. E. en $\mu^+\mu^-$ [%]
ρ	775	149	1.3	$4.6 \cdot 10^{-3}$
ω	783	8.5	23.5	$9.0 \cdot 10^{-3}$
ϕ	1019	4.3	46	$2.9 \cdot 10^{-2}$
J/ψ	3097	0.093	2150	5.9
Υ (1S)	9460	0.054	3704	2.5

TAB. 4.1 – Masse, largeur, temps de vie et rapport d’embranchement en dimuons des mésons ρ , ω , ϕ , J/ψ et Υ (1S). Valeurs prise dans la référence [61].

Plusieurs différences entre les résonances de basses masses et de hautes masses sont à relever. Nous voyons tout d’abord une grande différence concernant la largeur des résonances : les basses masses ont une largeur bien plus grande. Cela leur donne une durée de vie moyenne bien plus courte : entre 1 et 50 fm pour les basses masses contre plus de 2000 fm pour les hautes masses. Cette durée de vie doit être comparée à la durée de vie du QGP, de l’ordre de 10 fm attendue dans le LHC, et au freeze-out thermique ayant lieu à plusieurs dizaines de fm. Les basses masses passent donc la plus grande partie de leur vie dans un milieu très chaud, contrairement aux hautes masses.

Cette particularité est très importante : le milieu va modifier non seulement le taux de production des basses masses, mais aussi leur spectre. Par exemple, selon les modèles théoriques, on s’attend à une augmentation ou une diminution de la masse du ϕ , et à une augmentation ou une diminution de sa largeur (voir par exemple le tableau III de la référence [72], qui compare les effets de 6 différents modèles). Le cas du ρ est encore plus intéressant de par sa durée de vie encore plus faible, et la forme de son spectre apporte des informations sur toute l’évolution de la boule de feu, comme nous l’avons vu au paragraphe précédent.

En plus de ces informations sur le milieu traversé, les basses masses (comme les hautes masses) nous donnent aussi des indications sur l’état du milieu dans lequel elles ont été créées. Pour cela il faut regarder les taux de production. Par exemple, nous avons mentionné au paragraphe 1.3 que l’augmentation de l’étrangeté est une observable de la formation d’un QGP. Cette augmentation de l’étrangeté a une influence sur le taux de production du méson ϕ ($s\bar{s}$) : on s’attend à une production plus importante de ϕ dans un QGP. Une étude du rapport $\frac{\text{nombre de } \phi}{\text{nombre de } \omega}$ en fonction de la centralité peut donc apporter un indice de la formation de QGP.

Regardons maintenant la dernière colonne du tableau 4.1, qui donne pour chaque résonance son taux de désintégration en dimuon (canal utilisé pour notre étude). Nous voyons que ce taux est très faible pour les basses masses, de l’ordre de 10^{-4} à 10^{-5} , alors qu’il est de quelques % pour les hautes masses. Néanmoins, cette différence de rapports d’embranchement est compensée par une production bien plus abondante des basses masses. On attend en moyenne 6 ω , 6 ρ et 0.6 ϕ lors d’une collision proton-proton, contre moins d’un J/ψ pour 1000 collisions. La figure 4.13 montre les spectres du nombre de résonances de basses masses créées par collision p-p à 14 TeV, et le tableau 4.2 montre la section efficace de production de chacune de ces résonances.

Cela a pour conséquence un nombre de dimuons provenant des basses masses du même ordre de grandeur que le nombre de dimuons provenant du J/ψ , et donc un signal similaire

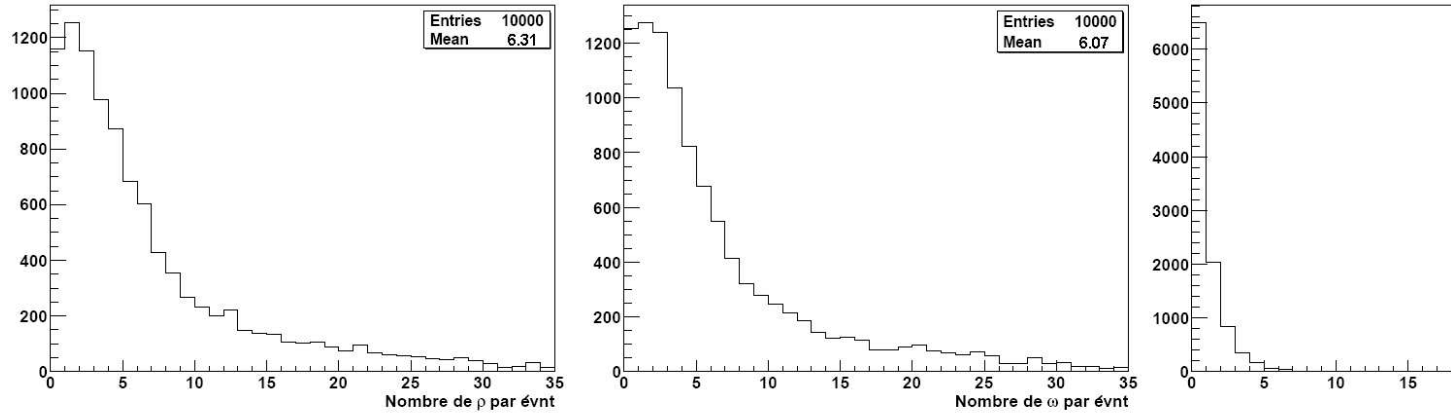


FIG. 4.13 – Nombre de ρ (à gauche), de ω (au milieu) et de ϕ (à droite) produits dans des collisions proton-proton à 14 TeV.

Résonance	ρ	ω	ϕ
σ [mb]	694	678	67.7
$\sigma \cdot R.E._{\mu\mu}$ [μb]	31.9	61.0	19.6

TAB. 4.2 – Section efficace de production et section efficace multipliée par le rapport d’embranchement en dimuon pour les mésons de basses masses en collisions proton-proton à 14 TeV.

attendu dans le spectromètre. Mais comme nous allons le voir dans les chapitres suivants, le bruit de fond est bien plus important pour les basses masses, rendant leur analyse beaucoup plus délicate.

4.2.2 Génération des basses masses

Les taux de production des basses masses en collision proton-proton sont calculés avec Pythia. Les collisions d’ions lourds sont quant à elles vues comme une somme de collisions proton-proton (proton-neutron et neutron-neutron), avec des effets nucléaires supplémentaires. HIJING, le générateur de collisions noyau-noyau, est donc basé sur Pythia.

Pythia

La simulation de collisions proton-proton est faite avec le générateur Monte-Carlo Pythia 6.214. Nous utilisons Pythia 6, basé sur Fortran 77, car la version 8 (écrite en C++) n'est pas encore suffisamment testée pour être digne de confiance. Voici une liste des phénomènes physiques décrits par Pythia lors d'une collision proton-proton, donnés dans leur ordre chronologique d'une réaction :

1. protons incidents, décrits par une certaine distribution de partons (PDF).
2. radiations dans l'état initial, par exemple $q \rightarrow qg$ d'un quark incident.
3. processus dur : un parton de chaque proton interagissent. C'est le processus le plus important.
4. désintégration des résonances à très courte durée de vie comme les $W^\pm$ ou le Z^0 .
5. radiations dans l'état final.
6. en parallèle au processus dur, interactions entre les autres partons des protons incidents, et radiations associées.
7. fragments restants des protons, connectés au reste par des interactions de couleur.
8. hadronisation des quarks et des gluons de l'état final.
9. désintégration des particules finales instables.

A chacune de ces étapes, des probabilités d'occurrence de tous les phénomènes possibles sont introduites. Ces probabilités sont connues à partir des théories fondamentales. Par exemple, la QCD décrit la probabilité d'émission d'un gluon par un quark¹. L'introduction de ces probabilités oblige à faire un choix entre plusieurs possibilités. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des méthodes de Monte-Carlo utilisant des tirages aléatoires. Grâce à ces méthodes, il est donc possible d'imiter le plus fidèlement possible la nature en simulant toutes les particules créées d'une collision.

Distributions en p_T et en y

La distribution en p_T des particules produites par Pythia est ajustée selon une distribution de référence : la distribution en p_T des π . Cette dernière a été mesurée par l'expérience CDF au Fermilab et est bien décrite par la loi de puissance [73] :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = A \frac{p_0^n}{(p_T + p_0)^n}, \quad (4.10)$$

où A est un facteur de normalisation, $p_0 = 1.3$ et $n = 8.28$. Cette loi est valable pour une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c.

La distribution en p_T des autres particules est générée en fonction de celle des π . Pour les résonances de basses masses, la distribution utilisée est donnée par [74] :

$$\frac{dN_X}{dp_T} = \left(\frac{\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2} + 2}{\sqrt{m_X^2 + p_T^2} + 2} \right)^{12.3} \cdot \frac{dN_\pi}{dp_T}, \quad (4.11)$$

où $X = \rho, \omega$ ou ϕ . La figure 4.14 montre la distribution en impulsion transverse des ω lors de collisions p-p à 14 TeV. Etant données les masses très similaires du ω , du ρ et du ϕ ,

¹Notons que les théories fondamentales donnent en fait des amplitudes et qu'en ne considérant que les probabilités associées, on néglige les interférences possibles. Cependant, cette estimation n'est pas la pire faite par Pythia, étant donné que beaucoup de processus ne sont calculés qu'au premier ou second ordre.

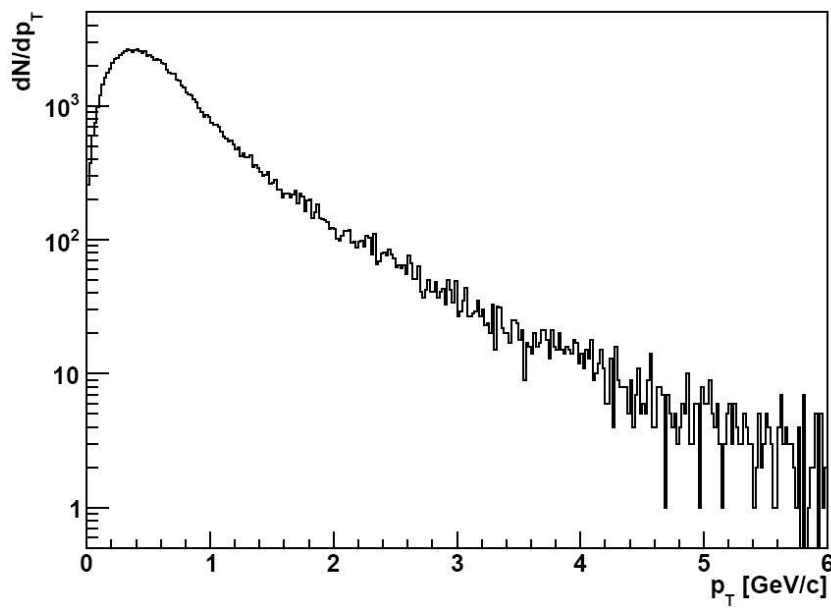


FIG. 4.14 – Distribution en impulsion transverse des ω lors de collisions p-p à 14 TeV.

leurs distributions en p_T sont très similaires (l'équation 4.11 ne dépend que de la masse).

Concernant la rapidité ², la distribution utilisée est une fonction plate entre -4 et 4. Pour les régions au delà de ces valeurs, une distribution gaussienne centrée en 4 (resp. en -4) et d'écart-type 1 est utilisée. La figure 4.15 montre la distribution en rapidité des ω , ainsi que la distribution en pseudorapidité correspondante. Les distributions en rapidité des ρ et des ϕ sont identiques à celle du ω .

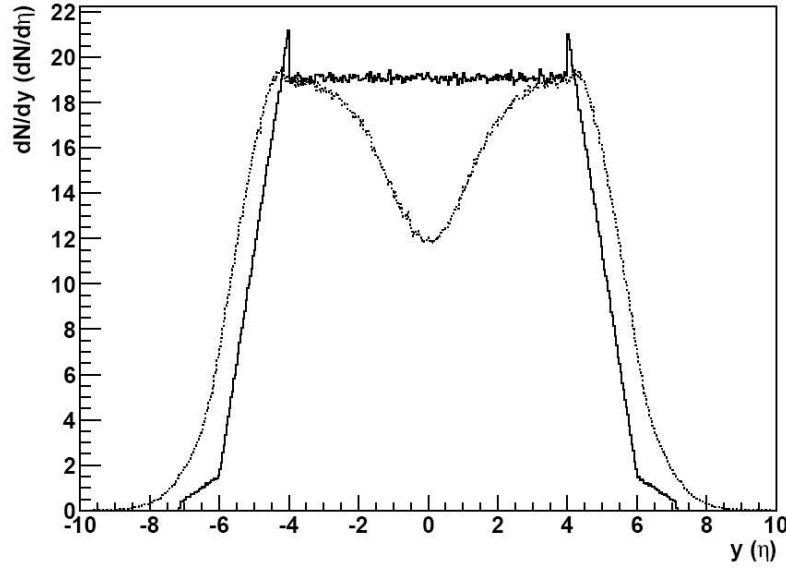


FIG. 4.15 – Distribution en rapidité des ω lors de collisions p-p à 14 TeV (trait plein), et distribution en pseudorapidité correspondante (pointillés).

Notons pour finir que la distribution en impulsion issue des distributions en p_T et en y

²La rapidité y est définie comme $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_L}{E-p_L} \right)$. Elle est équivalente à la pseudorapidité dans la limite relativiste.

données ci-dessus est fortement piquée à basse impulsion, vers 1 GeV/c. Cette distribution est montrée à la figure 4.16.

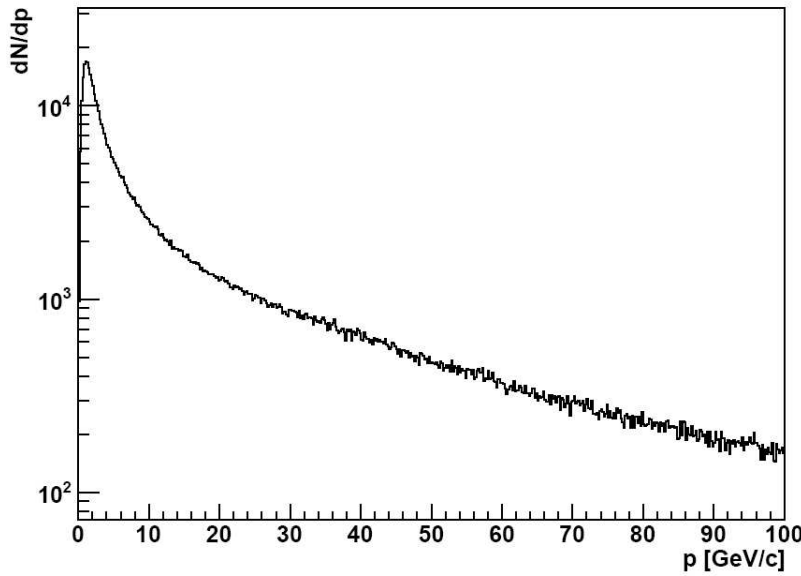


FIG. 4.16 – Distribution en impulsion des ω lors de collisions p-p à 14 TeV.

Les basses masses vues par le spectromètre

Nous allons commencer par calculer la fraction de basses masses détectée dans le spectromètre (acceptance $\cdot$ efficacité). Pour cela, nous nous concentrerons sur notre canal d'étude : $\omega, \rho, \phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Tous les chiffres donnés ci-dessous ne concernent donc que les résonances se désintégrant dans leur canal dimuonique. Il est évident que la plupart de ces résonances n'a aucune chance d'être détectée dans le spectromètre à muons, de par l'acceptance géométrique relativement faible de ce dernier. De plus, la présence de l'absorbeur empêche les muons de basse énergie d'atteindre le trajectographe. Au total, seuls quelques pourcents des basses masses créées dans une collision sont reconstruits dans le spectromètre, comme nous allons le voir.

La figure 4.17 présente la fraction de ω détectés en fonction du p_T et de y . Nous voyons qu'à haut p_T , toutes les résonances produites dans l'acceptance géométrique du spectromètre sont détectées. A plus bas p_T par contre, la plupart des résonances produites dans l'acceptance du spectromètre n'est pas détectée à cause de la présence de l'absorbeur et du filtre à muons.

A cause de cette faible efficacité à bas p_T , l'efficacité intégrée sur l'impulsion transverse est inférieure à 30%, même pour des résonances produites dans l'acceptance géométrique du spectromètre. Cette basse efficacité intégrée, illustrée à la figure 4.18, est causée par la très grande proportion de résonances produites à bas p_T (voir la figure 4.14). La figure 4.18 présente aussi les conséquences sur l'efficacité d'une coupure sur les muons individuels. Il est en effet possible de ne déclencher le spectromètre que lorsque les deux muons ont un p_T supérieur à 0.5 GeV/c ou à 1 GeV/c (des coupures plus élevées sont également possibles). Nous voyons que de telles coupures ont un effet dramatique sur la proportion de résonances reconstruites : moins de 2 % des ω produits dans l'acceptance géométrique du spectromètre sont reconstruits pour une coupure à 1 GeV/c.

En intégrant la figure 4.17 sur la rapidité, nous obtenons la figure 4.19. Cette figure présente la proportion de ω reconstruits dans le spectromètre en fonction de l'impulsion

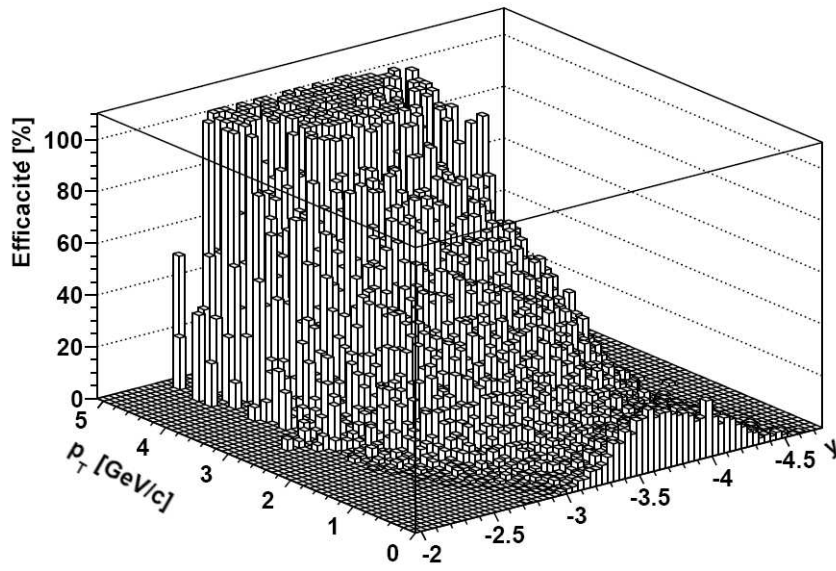


FIG. 4.17 – Proportion de ω reconstruits dans le spectromètre en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse.

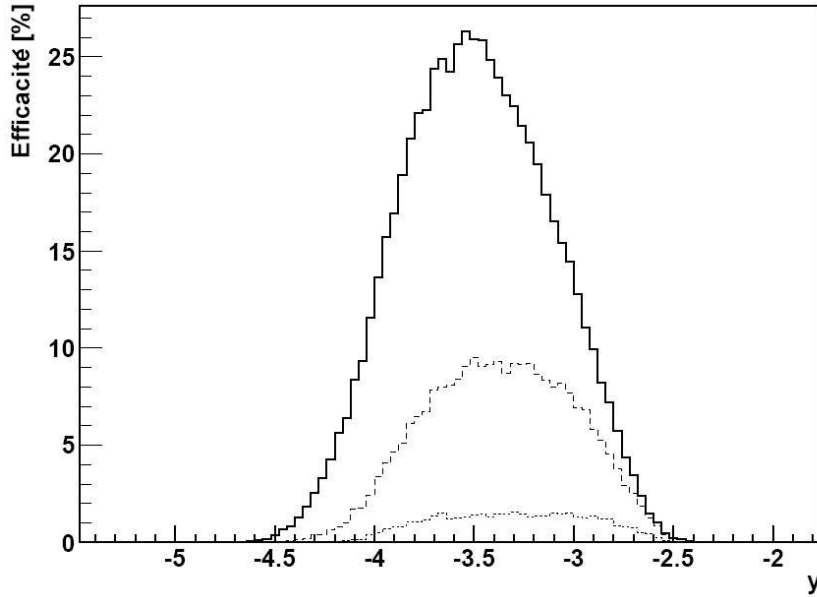


FIG. 4.18 – Proportion de ω reconstruits dans le spectromètre en fonction de la rapidité du ω . Trois courbes sont présentées : sans coupure (trait plein), avec une coupure à 0.5 GeV/c (tiretés) et à 1 GeV/c (pointillés) sur les muons individuels.

transverse. Nous voyons qu'à haut p_T , environ 11 % des ω sont reconstruits, ce qui correspond à la quasi-totalité des ω produits dans l'acceptance géométrique du spectromètre. De plus, les coupures sur les muons individuels n'influencent que très peu les ω à haut p_T . A bas p_T , le taux de ω reconstruits dans le spectromètre est très faible, de l'ordre de 1.5 % pour des ω de 0.5 GeV/c (correspondant au pic de la distribution en p_T des ω : voir la figure 4.14). L'introduction d'une coupure sur les muons individuels a une grande influence dans cette région : une coupure de 0.5 GeV/c sur les muons individuels induit une coupure à 0.6 GeV/c sur l'impulsion transverse des ω . De même, une coupure de 1 GeV/c

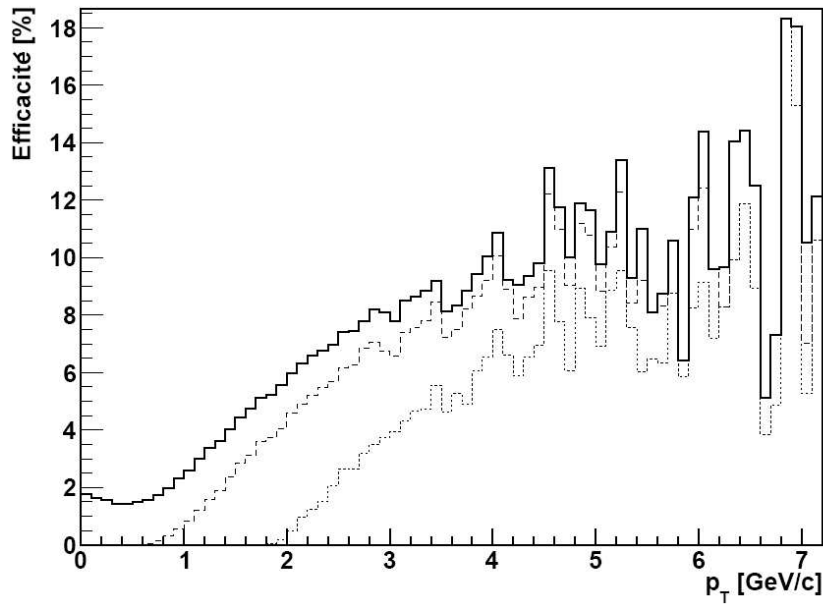


FIG. 4.19 – Proportion de ω reconstruits dans le spectromètre en fonction de l'impulsion transverse du ω . Trois courbes sont présentées : sans coupure (trait plein), avec une coupure à 0.5 GeV/c (tiretés) et à 1 GeV/c (pointillés) sur les muons individuels.

sur les muons individuels induit une coupure à 1.8 GeV/c sur l'impulsion transverse des ω .

Concernant les résonances ρ et ϕ , les résultats sont très similaires à ceux du ω . La figure 4.20 présente la proportion de ρ et de ϕ détectés dans le spectromètre. Remarquons que la masse plus élevée du ϕ augmente légèrement son efficacité de détection à bas p_T . Cela entraîne une efficacité plus élevée lorsqu'on intègre sur le p_T .

L'efficacité totale de détection du spectromètre pour chacune des trois résonances est indiquée dans le tableau 4.3. Nous voyons que le nombre de résonances reconstruites dans

Résonance	Sans coupure	Coupure à 0.5 GeV	Coupure à 1 GeV/c
ρ	2.5 %	0.98 %	0.16 %
ω	2.5 %	0.94 %	0.16 %
ϕ	3.3 %	1.5 %	0.26 %

TAB. 4.3 – Taux de dimuons provenant des différentes résonances détectées dans le spectromètre. Trois cas sont présentés : sans coupure, avec une coupure à 0.5 GeV/c et avec une coupure à 1 GeV/c sur l'impulsion transverse des muons individuels.

le spectromètre dépend grandement de la coupure sur le p_T des muons individuels. Une coupure à 1 GeV/c divise ce nombre par 10. D'autre part, nous voyons que le ϕ a une efficacité légèrement supérieure aux deux autres : sa masse plus importante produit des muons avec des p_T plus élevés.

La difficulté de l'étude des résonances de basses masses comparée à l'étude du J/ψ commence à apparaître ici : si une coupure sur l'impulsion transverse des muons individuels est introduite, le taux de détection chute drastiquement. Les J/ψ et les Υ sont moins sensibles à ce type de coupures, grâce à leur masse plus élevée. Or, comme nous le verrons plus loin, de telles coupures permettent une grande amélioration du rapport signal sur bruit en éliminant une grande partie du bruit de fond en collision plomb-plomb.

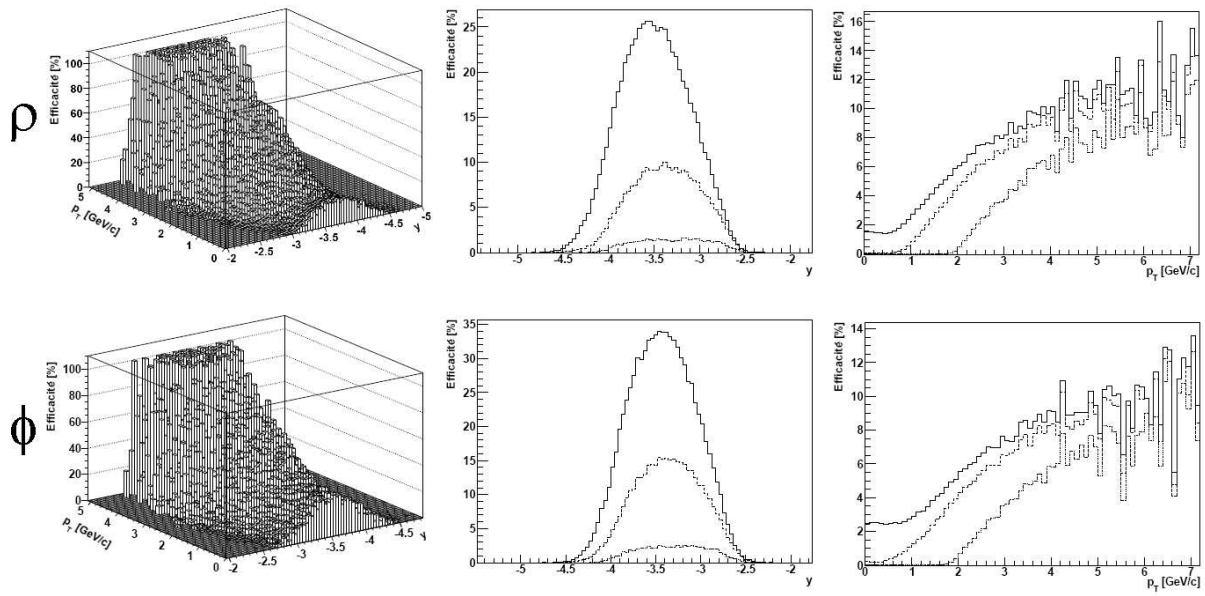


FIG. 4.20 – Proportion de ρ (en haut) et de ϕ (en bas) reconstruits dans le spectromètre : vue tridimensionnelle en fonction de p_T et de y (à gauche), efficacité en fonction de y (au centre) et du p_T (à droite). Pour ces deux dernières vues, trois courbes sont présentées : sans coupure (trait plein), avec une coupure à 0.5 GeV/c (tiretés) et à 1 GeV/c (pointillés) sur les muons individuels.

Voyons maintenant l'effet de la résolution du spectromètre et de la présence de l'absorbeur sur le spectre des basses masses. La figure 4.21 présente les spectres du ρ , du ω et du ϕ tels qu'ils sont générés et tels qu'ils sont reconstruits dans le bras dimuons.

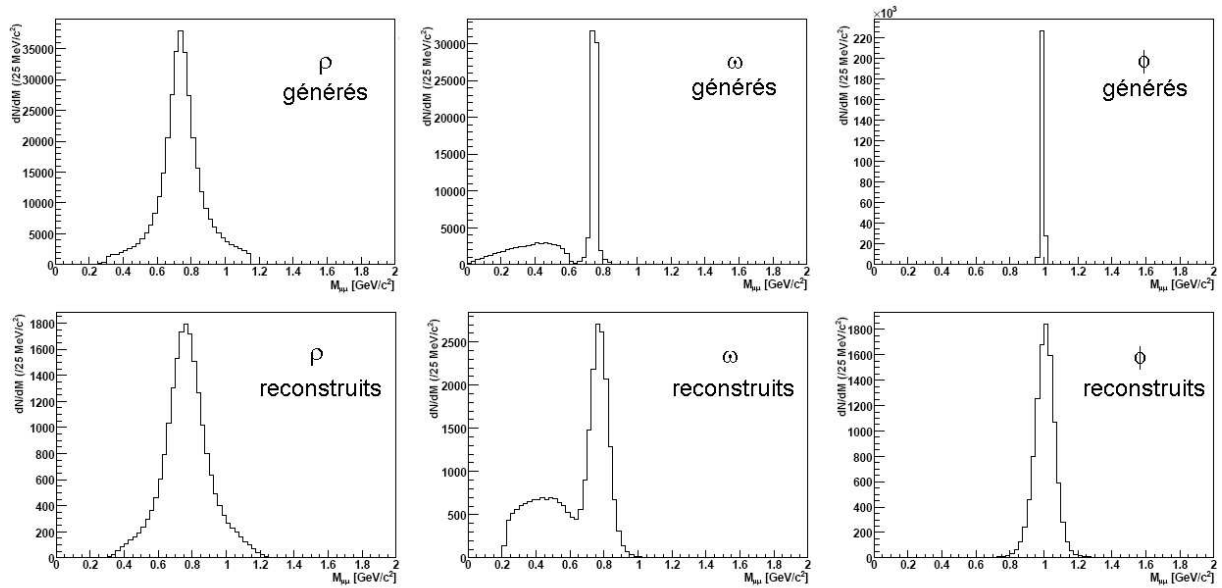


FIG. 4.21 – Spectres en masse invariante des basses masses : comparaison entre la génération (en haut) et la reconstruction (en bas).

Nous voyons que le spectre du ρ est peu modifié entre la génération et la reconstruction. Sa forme générale est légèrement modifiée : le pic central est moins marqué. Sa largeur augmente donc légèrement, passant de $149 \text{ MeV}/c^2$ à $220 \text{ MeV}/c^2$. Par contre, le ω et le ϕ sont fortement influencés par la résolution du spectromètre. Leurs largeurs respectives passent de quelques MeV/c^2 à $140 \text{ MeV}/c^2$, soit une résolution de $59 \text{ MeV}/c^2$ pour ces deux résonances³.

Notons aussi dans le cas du ω la présence d'un continuum pour des masses $M < 0.6 \text{ GeV}/c^2$. Il provient de la désintégration à trois corps $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, dont le rapport d'embranchement est identique à celui de la désintégration $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

4.2.3 Les basses masses en collisions proton-proton

Il est très important de commencer l'étude des basses masses avec les collisions proton-proton. En effet, non seulement l'expérience ALICE peut être compétitive pour des études à bas p_T , mais aussi - et surtout - les données obtenues en proton-proton vont servir de référence pour l'analyse des collisions plomb-plomb. Ce chapitre décrit les moyens de simulations utilisés pour l'étude des collisions pp, et les résultats obtenus avec ces simulations.

Simulation de dimuons

Pour nos simulations de collisions proton-proton, un "cocktail" de particules est généré, dont les abondances relatives sont données par Pythia. Les particules suivantes sont créées : $\pi, K, \eta, \rho, \omega, \phi, J/\psi, \Upsilon$ ainsi que les charmes ouverts (mésons D) et les beautés ouvertes (mésons B). Comme vu plus haut, les distributions de ces particules en impulsion transverse (p_T) et en pseudorapacité (η) sont introduites selon des lois analytiques dérivées des données de l'expérience CDF au Fermilab [73].

L'ensemble des particules créées lors d'une collision (particules primaires ou produits de désintégrations) est ensuite transporté à travers les différentes parties d'ALICE par GEANT3, et le dépôt d'énergie dans un sous-détecteur produit le signal détecté.

Nous allons maintenant nous concentrer sur notre canal d'étude : les dimuons. Il serait beaucoup trop coûteux en temps de calcul et en espace disque de simuler des millions de collisions et de regarder celles qui produisent au moins 2 muons dans le spectromètre à muons. En effet, moins d'une collision sur 1000 produit un dimuon dans le spectromètre. C'est pourquoi, afin de réduire le temps de calcul et pour éviter de simuler une grande proportion d'événements inintéressants, les particules de notre cocktail sont générées de façon à ce qu'elles aient des chances de produire un dimuon dans le spectromètre. Par exemple, on les génère dans un angle entre 171° et 178° et avec $p_T > 0.5 \text{ GeV}$.

De plus, seules les collisions donnant au moins deux muons dans le spectromètre sont enregistrées, afin de ne pas s'encombrer d'événements inutiles. Pour cela, nous regardons si au moins deux muons produits par la collision ont produit un signal dans le spectromètre. Si ce n'est pas le cas, l'événement n'est pas enregistré. C'est le même principe qu'un trigger, qui décide si les signaux produits par une collision méritent d'être enregistrés.

Nous avons donc deux moyens de limiter le temps de calcul et la place occupée par les simulations : le premier dans la génération et le second dans l'enregistrement. Si le second ne devrait pas introduire de biais, ce n'est pas le cas du premier. En effet, en ne générant que des particules dans l'acceptance du spectromètre, nous ne considérons pas les particules secondaires provenant d'une autre particule pouvant être hors de cette

³Pour une fonction gaussienne, la largeur à mi-hauteur est reliée à l'écart-type par la relation : $H = 2\sqrt{2 \ln(2)} \cdot \sigma \approx 2.355 \cdot \sigma$.

acceptance. De nombreux π et K sont dans ce cas, et le bruit de fond non-corrélé qui en résulte est donc légèrement sous estimé dans nos simulations.

Spectre en masse invariante

La figure 4.22 montre le spectre en masse invariante attendu dans le spectromètre à muons lors de collisions proton-proton. En prise de données réelles à une luminosité de $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, un tel spectre sera obtenu en quelques heures ($\sim 10^9$ collisions). Les conditions de simulation utilisées sont celles précédemment citées. En particulier, les particules sont toutes générées dans l'acceptance géométrique du spectromètre. Le bruit de fond non-corrélé y est donc légèrement sous-estimé. De plus, la contribution du J/ψ est fortement sous-estimée dans ce spectre. En effet, les dernières simulations officielles de ALICE prévoient une contribution environ 5 fois plus importante que présentée ici, suite à une nouvelle estimation de la section efficace de production du J/Ψ [75].

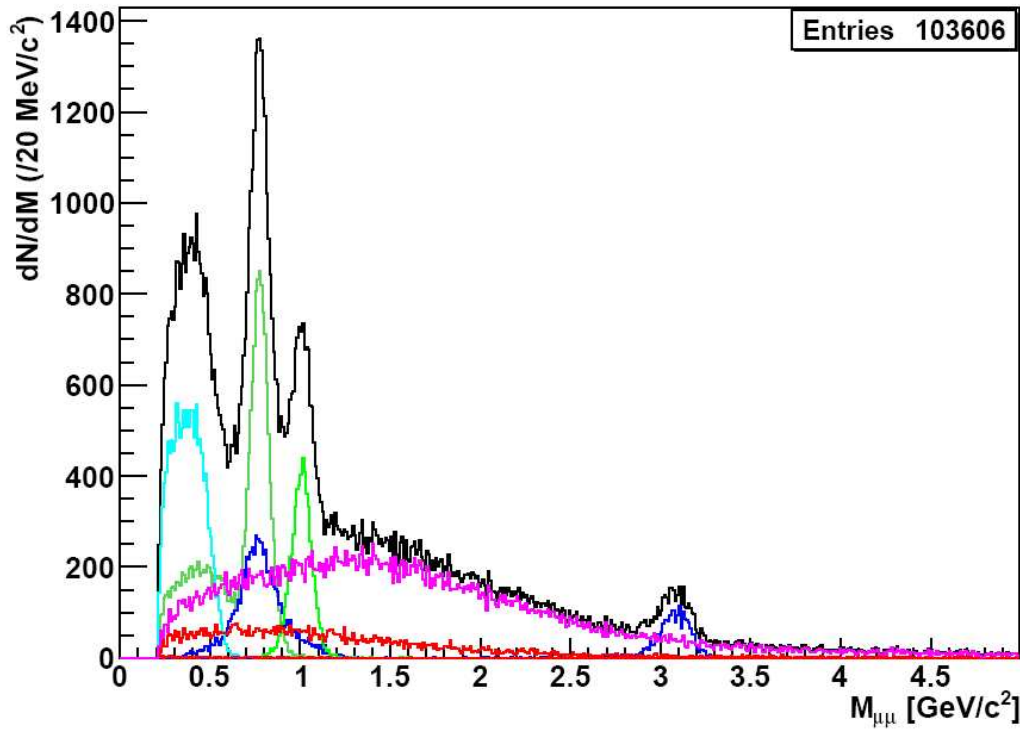


FIG. 4.22 – Spectre en masse invariante tel que vu dans le spectromètre à muons pour 10^9 collisions proton-proton à 14 TeV. Les différentes contributions à ce spectre sont séparées : les résonances η (bleu clair), ρ (bleu foncé), ω (vert foncé), ϕ (vert clair) et J/ψ (bleu foncé à $\sim 3.1 \text{ GeV}/c^2$), le bruit de fond provenant des D et B (violet) et le bruit de fond non-corrélé (π , K , ... : rouge).

Etant donné que ce sont des simulations, il est possible de séparer les différentes contributions au spectre en masse invariante. C'est ce qui a été fait à la figure 4.22. Nous voyons que les résonances (η , ρ , ω , ϕ et J/ψ) poussent sur un continuum. Ce continuum est constitué du bruit de fond non-corrélé, des charmes ouverts (D) et des beautés ouverts (B).

Le bruit de fond provenant des quarks charmés et des beautés peut être séparé selon ses trois contributions : la contribution des paires $D\bar{D}$, celle des paires $B\bar{B}$ et celle des paires $D\bar{B}$ ou $B\bar{D}$. La figure 4.23 montre l'importance respective de ces trois contributions.

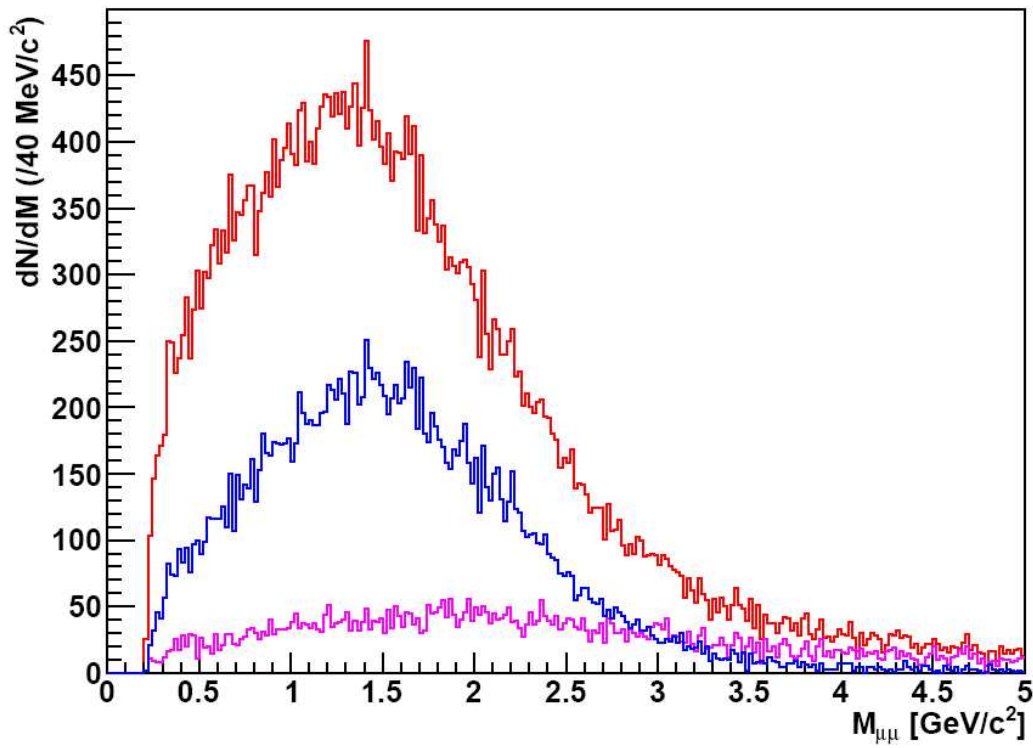


FIG. 4.23 – Contributions des charmes et des beautés : paires $c\bar{c}$ (rouge), paires $b\bar{b}$ (violet) et mélange $b - c$ (bleu).

Comme on peut s'y attendre, les paires $D\bar{D}$ sont les plus importantes, et les paires $B\bar{B}$ sont les moins nombreuses. Cela est dû à l'abondance nettement plus importante de quarks c par rapport aux quarks b dans une collision.

La grande majorité de ce bruit de fond est corrélé. En effet, les quarks c et b étant produits par paires ($gg \rightarrow b\bar{b}$ par exemple), les paires $D\bar{D}$ et $B\bar{B}$ issus de leur hadronisation sont corrélées. Lorsque les deux se désintègrent dans leur canal muonique, les deux muons correspondants sont donc corrélés. Par ailleurs, une grande partie de la troisième contribution (mélange $b - c$) est elle aussi corrélée. En effet, la plupart de ces dimuons sont issus d'une paire $b\bar{b}$, lorsqu'un méson beau se désintègre en un méson charmé. Ceci est le cas pour environ 70% des dimuons provenant d'un couple $c - b$.

Le bruit de fond non-corrélé (combinatoire) provient quant à lui des collisions pour lesquelles deux muons de sources différentes sont produits par hasard dans l'acceptance de spectromètre. Il s'agit en particulier des π et des K : $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ et $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$. En effet, bien que leur demi-vie de l'ordre de 10^{-8} s leur donne un libre parcours moyen de plusieurs mètres, une certaine proportion d'entre eux se désintègre avant l'absorbeur. Bien que cette proportion soit faible, l'abondance des π et des K lors d'une collision en fait la principale contribution au bruit de fond non-corrélé. Le fond non-corrélé provenant de toutes les combinaisons possibles entre les muons des résonances et les muons des D et des B est bien plus faible.

Nous voyons sur la figure 4.22 que les résonances de basses masses forment des pics clairement visibles. L'intensité du signal et du bruit ainsi que le rapport signal sur bruit pour chacune des trois résonances sont présentés au tableau 4.4. Les valeurs données dans ce tableau sont calculées dans la région $[M - 2\sigma, M + 2\sigma]$, où M est la valeur moyenne et σ l'écart-type de la fonction gaussienne ajustée à la résonance.

Nous voyons que le signal attendu est deux fois plus important pour le ω que pour le

Résonance	Signal	Bruit	Signal sur bruit
ρ	5840	9250	0.63
ω	10700	5300	2.0
ϕ	5480	6630	0.83

TAB. 4.4 – Intensité du signal et du bruit et rapport signal sur bruit pour les résonances de basses masses de la figure 4.22, pour 10^9 collisions proton-proton à 14 TeV.

ρ et le ϕ . La cause en est la suivante : le rapport d’embranchement du ω en dimuon est deux fois plus grand que le rapport d’embranchement du ρ en dimuon pour un nombre égal de ρ et de ω produits par collision, et le nombre de ϕ produits par collision bien plus faible que le nombre de ω produits par collision compensé en partie par un rapport d’embranchement en dimuon plus grand.

Nous voyons de plus que la largeur du ρ entraîne un bruit à 2σ plus important pour cette résonance. Le rapport signal sur bruit du ρ est donc le plus faible des trois, avec une valeur de 0.6. Cette valeur est néanmoins bien suffisante pour permettre une extraction du signal, et l’étude des basses masses en collisions proton-proton devrait donc être facilement réalisable, comme nous allons le voir maintenant.

4.2.4 Extraction du signal

Nous détaillons maintenant la méthode utilisée pour extraire les résonances de basses masses à partir d’un spectre de masse invariante tel que celui de la figure 4.24. Nous essayons de rester le plus près possible d’une analyse de données réelles, en faisant notre analyse en aveugle et en n’utilisant les simulations que pour vérifier l’efficacité de la procédure.

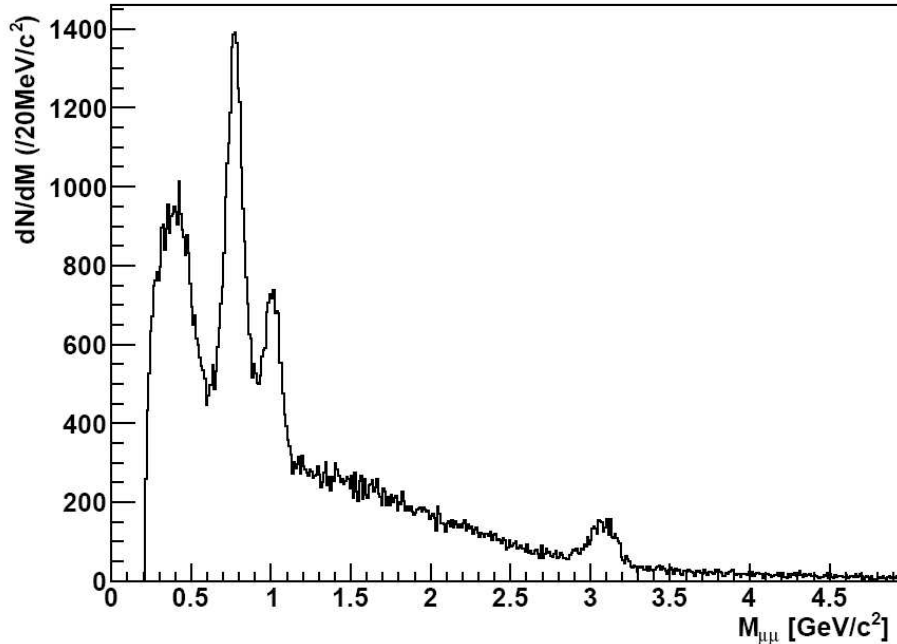


FIG. 4.24 – Spectre en masse invariante en collisions proton-proton.

Trois étapes sont nécessaires pour extraire correctement les trois résonances de basses masses. Il faut commencer par éliminer le continuum provenant du bruit de fond corrélé

et non-corrélé. Ensuite, il est possible de retrouver d'abord le spectre du ϕ , et dans un dernier temps les spectres du ω et du ρ .

Avant d'effectuer ces trois étapes, il est très important de bien déterminer l'intervalle dans lequel nous allons travailler. Pour cela, il s'agit de trouver l'intervalle le plus grand possible qui ne contient que les basses masses et le continuum. En particulier, nous allons nous arranger pour que les mésons η et J/ψ soient exclus du domaine d'étude, afin de ne pas compliquer inutilement notre analyse. Pour la même raison, la contribution $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ ne doit pas non plus appartenir à notre intervalle. Pour ces raisons, nous avons choisi de travailler dans l'intervalle $[0.65, 2.6] \text{ GeV}/c^2$.

Soustraction du continuum

Entre $0.65 \text{ GeV}/c^2$ et $2.6 \text{ GeV}/c^2$, le continuum est très bien décrit par une fonction polynomiale de degré 3. Afin de déterminer cette fonction, nous avons ajusté le spectre en masse invariante avec une somme de trois fonctions : une fonction lorentzienne, une fonction gaussienne et un polynôme de degré 3. Le but est de décrire les résonances ω et ρ grâce à la lorentzienne et la résonance ϕ grâce à la gaussienne, afin de déterminer le polynôme représentant le continuum. La fonction lorentzienne est en effet la fonction la plus simple permettant de décrire relativement bien la somme du ω et du ρ .

La fonction que nous utilisons pour ce premier ajustement possède donc 10 paramètres : 4 pour le polynôme, 3 pour la lorentzienne et 3 pour la gaussienne. Deux de ces paramètres peuvent être fixés : le centre de la lorentzienne est fixé à $0.77 \text{ GeV}/c^2$, correspondant à la position du pic du ρ et du ω , et le centre de la gaussienne est fixé à $1.02 \text{ GeV}/c^2$, correspondant à la masse du ϕ .

De plus, il est nécessaire de fixer des limites sur d'autres paramètres d'ajustement : la normalisation et l'écart-type de la lorentzienne et de la gaussienne. Si cela n'est pas fait, l'interpolation ne converge pas. Il s'agit néanmoins de rester très général, pour ne pas influencer le résultat. Nous avons donc choisi de limiter les normalisations entre 10 et 50000, et les écart-types entre 0.01 et $1 \text{ GeV}/c^2$. Le résultat d'une telle interpolation est montré à la figure 4.25.

Nous avons ensuite vérifié notre résultat avec les simulations. Il s'avère que cette interpolation est relativement efficace pour estimer et soustraire le continuum, comme le montre la figure 4.26 (gauche). Cette figure montre l'erreur relative faite en estimant le continuum avec le polynôme obtenu par notre ajustement (erreur relative = $\frac{\text{continuum réel} - \text{polynôme}}{\text{continuum réel}}$). Nous voyons que cette erreur relative est inférieure à 3 %, si on ne tient pas compte des fluctuations statistiques. La figure de droite montre le spectre en masse invariante obtenu après soustraction du continuum.

Extraction du ϕ

Bien que la première interpolation soit efficace pour l'estimation du continuum, elle ne l'est pas pour l'estimation des spectres des résonances. En effet, il s'avère que la fonction gaussienne utilisée précédemment pour le ϕ sous-estime le nombre de ϕ d'environ 20 %. Cela est dû à la forme choisie pour ajuster le pic $\omega + \rho$: une lorentzienne ne décrit pas précisément ces résonances, et a une contribution trop importante pour $M_{\mu\mu} > 0.9 \text{ GeV}/c^2$.

Il s'agit donc de trouver une meilleure fonction que la lorentzienne pour décrire le premier pic. Pour cela, nous utilisons la somme d'une lorentzienne et d'une gaussienne, toutes les deux centrées en $0.77 \text{ GeV}/c^2$. La fonction finale est donc la somme d'une lorentzienne et d'une gaussienne centrées en $0.77 \text{ GeV}/c^2$, et d'une gaussienne centrée en $1 \text{ GeV}/c^2$. Cette fonction possède donc 9 paramètres, dont 3 sont fixés. Les amplitudes et les écart-types des trois fonctions sont contraints de la même manière que précédemment

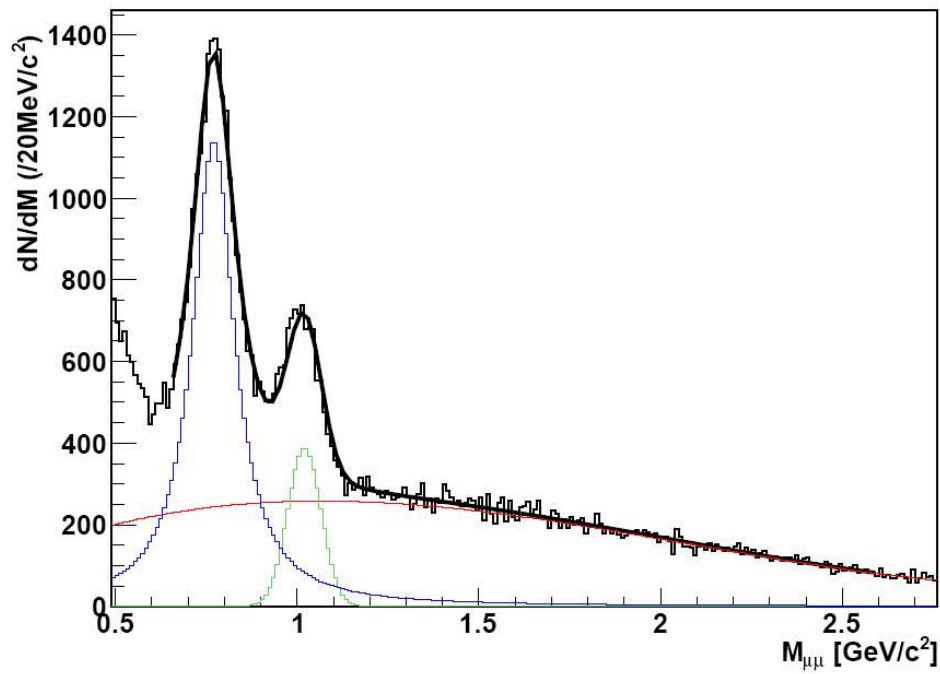


FIG. 4.25 – Ajustement du spectre en masse invariante utilisé pour soustraire le bruit de fond (corrélé + non corrélé). La courbe ajustée (trais épais) est la somme d'un polynôme de degré 3 (rouge), d'une fonction lorentzienne (bleu) et d'une fonction gaussienne (vert).

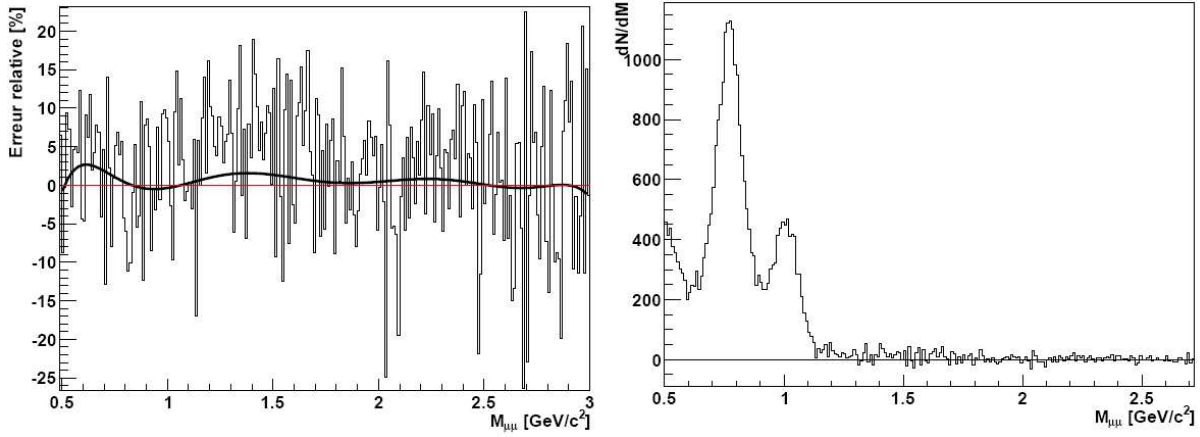


FIG. 4.26 – Erreur relative obtenue sur le continuum lors de notre interpolation (à gauche, le trait épais représentant sa tendance hors fluctuations), et spectre résultant de la soustraction du continuum (à droite).

afin d'assurer la convergence de l'interpolation. La figure 4.27 montre le résultat d'une telle interpolation.

Cette méthode permet de retrouver le nombre de ϕ avec une précision meilleure que 5 %. Notons que les amplitudes respectives de la lorentzienne et de la gaussienne centrées en $0.77 \text{ GeV}/c^2$ ne correspondent pas au nombre de ω et de ρ , et qu'une troisième étape est donc nécessaire pour séparer ces deux résonances.

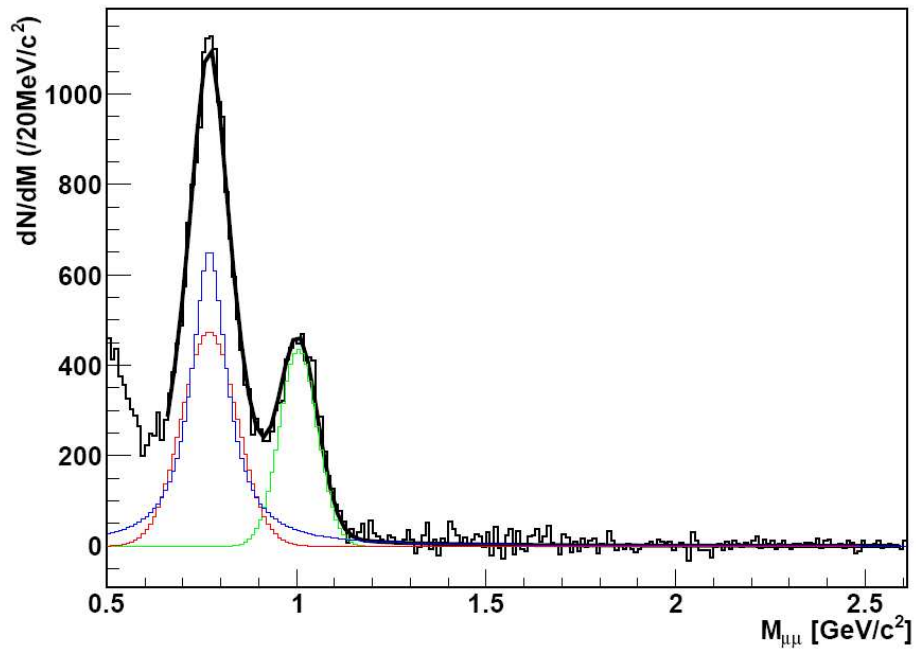


FIG. 4.27 – Ajustement du spectre en masse invariante utilisé pour extraire le ϕ . La courbe ajustée (trais épais) est la somme d’une fonction lorentzienne centrée en $0.77 \text{ GeV}/c^2$ (bleu), d’une fonction gaussienne centrée en $0.77 \text{ GeV}/c^2$ (rouge) et d’une fonction gaussienne centrée en $1 \text{ GeV}/c^2$ (vert).

Séparation du ω et du ρ

La séparation du ω et du ρ est très délicate dans ALICE. En effet, ces deux résonances ayant des masses très similaires, il est impossible de les différencier en utilisant la différence de masses. La méthode de NA60 pour cette séparation était une soustraction du ω en exigeant que le spectre du ρ résultant soit lisse [76]. Cela était possible grâce à leur bonne résolution en masse invariante (20 MeV dans la région du ω [77]). Dans notre cas, la résolution est trois fois moins bonne. La méthode utilisée dans NA60 est de ce fait irréalisable : toute soustraction d’une gaussienne d’écart-type de 60 MeV donne un spectre lisse.

Une autre méthode est donc nécessaire. Une proposition est de soustraire le ω en connaissant sa normalisation. Pour cela, nous pouvons calculer N_ρ/N_ω , où N_ω (N_ρ) est le nombre de ω (ρ) contribuant à notre spectre :

$$\frac{N_\omega}{N_\rho} = \frac{N_{\omega/coll} \cdot B.R._{\mu\mu}(\omega) \cdot \epsilon_\omega}{N_{\rho/coll} \cdot B.R._{\mu\mu}(\rho) \cdot \epsilon_\rho} = \frac{6.07 \cdot 9 \cdot 10^{-5} \cdot 2.5\%}{6.31 \cdot 4.6 \cdot 10^{-5} \cdot 2.5\%} = 1.88, \quad (4.12)$$

où $N_{\omega/coll}$ est le nombre de ω par collision (figure 4.13), $B.R._{\mu\mu}(\omega)$ est le rapport d’embranchement dans le canal dimuon (tableau 4.1) et ϵ_ω est la fraction de ω détectée par le spectromètre (tableau 4.3), et similairement pour le ρ .

Connaissant N_ρ/N_ω , nous pouvons obtenir :

$$\frac{N_\omega}{N_\rho + N_\omega} = \frac{1}{\frac{N_\rho}{N_\omega} + 1} = 0.65. \quad (4.13)$$

Cela signifie qu’environ 2/3 du pic provient des ω . Le fait de se limiter à l’intervalle $[0.65, 2.6] \text{ GeV}/c^2$ ne devrait que peu changer ce rapport. Notre stratégie est donc d’intégrer notre spectre après soustraction du continuum et du ϕ afin d’obtenir la valeur

$N_\rho + N_\omega$. Nous pouvons ensuite soustraire le spectre du ω normalisé à $0.65 \cdot (N_\rho + N_\omega)$ pour obtenir le ρ . La figure 4.28 montre que dans l'intervalle considéré, le spectre du ρ ainsi retrouvé correspond bien à celui simulé.

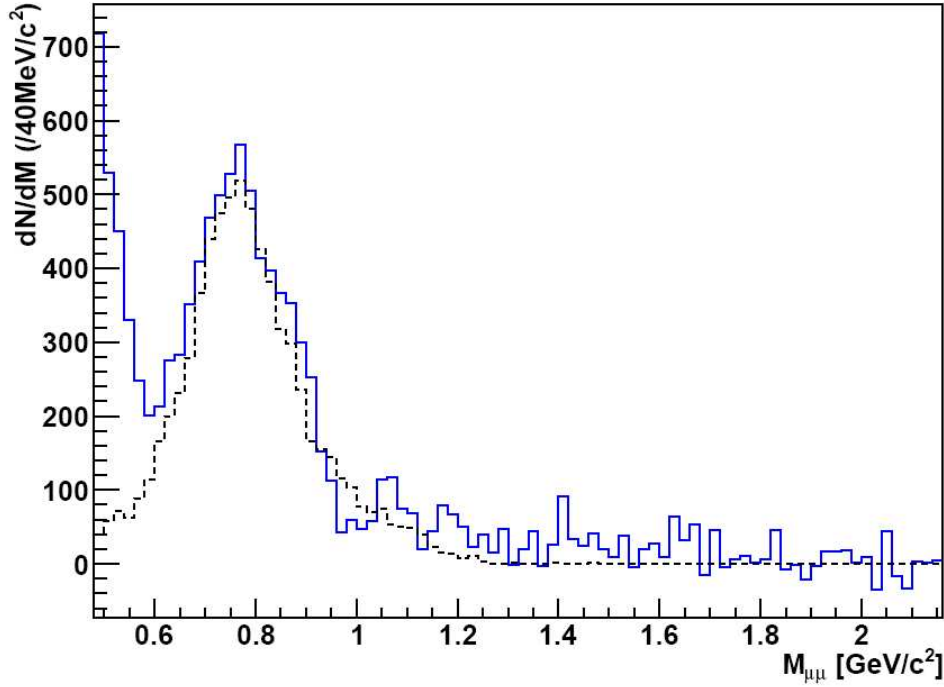


FIG. 4.28 – Spectre du ρ obtenu après notre méthode d'extraction du signal (bleu continu) comparé au spectre du ρ simulé (noir traitillé).

4.2.5 Les basses masses en collisions plomb-plomb

Les collisions plomb-plomb sont simulées avec HIJING. D'une manière générale, HIJING décrit une collision noyau-noyau comme une somme de collisions nucléon-nucléon. L'occurrence de ces collisions nucléon-nucléon est donnée par le modèle de Glauber, et chaque collision est ensuite simulée avec Pythia. HIJING inclut en plus des effets dus à la taille des noyaux. Par exemple, la présence d'un milieu dense après la collision modifie l'énergie des partons le traversant, provoquant une augmentation de la multiplicité pour des pseudorapidités centrales. Autre exemple, l'écrantage dans le noyau modifie la fonction de distribution des partons.

Concernant nos simulations pour les dimuons, deux types de simulations ont été utilisées : des simulations "complètes" et des simulations rapides. Les simulations rapides ont été utilisées pour toutes les études systématiques, qui seraient bien trop longues en simulations complètes. Lors des simulations rapides, les réponses du spectromètre en fonction du p_T et du y des muons sont paramétrées dans des tableaux, et le suivi des particules à travers le détecteur n'est donc pas fait. Cela fait gagner un temps considérable pour les simulations.

Simulations rapides

Lors des simulations rapides, le nombre de résonances X ($X = \omega, \rho, \phi, J/\Psi$) produites dans tout l'espace de phase lors d'une collision PbPb de paramètre d'impact b est calculé

grâce à la formule :

$$N_X(b) = N_X^{pp} \cdot F_{Overlap}(b) \cdot C_S(b), \quad (4.14)$$

où N_X^{pp} est le nombre de résonances produites lors d'une collision pp, $F_{Overlap}(b)$ est la fonction de recouvrement nucléaire donnée par le modèle de Glauber et $C_S(b)$ est le facteur d'écrantage (*shadowing*). Ce facteur est décrit par la formule suivante, déterminée avec des simulations HIJING et des prédictions théoriques [78] :

$$C_S(b) = C_S(0) + (1 - C_S(0)) \left(\frac{b}{16} \right)^4, \quad (4.15)$$

où le paramètre d'impact b est donné en fm et $C_S(0)$ est une constante dépendant de la particule considérée. Cette constante peut être calculée par des modèles théoriques [79], et vaut par exemple 0.6 pour le J/Ψ et 0.76 pour le Υ . Pour les basses masses, nous trouvons $C_S(0) = 0.6$.

Les autres données entrées dans les simulations rapides sont le rapport d'embranchement en dimuon, ainsi que la luminosité et le temps de prise de données. Il est ainsi possible d'obtenir un chiffre absolu pour une période fixée de prise de données :

$$N_{X \rightarrow \mu\mu} = L \cdot \sigma_{pp} \cdot T \cdot N_X(b) \cdot RE_{\mu\mu} \cdot Acc \cdot Eff, \quad (4.16)$$

où $N_{X \rightarrow \mu\mu}$ est le nombre de dimuons venant de la résonance X détectés dans le spectromètre durant une prise de données de durée T à une luminosité L . σ_{pp} est la section efficace totale proton-proton et $RE_{\mu\mu}$ est le rapport d'embranchement $X \rightarrow \mu^+ \mu^-$. L'acceptance Acc et l'efficacité Eff sont récupérées dans des tables indépendamment pour chacun des deux muons, en fonction de leur p_T , η et ϕ .

Selon le même principe, il est possible de faire des simulations rapides pour trouver le bruit de fond attendus en collision Pb-Pb. Nous pouvons ainsi avoir une idée du signal et du bruit de fond attendus pour différentes tranches en centralité. La figure 4.29 présente les résultats de telles simulations pour trois tranches en centralités différentes : collisions centrales (0-3 fm), collisions semi-centrales (6-9 fm) et collisions périphériques (12-16 fm). Deux coupures différentes sur le p_T des muons individuels sont comparées : coupure à 0.5 GeV/c et à 1 GeV/c.

Les contributions aux spectres en masses invariantes sont les mêmes que pour les collisions pp : résonances de basses masses, J/Ψ et continuum constitué des charmes et des beautés ouverts et du bruit de fond non-corrélé. Cependant, le bruit de fond prend ici une importance bien plus grande que pour les collisions pp, en particulier pour les collisions les plus centrales. Plus les collisions sont périphériques, meilleur est le rapport signal sur bruit : la quantité de particules créées étant bien plus faible lors de collisions périphériques, le bruit de fond non-corrélé y est d'autant plus faible.

Nous voyons qu'une coupure sur le p_T des muons améliore grandement l'amplitude du signal relativement au bruit de fond. Cela est dû à la distribution en p_T des muons du bruit de fond, très fortement piquée à très bas p_T . Cependant, les effets de milieu tels que décrits à la section 4.1, dont les changements dans la fonction spectrale du ρ dus à la restauration de la symétrie chirale, sont bien plus visibles pour des résonances à basses impulsions transverses. Il sera donc très important de parvenir à extraire les résonances de basses masses même dans les conditions les plus défavorables : avec une très basse coupure en p_T et pour les collisions les plus centrales.

Pour étudier la faisabilité d'une telle étude, regardons le rapport signal sur bruit et la signification attendue. La signification est définie comme :

$$\Sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (4.17)$$

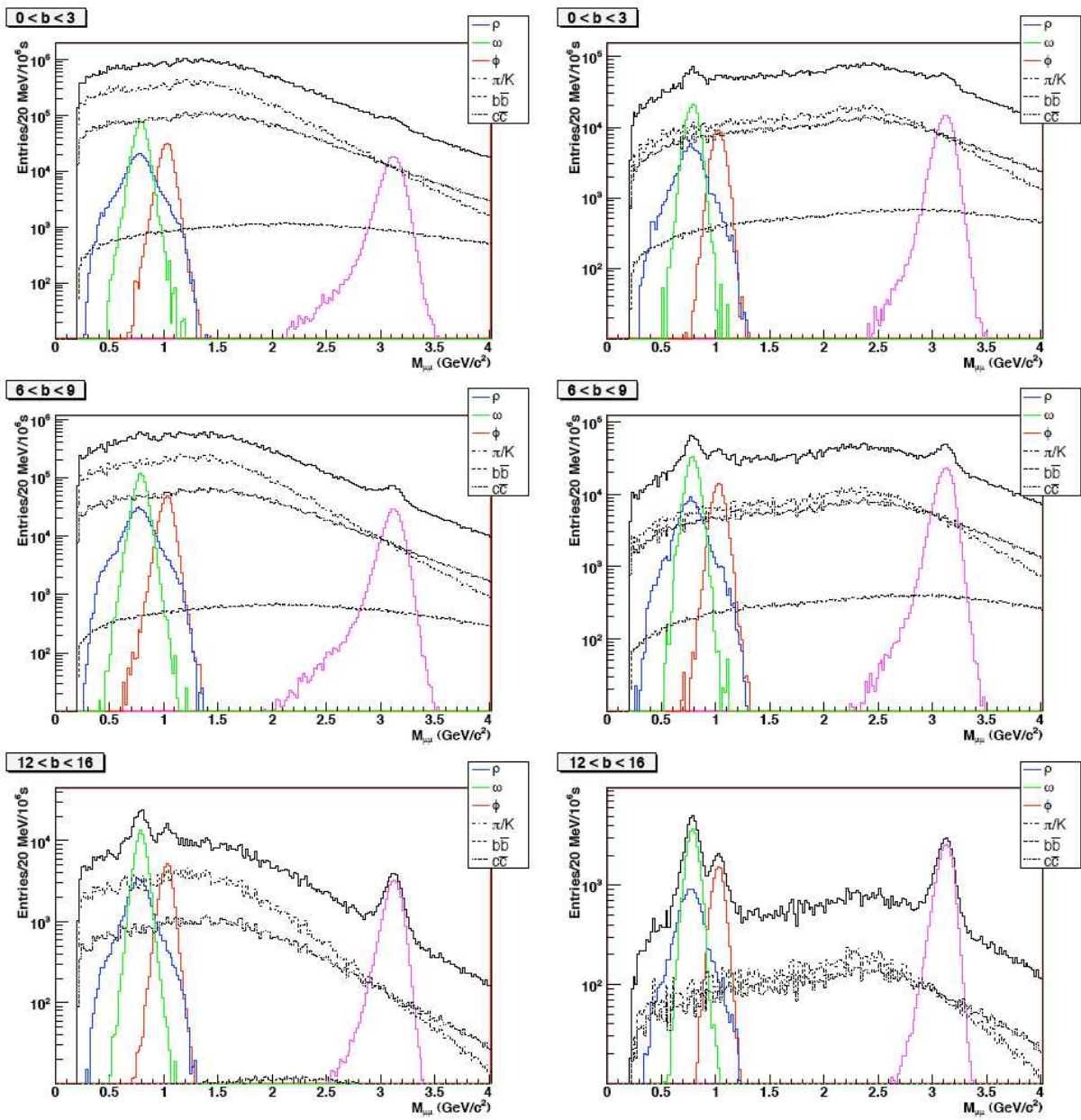


FIG. 4.29 – Spectres en masse invariante obtenus avec les simulations rapides pour trois tranches en centralité différentes : centrales (en haut), semi-centrales (au milieu) et périphériques (en bas). Deux coupures sur le p_T des muons individuels sont comparées : coupure à 0.5 GeV/c (à gauche) et à 1 GeV/c (à droite).

où S est le signal et B est le bruit de fond. La signification dépend donc du temps de prise de données, et augmente avec la statistique récoltée. Le tableau 4.5 montre le signal S , le bruit de fond B , le rapport signal sur bruit S/B et la signification Σ attendus pour le ρ , le ω et le ϕ pour différents intervalles de centralité.

Les valeurs que nous indiquons concernant le signal, le bruit et la signification sont calculées pour un mois de prise de données (10^6 s) à une luminosité de $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. De plus, le signal et le bruit sont calculés dans un intervalle de $\pm 2\sigma$ autour de chaque résonance. Nous avons supposé une coupure à 0.5 GeV/c sur les muons individuels. Une coupure à 1 GeV/c change très peu la signification, bien que le rapport signal sur bruit soit multiplié par 5 environ.

Méson	Centralité [fm]	S ($\cdot 10^3$)	B ($\cdot 10^3$)	S/B (%)	Σ
ρ	0 - 3	255	16700	1.5	62
	6 - 9	381	9670	3.8	120
	12 - 16	41	167	25	92
ω	0 - 3	503	8490	5.9	168
	6 - 9	755	5180	15	310
	12 - 16	82	89	92	199
ϕ	0 - 3	210	10670	2.0	64
	6 - 9	323	6130	5.3	127
	12 - 16	34	112	30	91

TAB. 4.5 – Signal S , bruit B , rapport signal sur bruit S/B et signifiacnce attendus pour le ρ , le ω et le ϕ pour des collisions centrales (0 - 3 fm), semi-centrales (6 - 9 fm) et périphériques (12 - 16 fm).

Nous voyons que le rapport signal sur bruit est très bas, en particulier pour les collisions les plus centrales pour lesquelles ce rapport est de l'ordre de 10^{-2} . Le travail d'extraction du signal sera donc très délicat : il faudra une précision de l'ordre de 0.1 % dans l'estimation du bruit de fond pour atteindre une erreur inférieure à 10 % sur les résonances. Cependant, le gros avantage d'ALICE est sa très grande statistique. Grâce à cette statistique, la signifiacnce est très élevée, ce qui devrait permettre une bonne extraction des basses masses.

Simulations complètes

Pour les simulations complètes, nous avons utilisé un cocktail de muons provenant des charmes et des beautés ouverts, des résonances lourdes (en particulier du J/ψ), des pions et des kaons. Les résonances de basses masses n'ont pas été intégrées à ces simulations et ont donc dû être ajoutées *a posteriori*. La normalisation des basses masses a été faite à l'aide des simulations rapides, par rapport au J/ψ : nous avons exigé que les rapports $N_X/N_{J/\psi}$ (où $X = \rho, \omega$ ou ϕ) soient les mêmes que dans les simulations rapides.

Deux différences sont à relever entre les cocktails de muons des collisions p-p et Pb-Pb : les sections efficaces de production et le shadowing. Les sections efficaces de production des résonances et du bruit de fond en collisions Pb-Pb sont extrapolées à partir de celles en collisions p-p grâce au modèle de Glauber, et dépendent du paramètre d'impact de la collision. Le shadowing est introduit en ajoutant à la section efficace de production le facteur dépendant du paramètre d'impact défini à l'équation 4.15.

Le résultat des simulations complètes pour des collisions Pb-Pb centrales ($b = 0-5$ fm) est montré à la figure 4.30⁴. Un tel spectre correspond à 16 millions de dimuons dans le spectromètre, sélectionnés sur la centralité de la collision ($b = 0 - 5$ fm). Il devrait être obtenu en moins d'une journée de collisions Pb-Pb à la luminosité nominale. Nous voyons que le bruit de fond non-corrélé est de loin la contribution la plus importante de ce spectre. Son élimination est donc capitale pour espérer extraire les résonances de basses masses.

De plus, contrairement aux collisions p-p, les paires $D - \bar{D}$ et $B - \bar{B}$ sont majoritairement non-corrélées lors de collisions Pb-Pb centrales. Moins de 5 % des $D - \bar{D}$ et environ la moitié des $B - \bar{B}$ sont corrélés [51]. Donc, si nous parvenons à éliminer tout le bruit de fond combinatoire, une grande part du travail d'extraction de signal sera faite. Des

⁴Les légères différences de normalisation des basses masses par rapport à la figure 4.29 sont dues à des mises à jour de certaines valeurs ($N_X/coll$ ou $R.E.X \rightarrow \mu\mu$).

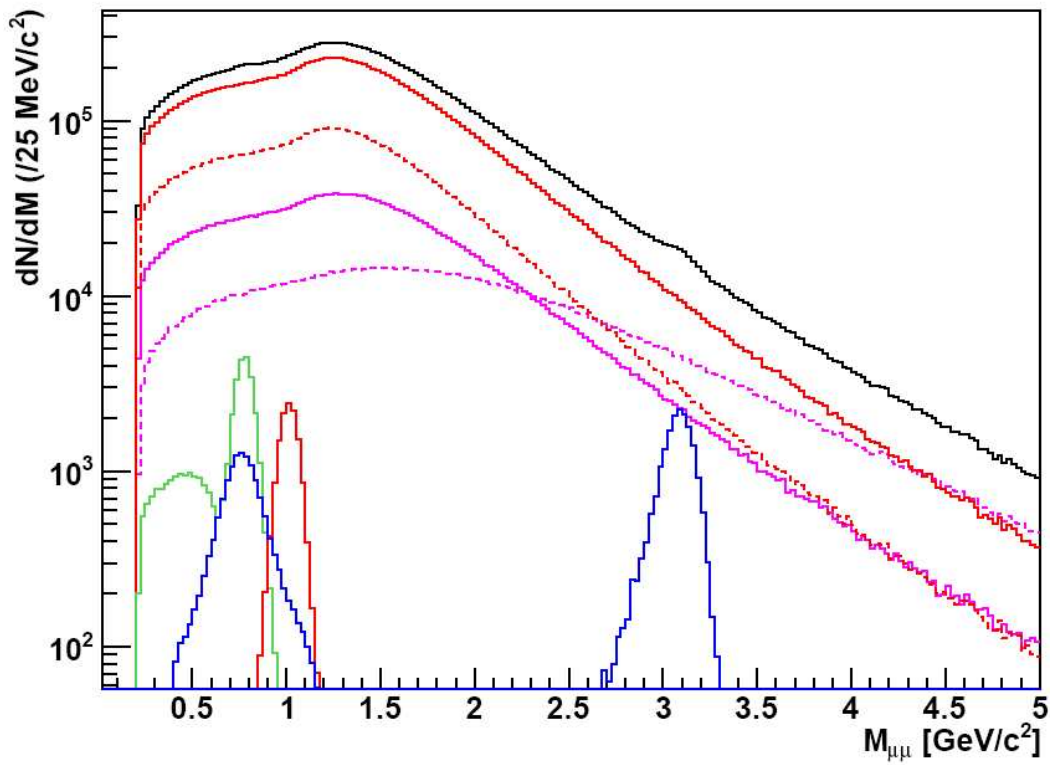


FIG. 4.30 – Spectre en masse invariante tel que vu dans le spectromètre à muons lors de collisions plomb-plomb centrales. Les différentes contributions à ce spectre sont séparées : les résonances ρ (bleu), ω (vert foncé), ϕ (rouge) et J/ψ (bleu à $\sim 3.1 \text{ GeV}/c^2$), le bruit de fond provenant des $D - \bar{D}$ (violet continu), des $B - \bar{B}$ (violet pointillé) et le bruit de fond non-corrélé (π , K , ... : rouge). La contribution des π et des K au fond non-corrélé est montrée en rouge pointillé.

méthodes d'"event mixing" ou de "like-sign muons" sont en cours de développement, et les premiers résultats sont très encourageants.

La figure 4.31 montre le spectre en masse invariante obtenu après un event mixing sur le spectre de la figure 4.30. Le bruit de fond non-corrélé que nous avons soustrait pour obtenir cette figure est trouvé par un event mixing simple : sa forme est obtenue en calculant les masses invariantes des paires de muons de signes opposés pris dans des collisions différentes. Pour sa normalisation, nous avons utilisé la formule suivante, basée sur le nombre de paires de muons de même signe détectés dans le spectromètre :

$$N^{\mu^-\mu^+} = 2\sqrt{N^{\mu^+\mu^+}N^{\mu^-\mu^-}}. \quad (4.18)$$

Cette équation est valable lorsque l'acceptance des muons ne dépend pas de leur signe [4], ce qui est pratiquement le cas dans ALICE.

Nous voyons à la figure 4.31 que les deux pics correspondant aux basses masses apparaissent nettement après un event mixing. Cependant, les fluctuations statistiques sont très importantes, surtout si on les compare à la région du J/ψ . Cela est dû à l'importance du bruit de fond non-corrélé dans la région des basses masses. Avec une statistique bien plus grande, comme ce sera le cas après un mois de prise de données, ces fluctuations statistiques devraient disparaître, et on peut s'attendre à des spectres de très bonne qualité.

Si nous comparons le spectre obtenu après soustraction du bruit de fond avec le spectre simulé (somme des ρ , ω et ϕ), nous voyons que la différence est surtout d'ordre statistique,

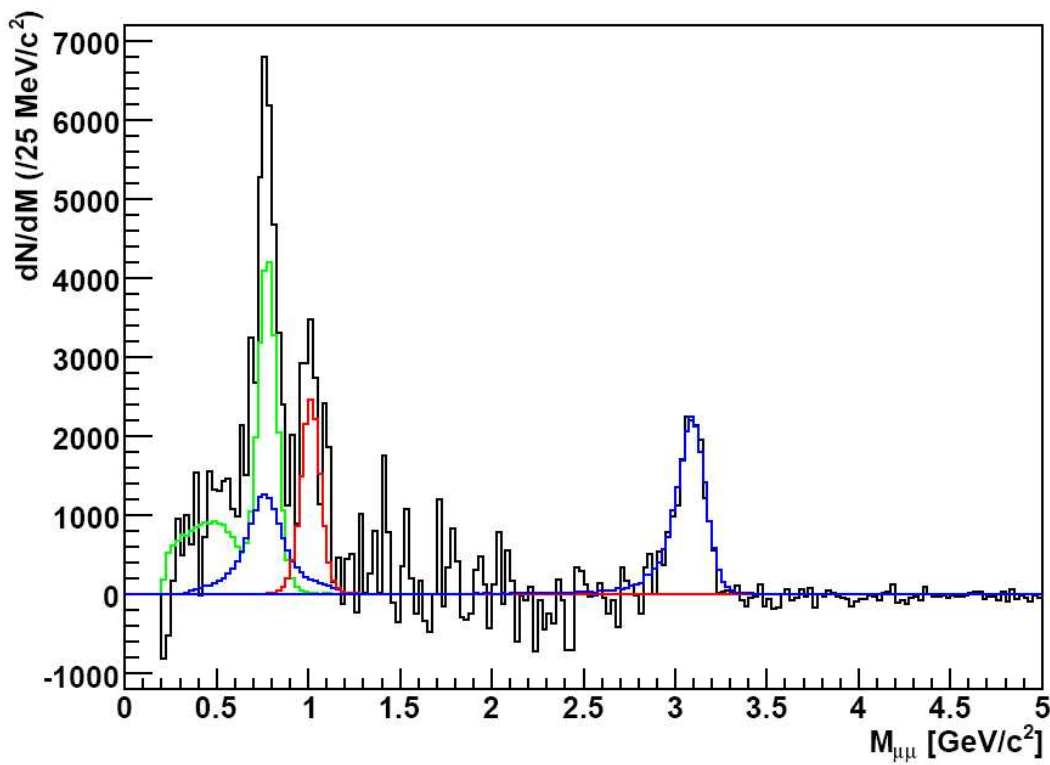


FIG. 4.31 – Spectre en masse invariante après soustraction du bruit de fond non-corrélé par event mixing. Les résonances simulées sont aussi montrées : ω (en vert), ρ (en bleu), ϕ (en rouge) et J/ψ (en bleu).

comme le montre la figure 4.32. Nous constatons tout de même une légère surestimation du signal dans la région des basses masses, qui devra être investiguée plus avant avec une plus grande statistique. En comparaison avec le pic du ω , cette surestimation est de l'ordre de 5 %, alors que les fluctuations statistiques sont de l'ordre de 10-15 %.

Notons que le bruit de fond corrélé provenant des charmes et des beautés n'est pas simulé. Pour cette raison, notre event mixing supprime tout le bruit de fond simulé. Dans la réalité, après l'event mixing, nous aurons affaire à un spectre similaire aux spectres p-p (figure 4.22) : les pics des résonances poussent sur un continuum du même ordre de grandeur que le signal. Il faudra donc ici aussi appliquer des méthodes d'ajustement telles que décrites à la section 4.2.4 afin de ressortir les résonances. L'ajout du bruit de fond corrélé dans les simulations est en cours d'étude.

4.2.6 Conclusion

Si l'étude des résonances de basses masses devrait être relativement facile à réaliser en collisions proton-proton, il sera plus difficile d'en extraire les spectres en collisions plomb-plomb. Cette étude devrait néanmoins être possible, même pour les collisions les plus centrales, grâce à l'immense statistique attendue dans le LHC.

Nous avons montré que les résultats préliminaires pour l'extraction du signal en collisions plomb-plomb sont encourageants, mais que le travail sur les données réelles sera très important. En particulier, il sera absolument nécessaire de soustraire le bruit de fond non-corrélé de manière très précise, étant donnée la faiblesse du rapport signal sur bruit. Pour cela, il faudra prendre en compte le bruit de fond corrélé, et la normalisation simpliste de l'event mixing vue plus haut (équation 4.18) devra être revue.

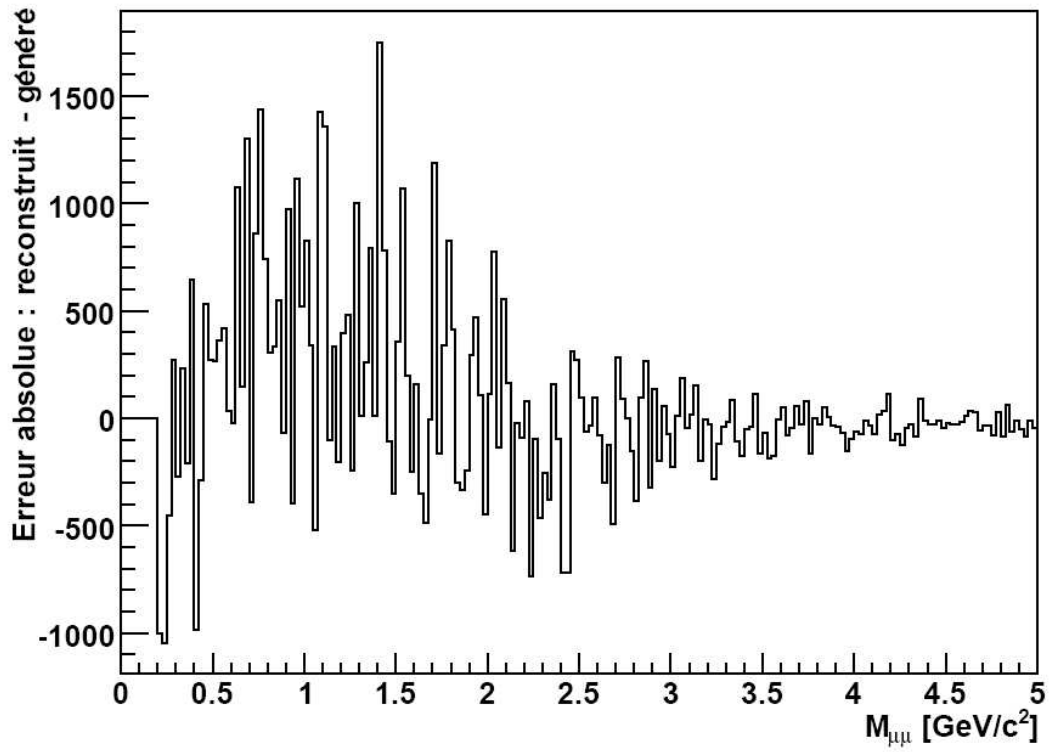


FIG. 4.32 – Erreur absolue sur la soustraction du bruit de fond non-corrélé : comparaison entre ce qui a été généré et ce que nous retrouvons après event mixing sur les spectres vus plus haut.

Chapitre 5

Déconvolution de Richardson-Lucy

La déconvolution de Richardson-Lucy est une méthode utilisée en photographie, dont le but est d'obtenir des images plus nettes en réduisant les effets de l'appareillage. Nous allons voir dans ce chapitre que cette méthode peut aussi être utilisée dans l'analyse de spectres physiques, en particulier pour les spectres en masse invariante des paires de muons détectées à l'aide du spectromètre à muons.

5.1 Méthode

Déconvolution en photographie

Avant de décrire la méthode de déconvolution de Richardson-Lucy, nous allons voir comment elle est utilisée en photographie. Comme illustré par la figure 5.1, l'image (b) d'un objet n'est jamais totalement fidèle à l'objet photographié (a). De nombreux facteurs

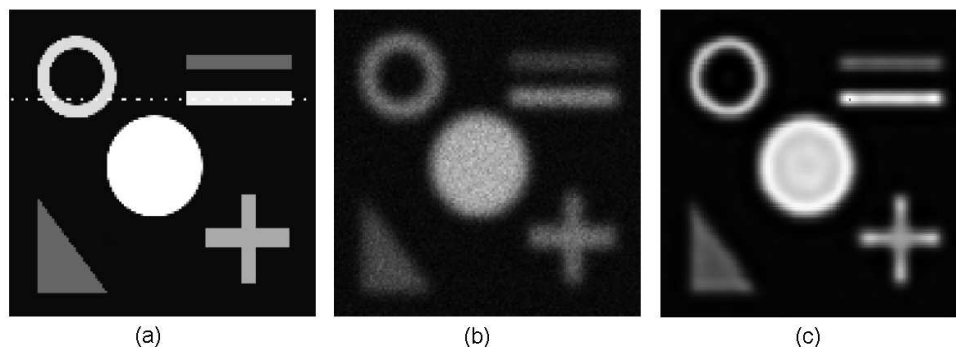


FIG. 5.1 – Application de la méthode de déconvolution de Richardson-Lucy sur une image synthétique : objet (a), image avant déconvolution (b) et image après déconvolution (c). Images extraites de la référence [80].

sont responsables de la détérioration de l'image, comprenant à la fois le système de prise d'image (aberrations, défocalisation, mouvements, bruits électroniques, ...), les conditions extérieures (atmosphère, ...) et la pixellisation (objet continu transformé en une image discrète). Par la suite, nous utiliserons le terme réducteur d'"effets d'appareillage" pour désigner tout ce qui contribue à la détérioration d'une image.

Le but des techniques de déconvolution est de retrouver une meilleure image à partir de l'image floue en estimant les effets d'appareillage. Ces techniques sont très utilisées lorsque la qualité de l'image est fortement altérée, par exemple pour les microscopes

ou les télescopes (notamment pour le télescope Hubble). Des exemples de l'efficacité de déconvolution sont montrés aux figures 5.1 et 5.2.

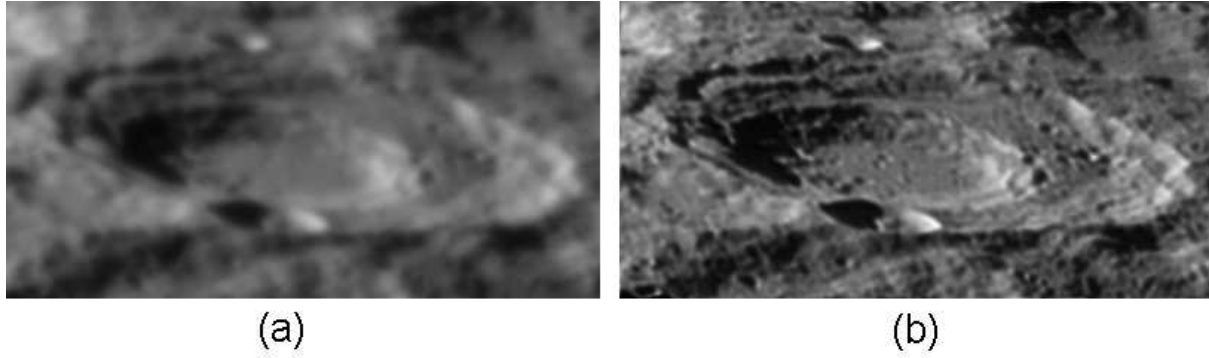


FIG. 5.2 – Exemple d'utilisation de la méthode de Richardson-Lucy en photographie astronomique : image brute (a) et image déconvoluée (b) d'un cratère lunaire. Photos extraites de la référence [81]. Copyright © Vicent Peris (PTeam/OAUV).

Le terme de déconvolution vient du fait que l'image est donnée par la convolution entre l'objet et les effets d'appareillage, et le but est de les séparer. Mathématiquement, si O est l'objet et f décrit les effets d'appareillage, l'image I est donnée par :

$$I = f * O \quad (5.1)$$

où le produit de convolution $*$ est défini par l'intégrale suivante :

$$(f * O)(x) = \int f(t) \cdot O(x - t) dt \quad (5.2)$$

L'exemple unidimensionnel de la convolution de deux pics de hauteurs différentes (représentant l'objet O) avec une gaussienne (représentant le flou f) est illustré par la figure 5.3. Tout le problème de la déconvolution consiste à trouver O en connaissant I et f .

Méthode de Richardson-Lucy

Nous allons maintenant nous concentrer sur le cas discret, comme c'est le cas en photographie (pixels) ou lors de l'étude de spectres physiques (bins). Dans ce cas, l'image dans un pixel numéro i (I_i) est donnée par l'équivalent discret de l'équation 5.1 :

$$I_i = \sum_j f_{ij} \cdot O_j, \quad (5.3)$$

où O_j est l'objet au pixel j et f_{ij} est la fonction d'étalement. Cette fonction d'étalement décrit les effets d'appareillage : f_{ij} est la fraction de signal venant de l'endroit j détecté dans le pixel i . Cette fonction est supposée connue : il est en principe possible de déterminer -ou du moins d'approximer- la façon dont l'appareil détériore la prise de donnée. Nous verrons par la suite que dans notre cas, les simulations permettent d'estimer f_{ij} .

Pour résoudre notre problème, il suffirait d'inverser l'équation 5.3 et obtenir ainsi l'objet. Malheureusement, ceci n'est pas réalisable car le processus de bruitage est aléatoire. Cela implique que la solution d'une telle inversion, si elle existe, peut être instable : une faible incertitude sur I_i ou sur f_{ij} entraîne une forte incertitude sur le résultat (voir par exemple la référence [82] pour plus de détails). Il est donc impossible de retrouver O par une simple inversion.

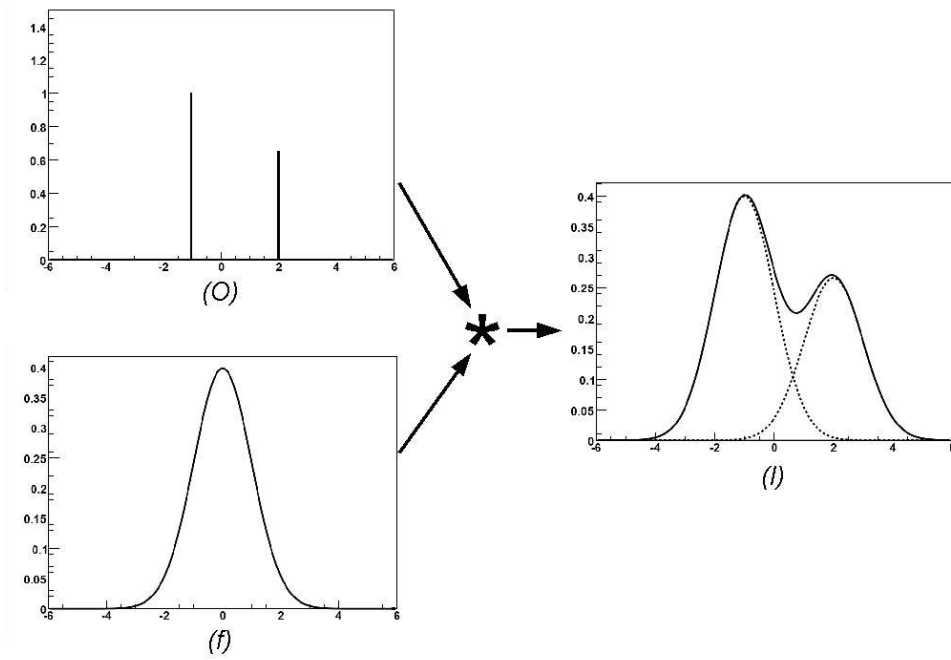


FIG. 5.3 – Produit de convolution de deux fonctions de Dirac de hauteurs différentes (O) par une fonction gaussienne (f). Le résultat (I trait plein) est une somme de deux gaussiennes (pointillés).

Différents procédés permettent de contourner ce problème et de trouver une image I' plus proche de l'objet O que l'image originale I . Une méthode itérative a été développée dans les années 1970 par Richardson [83] et Lucy [84]. Cette méthode est basée sur le théorème de Bayes de la théorie des probabilités :

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)}, \quad (5.4)$$

où $P(A|B)$ et $P(B|A)$ sont les probabilités conditionnelles définissant respectivement la probabilité de A sachant B et la probabilité de B sachant A , et $P(A)$ et $P(B)$ sont les probabilités *a priori* de A et de B .

Supposons maintenant qu'il existe une fonction g_{ji} telle que :

$$O_j = \sum_i g_{ji} \cdot I_i, \quad (5.5)$$

c'est à dire une fonction décrivant le passage de l'image à l'objet, et qui est donc inconnue. Cette fonction g_{ji} est alors reliée à f_{ij} par le théorème de Bayes :

$$g_{ji} = \frac{f_{ij} \cdot O_i}{I_j}, \quad (5.6)$$

car f_{ij} peut être vu comme la probabilité d'avoir une image en I_i d'un objet en O_j ($P(I_i|O_j)$), et similairement pour g_{ji} : $g_{ji} \equiv P(O_j|I_i)$.

Etant donné que l'objet recherché O_j se retrouve dans les deux équations 5.5 et 5.6, nous allons pouvoir appliquer une méthode itérative. Cette méthode ne nous permettra pas de trouver O_j , mais permettra de nous en approcher. En pratique, l'équation 5.5 devient :

$$O_j^{n+1} = \sum_i g_{ji}^n \cdot I_i^0, \quad (5.7)$$

où I_i^0 est l'image I_i initiale (brute), et l'indice n est l'indice d'itération. L'utilisation de l'équation 5.6 permet d'enlever le terme inconnu g_{ji} :

$$\begin{aligned} O_j^{n+1} &= \sum_i \frac{f_{ij} \cdot O_j^n}{I_i^n} \cdot I_i^0 \\ &= O_j^n \cdot \sum_i f_{ij} \cdot \frac{I_i^0}{I_i^n} \end{aligned} \quad (5.8)$$

L'équation 5.8 ne contient plus que des termes connus (f_{ij} et I_i^0) et des termes dépendant de O_j^n . En effet, I_i^n peut être calculé à partir de O_j^n (cf équation 5.3) :

$$I_i^n = \sum_j f_{ij} \cdot O_j^n. \quad (5.9)$$

Il suffit donc de trouver un point de départ O_j^0 pour pouvoir lancer notre itération. Même si en théorie la meilleure solution possible est trouvée quel que soit le choix de O_j^0 , le plus judicieux est de choisir les données obtenues comme point de départ de l'itération : $O_j^0 = I_j^0$. L'itération est ensuite opérée par calcul successif à chaque pas de l'objet (équation 5.8) puis de l'image (équation 5.9).

Cette méthode de Richardson-Lucy a deux avantages importants. Tout d'abord, la norme est conservée à chaque itération :

$$\sum_j O_j^n = \sum_i I_i. \quad (5.10)$$

Cela nous assure une conservation de la quantité de signal à chaque itération. De plus, il a été montré empiriquement que lorsque l'itération converge, elle converge vers la solution du maximum de vraisemblance pour O_j , c'est à dire vers l'image I' la plus proche possible de O . Nous verrons cependant que cette convergence n'est que partielle : au bout d'un certain nombre d'itérations (une dizaine dans notre cas), des perturbations apparaissent et s'amplifient. Il faudra donc un critère de convergence permettant de s'arrêter au nombre d'itérations optimal.

5.2 Déconvolution à une dimension

La déconvolution de Richardson-Lucy peut être utilisée sur des spectres physiques. Cette méthode a par exemple été utilisée pour améliorer les données de NA38, de NA50 et de NA51 [85].

Par analogie avec la photographie, nous allons commencer par définir un objet, une image et des effets d'appareillage. Dans le cas de spectres en masse invariante comme décrit à la section 4.2, les données du spectromètre à muons constituent notre image. L'objet est dans ce cas le spectre en masse invariante au moment de la création des particules. La figure 5.4 montre ces deux spectres pour des simulations proton-proton. Les trois pics correspondant aux résonances ω , ϕ et J/ψ occupent un seul bin dans l'"objet" et sont fortement détériorés dans l'"image". Il est évident que dans la réalité le spectre "objet" n'est pas connu.

Nous allons maintenant détailler les effets d'appareillage. Premièrement, l'absorbeur introduit un flou, de part sa position entre le lieu de production et le lieu de détection des muons. Ce flou peut être comparé au flou d'une photographie causé par l'atmosphère. Plus précisément, deux effets sont responsables de ce flou : le straggling et les interactions coulombiennes multiples. Le straggling est l'erreur faite lors de l'estimation de la perte

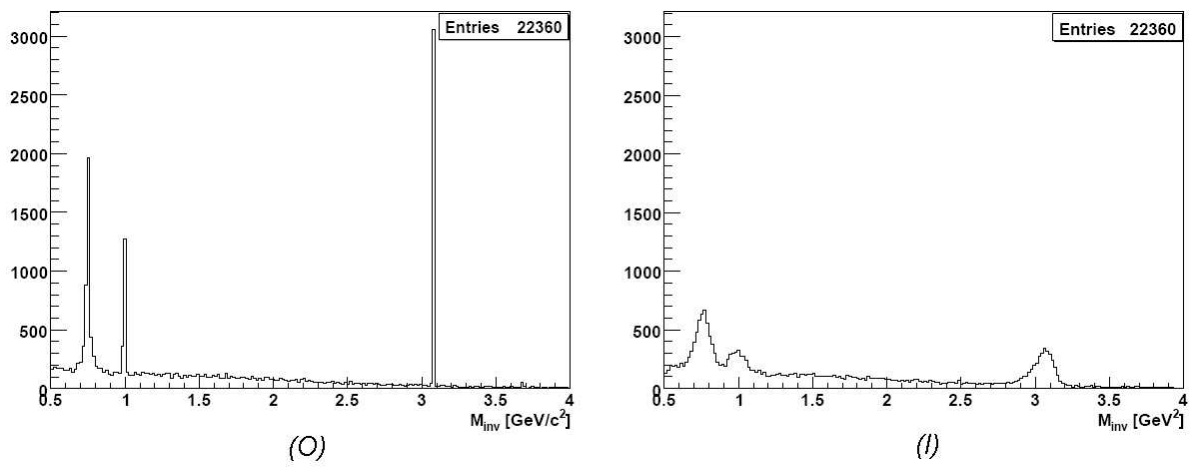


FIG. 5.4 – Spectre en masse invariante : dimuons simulés au moment de la collision (O) et reconstruits dans le spectromètre à muons (I).

d'énergie du muon dans l'absorbeur : le muon est freiné par les collisions avec les électrons des atomes de l'absorbeur et par des processus radiatifs dans le champ électromagnétique de ces atomes. La formule de Bethe-Bloch, qui estime cette perte d'énergie, donne la valeur moyenne de cette perte. Les fluctuations autour de cette valeur moyenne, connues sous le nom de straggling, introduisent une première erreur de reconstruction.

Les interactions coulombiennes multiples des muons dans l'absorbeur ne changent pas quant à elles l'énergie des muons, mais leur direction. Ces interactions entre les muons et les noyaux des atomes de l'absorbeur sont elles aussi stochastiques et introduisent une deuxième erreur dans la reconstruction.

En plus des effets d'appareillage dus à l'absorbeur, la reconstruction des muons souffre d'une imprécision causée par la résolution spatiale des chambres à fils du spectromètre. Cette résolution spatiale imparfaite entraîne elle aussi une erreur sur la reconstruction de l'impulsion des muons. Cette erreur se retrouve dans les spectres concernant les muons, y compris les spectres en masse invariante.

La figure 5.5 montre l'influence du straggling, des interactions coulombiennes multiples et de la résolution du spectromètre sur l'incertitude en impulsion des muons. Afin d'isoler la contribution dominante, la résolution est tracée en fonction de l'impulsion. Nous voyons qu'à basse impulsion, l'incertitude est dominée par les effets de straggling, alors qu'à haute impulsion, la résolution spatiale des chambres à fils en est la contribution principale. L'effet des diffusions multiples ne dépend pas de l'impulsion du muon. Ces trois effets constituent le "flou" dont nous voulons nous affranchir à l'aide de la déconvolution de Richardson-Lucy.

5.2.1 Calcul de f_{ij}

La première étape de la déconvolution consiste à calculer la fonction d'étalement f_{ij} . Dans le cas unidimensionnel discret, comme les spectres en masse invariante de la figure 5.4, f_{ij} est une matrice carrée dont le nombre de lignes et de colonnes est égale au nombre de bins des spectres. Cette matrice est très proche de la matrice identité (un dimuon d'une masse invariante M_{inv} est reconstruit avec une masse invariante proche de M_{inv}) et les déviations par rapport à la matrice identité décrivent la détérioration du spectre par les effets d'appareillage.

Cette matrice est déterminée à partir de simulations. Pour cela, une statistique suf-

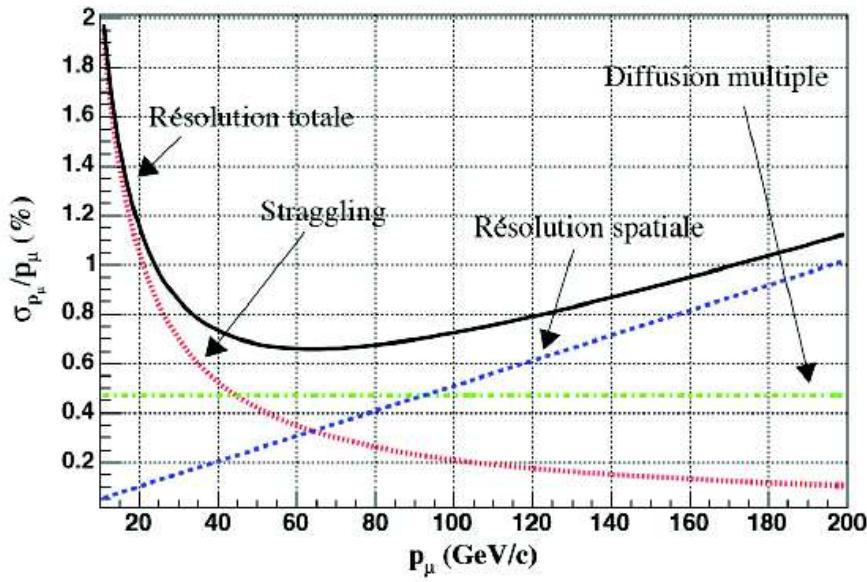


FIG. 5.5 – Résolution sur l'impulsion des muons en fonction de l'impulsion. Les contributions respectives du straggling, des diffusions multiples et de la résolution spatiale du spectromètre sont montrées en pointillés. Figure extraite de la référence [86].

fisante de dimuons est produite avec des caractéristiques initiales ($M_{inv}^{gén}$, $p_T^{gén}$, $p_T^{gén}$, ...) connues, puis transportée à travers ALICE et reconstruite dans le spectromètre (M_{inv}^{reco} , p_T^{reco} , p_T^{reco} , ...). Il suffit ensuite de comparer ce qui est simulé à ce qui est reconstruit puis de normaliser pour avoir f_{ij} .

Prenons l'exemple des spectres en masse invariante. Nous avons simulé quelques millions de dimuons que nous pouvons placer dans une figure représentant la masse reconstruite en fonction de la masse générée (figure 5.6).

Pour obtenir la matrice désirée, il faut ensuite découper la zone d'intérêt en carrés de côté égal à la largeur d'un bin du spectre concerné, et compter le contenu de chaque carré. Ces contenus déterminent les éléments d'une matrice $N \times N$, où N est le nombre de bins du spectre (par exemple 200 dans notre cas). Ensuite, afin d'éviter d'accorder une très grande importance à des événements rares, les éléments de matrice contenant un seul événement sont mis à zéro. Cela revient à supprimer les points isolés de la figure 5.6. Cette étape est indispensable, car ces événements rares induiraient de dramatiques fluctuations dans les spectres lors des itérations.

Il reste ensuite à normaliser cette matrice pour obtenir la matrice f_{ij} . Pour cela, il suffit de diviser chaque élément de la matrice par la somme des éléments de sa colonne, de telle sorte que dans f_{ij} la somme des éléments d'une colonne vaille 1. La somme sur une ligne vaut alors en moyenne 1. En fait la matrice étant très proche d'une matrice diagonale, la somme sur chaque ligne vaut environ 1. Cette normalisation assure la conservation de la norme (équation 5.10) : le spectre final aura le même nombre d'entrées que le spectre initial. Les éléments de f_{ij} correspondent donc bien à la probabilité qu'un dimuon de masse M_j soit reconstruit avec une masse M_i . Un extrait d'une matrice d'étalement est montré à la figure 5.7.

Une fois f_{ij} connue, nous pouvons appliquer le processus itératif (équations 5.8 et 5.9) sur le spectre reconstruit. Une comparaison avec le spectre généré permet ensuite de vérifier l'efficacité de la méthode.

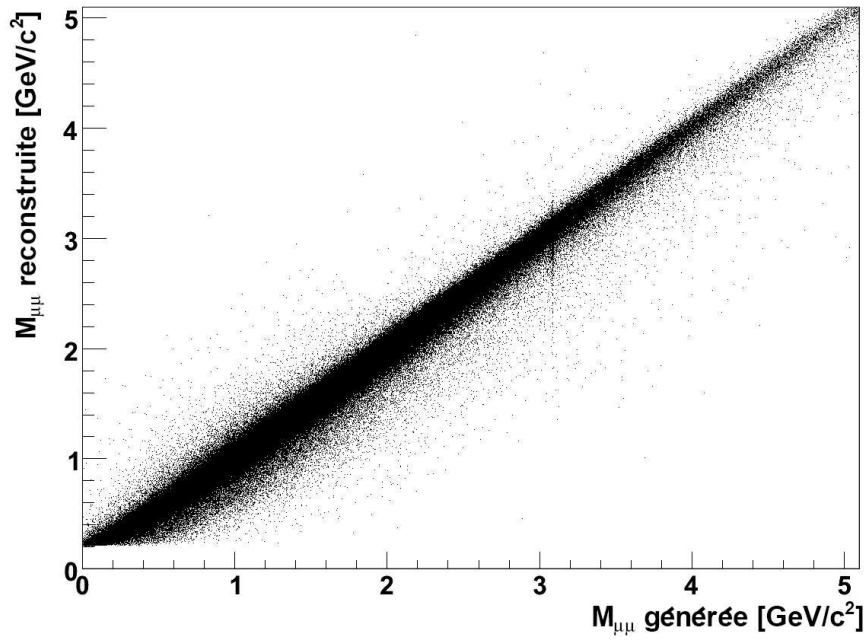


FIG. 5.6 – Masse invariante reconstruite en fonction de la masse invariante générée pour un échantillon de 4 millions de dimuons. Chaque point représente un dimuon.

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.47	0.22		
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.48	0.22	0.06	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.48	0.22	0.06	0.02	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.49	0.22	0.06	0.02	0.01	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.49	0.23	0.06	0.02	0.01	0	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.5	0.22	0.05	0.02	0.01	0	0	0	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.5	0.22	0.05	0.01	0.01	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.5	0.22	0.05	0.01	0.01	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.19	0.51	0.22	0.05	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.2	0.51	0.22	0.05	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.02	0.2	0.51	0.22	0.04	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0.02	0.21	0.51	0.21	0.04	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0.02	0.21	0.52	0.21	0.04	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0.02	0.22	0.52	0.2	0.04	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0.02	0.22	0.52	0.19	0.03	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0.02	0.24	0.53	0.19	0.03	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0.01	0.03	0.25	0.53	0.18	0.03	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.01	0.03	0.27	0.53	0.16	0.03	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.03	0.29	0.53	0.15	0.03	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.33	0.53	0.13	0.02	0.01	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.52	0.11	0.02	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.09	0.02	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

FIG. 5.7 – Extrait d'une matrice f_{ij} . Par cohérence avec la figure précédente, l'origine de la matrice est placée en bas à gauche, d'où une diagonale inversée.

5.2.2 Résultats

La déconvolution de Richardson-Lucy peut être utilisée sur n'importe quel spectre. Nous verrons cependant qu'elle est bien plus efficace sur des spectres comportant des pics, comme les spectres en masse invariante. C'est pourquoi une grande partie des résultats que nous présentons concernent les spectres en masse invariante, d'abord en collisions pp puis Pb-Pb.

Voyons tout d'abord les effets de la déconvolution sur le spectre de la figure 5.4. Ce spectre est obtenu avec les données de la grille provenant des simulations officielles d'ALICE. Nous avons choisi les simulations datant de 2006 pour des raisons que nous développerons plus loin, et nous nous sommes intéressés à la zone 0-4 GeV/c². Les mésons ρ , ω , ϕ et J/ψ ont été générés, ainsi que les charmes et les beautés ouverts. Le bruit de fond non-corrélé n'a pas été simulé.

La figure 5.8 présente le spectre obtenu après 8 itérations. Afin de faciliter la comparaison, trois spectres sont superposés : le spectre généré, le spectre reconstruit et le spectre après la déconvolution. Nous voyons que la déconvolution permet de retrouver des

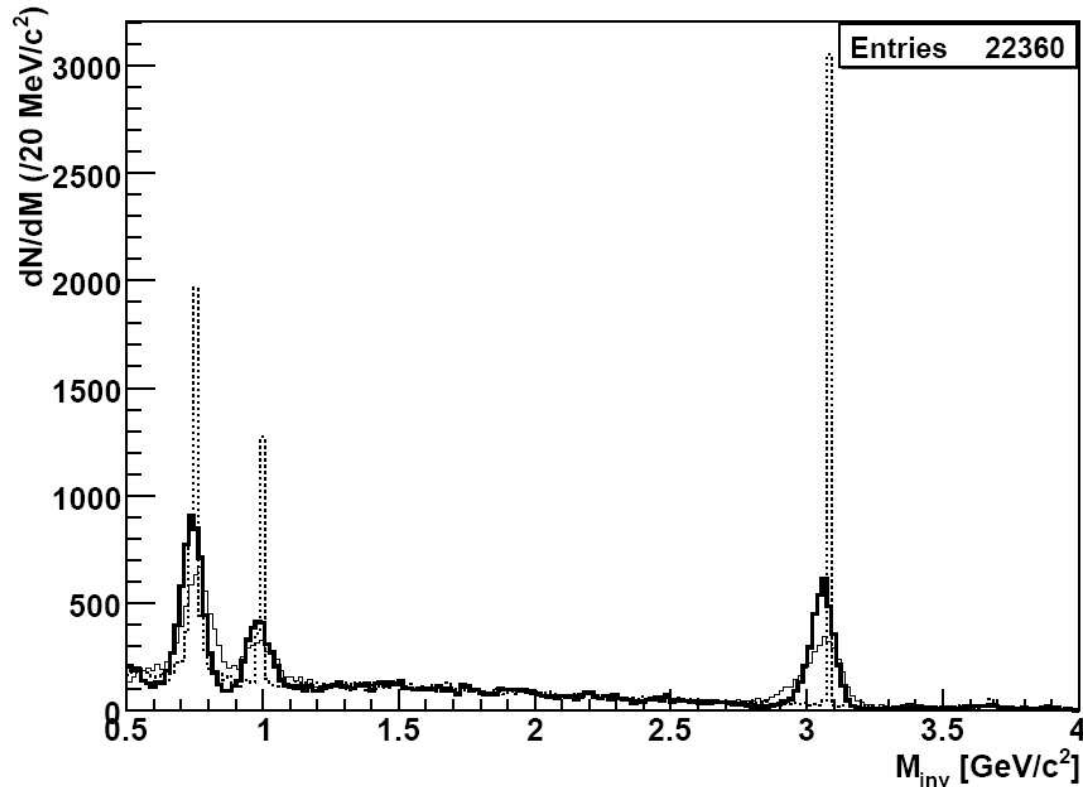


FIG. 5.8 – Déconvolution d'un spectre en masse invariante, pour des collisions pp, après 8 itérations. Trois spectres sont superposés : le spectre généré (pointillé), le spectre reconstruit par le spectromètre (trait fin) et le spectre obtenu après la déconvolution (trait épais).

pics plus marqués : les pics correspondant aux trois résonances sont plus hauts et plus étroits après ces 8 itérations. Si nous considérons que la résolution correspond au sigma (écart-type) de la gaussienne ajustée aux résonances, nous obtenons une amélioration de plus de 30% de la résolution pour ce spectre. En effet, le sigma du ω et du J/ψ vaut environ 75 MeV/c² avant la déconvolution et moins de 50 MeV/c² après la déconvolution.

Une augmentation du nombre d'itérations entraîne une amélioration de la résolution. En effet, comme le montre la figure 5.9, le sigma du J/ψ décroît avec le nombre d'itérations, pour atteindre 22 MeV/c² après 100 itérations. Nous voyons cependant que l'amélioration de la résolution diminue avec le nombre d'itérations : les 10 premières itérations améliorent plus la résolution que les 90 suivantes. Nous allons voir que le faible gain obtenu lors des dernières itérations se fait au détriment de la qualité générale du spectre, et donc que le nombre d'itérations devra être réduit.

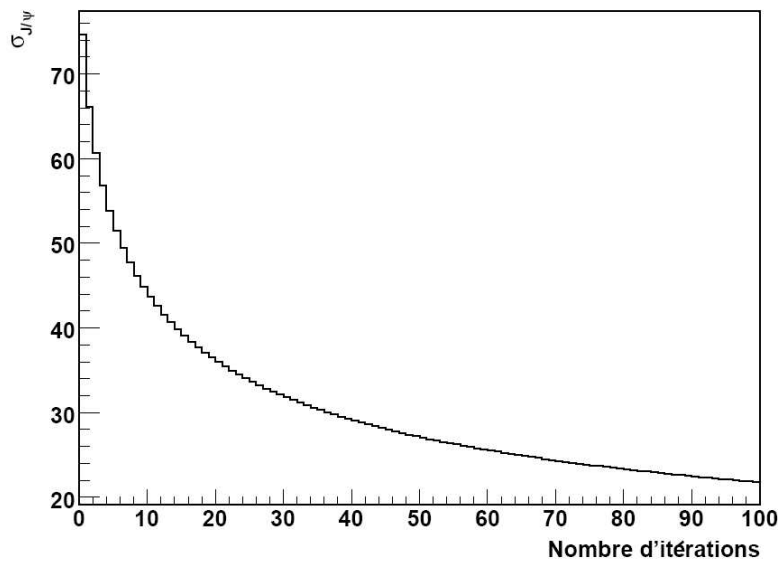


FIG. 5.9 – Sigma du J/ψ en fonction du nombre d'itérations.

En effet, deux problèmes apparaissent lorsque le nombre d'itérations devient trop important. Pour illustrer cela, la figure 5.10 présente le spectre obtenu après 100 itérations. Le premier problème est parfaitement visible autour du premier pic (résonance ω) :

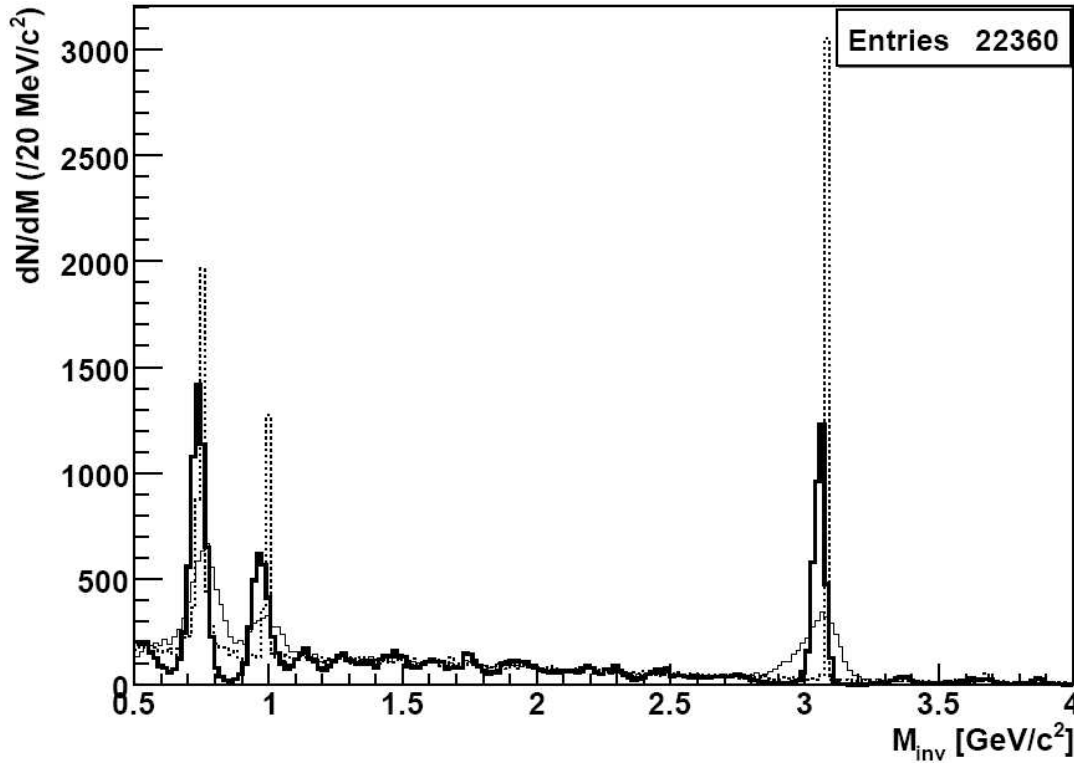


FIG. 5.10 – Même chose que la figure 5.8, après 100 itérations.

les régions à proximité des pics sont dépeuplées après la déconvolution. Ce phénomène, déjà visible après quelques itérations (figure 5.8), est intrinsèque à la déconvolution de Richardson-Lucy. Il est donc aussi présent en photographie (voir la figure 5.1), et pour cette raison a été largement étudié. Des méthodes ont été développées afin de limiter ce

phénomène appelé "anneaux de Gibbs", mais ces méthodes ne sont pas applicables dans le cas unidimensionnel.

Le second problème concerne le continuum. A la figure 5.10, nous voyons que d'importantes fluctuations apparaissent entre le ϕ et le J/ψ , sur le fond formé par les charmes et les beautés ouverts. Ces fluctuations sont la conséquence de l'amplification des fluctuations du continuum et prennent de très grandes proportions avec l'augmentation du nombre d'itérations.

Il s'agit donc de trouver le nombre d'itérations optimal, de telle sorte que l'amélioration de la résolution soit conséquente tout en gardant les anneaux de Gibbs et les fluctuations du continuum suffisamment faibles. Pour cela nous proposons une analyse en χ^2 basée sur la définition suivante :

$$\chi^2 = \sum_{\text{tous les bins}} (\text{générés} - \text{reconstruits})^2. \quad (5.11)$$

Ainsi le χ^2 représente une distance entre le spectre généré et le spectre reconstruit. Cette distance peut être calculée à chaque itération, et permet donc de constater une amélioration ou une détérioration de la qualité du spectre.

La figure 5.11 représente l'évolution de ce χ^2 en fonction du nombre d'itérations. Cette

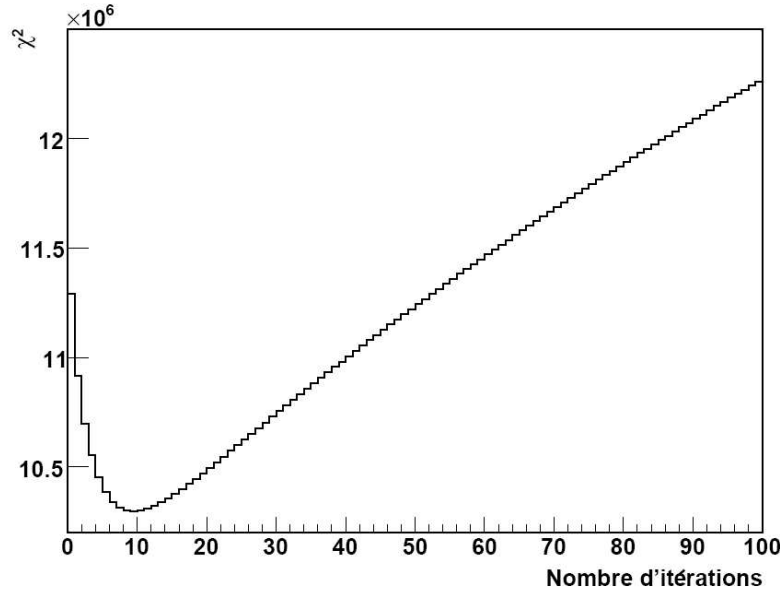


FIG. 5.11 – χ^2 (tel que défini par l'équation 5.11) en fonction du nombre d'itérations. Les valeurs absolues dépendant de la statistique, nous pouvons considérer l'axe vertical comme ayant une unité arbitraire.

figure montre clairement un minimum après quelques itérations : les premières itérations améliorent la qualité du spectre grâce à une meilleure résolution sur les résonances, puis les anneaux de Gibbs et les fluctuations du continuum s'amplifient, provoquant une augmentation du χ^2 .

Notons que notre définition du χ^2 est plus ou moins arbitraire, et ne correspond à un vrai χ^2 que lorsque l'incertitude sur tous les bins des spectres est de 1. Nous pourrions aussi prendre en compte l'erreur statistique, en multipliant chaque membre de la somme de l'équation 5.11 par le contenu du bin. Une telle définition donnerait énormément d'importance aux trois bins contenant les résonances générées. Cependant, la forme générale de la courbe 5.11 ne changerait pas. Seule la position du minimum varie avec la définition

du χ^2 : si les résonances prennent beaucoup d'importance relativement au continuum, le minimum du χ^2 est atteint après plus d'itérations.

Le résultat général est que pour un spectre comprenant des pics sur un continuum peu important, une dizaine d'itérations convient très bien pour une bonne amélioration de la résolution tout en maîtrisant les problèmes de fluctuations. Si la statistique est plus importante et donc les fluctuations du continuum moins importantes, nous pouvons envisager 20 ou 30 itérations, puis éliminer les bins concernés par les anneaux de Gibbs.

Masse invariante en collisions plomb-plomb

Le cas de spectre en masse invariante en collisions Pb-Pb est différent car le continuum est bien plus important dans ce cas. Nous allons considérer ici un spectre "extrême" contenant tout le bruit de fond, y compris le non-corrélé, afin de montrer qu'une déconvolution peut aussi être intéressante dans le cas d'un signal bien plus faible que le bruit de fond. La figure 5.12 montre le résultat de notre méthode sur un tel spectre. Ce spectre a été créé à

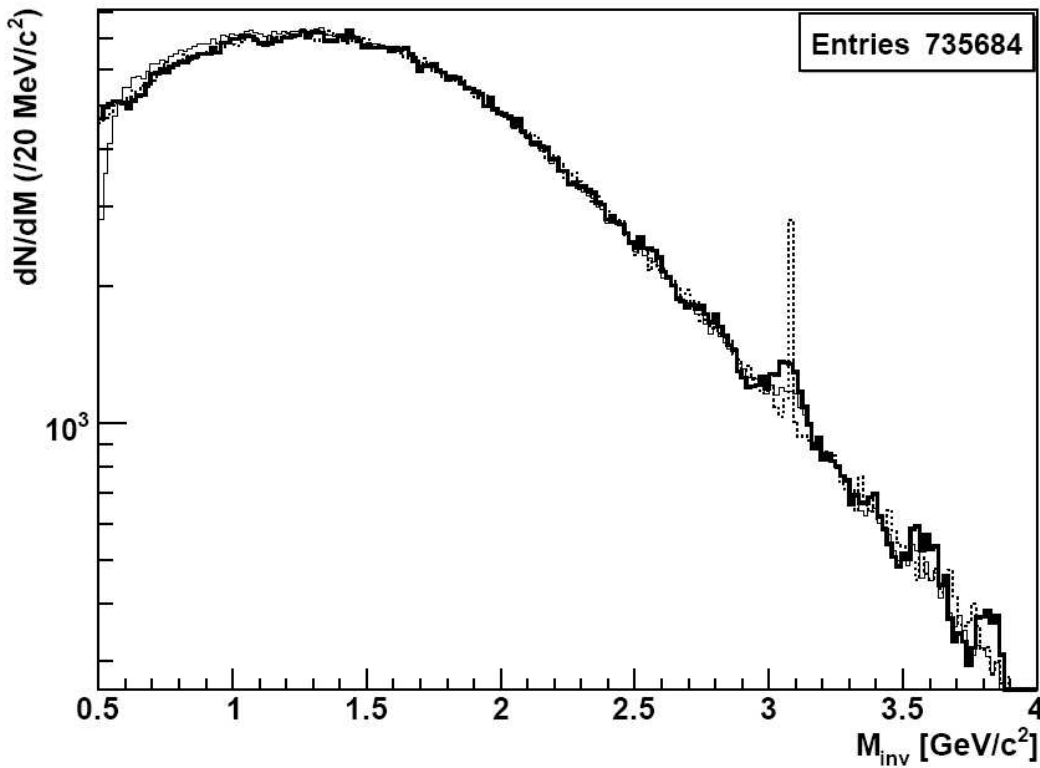


FIG. 5.12 – Déconvolution d'un spectre en masse invariante, pour des collisions Pb-Pb centrales, après 26 itérations. Trois spectres sont superposés : le spectre généré (pointillé), le spectre reconstruit par le spectromètre (trait fin) et le spectre obtenu après la déconvolution (trait épais).

partir de simulations de collisions Pb-Pb centrales (paramètre d'impact compris entre 0 et 5 fm), avant toute opération d'extraction de signal (event mixing ou autre). Pour cette raison, les résonances de basses masses sont invisibles et ne seront pas considérées dans la suite.

Pour un tel spectre, le minimum du χ^2 (tel que défini par l'équation 5.11) se situe à environ 20 à 30 itérations, avec une évolution du χ^2 très similaire à celle de la figure 5.11. Le nombre optimal d'itérations est donc plus élevé dans ce cas que dans le cas du spectre en p-p vu précédemment. La raison principale est la statistique : le spectre pour

les collisions Pb-Pb contient ~ 30 fois plus d'entrées que le spectre p-p. Cette statistique plus élevée produit un spectre bien plus "lisse", contenant moins de fluctuations bin à bin. L'apparition des fluctuations provoquées par l'amplification des fluctuations du continuum est donc plus tardive dans ce cas.

Relevons trois régions d'intérêt sur la figure 5.12 :

- à très basse masse ($< 1 \text{ GeV}/c^2$), le spectre reconstruit n'est pas très bon à cause d'effets d'acceptance et d'efficacité du spectromètre. La déconvolution corrige très bien ces effets, et ce dès la première itération.
- à $3.1 \text{ GeV}/c^2$, le pic du J/ψ est bien plus visible après la déconvolution. Nous reviendrons sur le J/ψ plus loin.
- à plus haute masse ($> 3.3 \text{ GeV}/c^2$), la déconvolution détériore le spectre car il y a très peu de statistique, donc de grandes fluctuations. Cela induit de faux pics, qui n'ont aucun sens physique.

Nous allons maintenant nous concentrer sur le J/ψ . L'extraction du signal correspondant au J/ψ a été faite avec une méthode très simple : on trouve le meilleur fit entre 2.5 et $3.5 \text{ GeV}/c^2$ avec la somme d'un polynôme de degré 3 (continuum) et d'une gaussienne (J/ψ). Les paramètres de la gaussienne étant libres, nous déterminons ainsi la valeur moyenne et le sigma du J/ψ à chaque itération.

Comme dans le cas proton-proton, le sigma du J/ψ s'améliore avec le nombre d'itérations. L'évolution est similaire à celle de la figure 5.9, avec une résolution initiale de $340 \text{ MeV}/c^2$ et une résolution après 26 itérations de $220 \text{ MeV}/c^2$. Cette amélioration de la résolution entraîne une amélioration du rapport signal sur bruit (S/B) : en calculant ce rapport à $\pm 2\sigma$ autour du J/ψ , nous obtenons un gain d'un facteur 2 ($S/B = 0.08$ sur le spectre reconstruit et 0.15 après la déconvolution).

Il est important de vérifier que notre procédure n'altère pas la valeur de la masse du J/ψ . Pour cela, nous présentons à la figure 5.13 la valeur moyenne de la gaussienne obtenue précédemment. Nous voyons que cette valeur moyenne ne varie que faiblement suite à

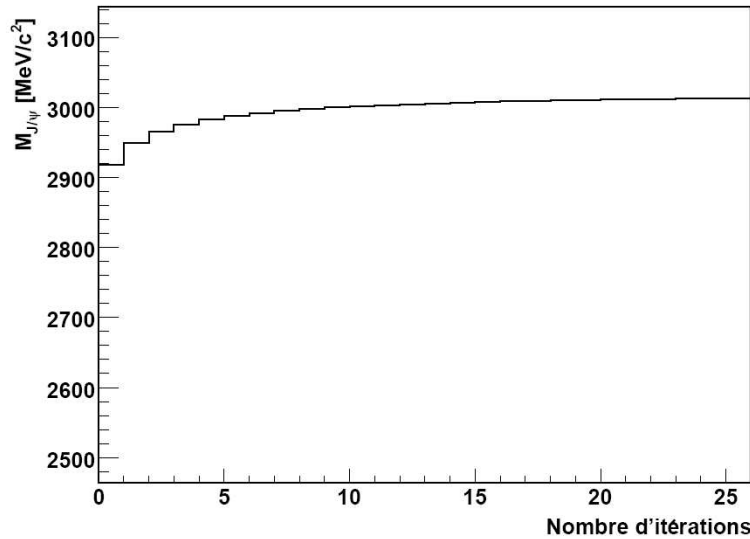


FIG. 5.13 – Effet de la déconvolution sur la valeur de la masse du J/ψ : masse reconstruite en fonction du nombre d'itérations. Nombre de J/ψ générés : 1800.

la déconvolution : elle passe de 2.9 à $3.0 \text{ GeV}/c^2$ après plusieurs dizaines d'itérations. Sachant que la masse générée du J/ψ est $3.1 \text{ GeV}/c^2$, nous constatons même une légère amélioration de cette valeur.

Une observable très importante dans le cadre de l'étude d'un QGP est le nombre de J/ψ . Il faut donc nous assurer que notre méthode n'augmente pas artificiellement ce nombre, comme on pourrait l'imaginer suite au dépeuplement des régions autour du pic. Nous avons donc intégré notre signal entre $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne, après la soustraction polynomial du bruit de fond. Le nombre de J/ψ obtenu à chaque itération est présenté à la figure 5.14. Lors des simulations, 1800 J/ψ étaient générés, et seulement

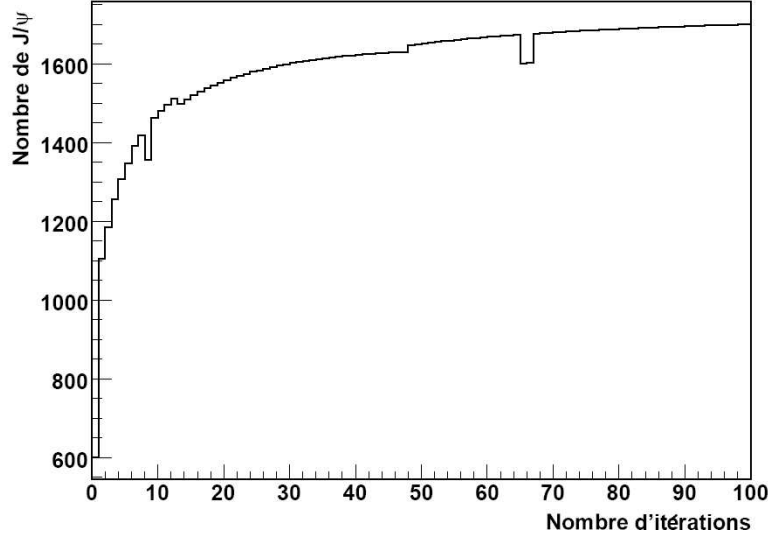


FIG. 5.14 – Effet de la déconvolution sur le nombre de J/ψ reconstruit : signal à $\pm 2\sigma$ en fonction du nombre d'itérations.

600 reconstruits. La figure 5.14 montre que notre méthode améliore considérablement ce nombre, même après peu d'itérations. Nous voyons que le nombre de J/ψ tend vers 1700, soit une valeur très proche de la génération, tout en restant toujours inférieur à cette valeur. L'irrégularité de cette progression est due à l'inclusion/exclusion de bins dans la région $\pm 2\sigma$.

Le tableau 5.1 résume les résultats précédents concernant le J/ψ .

J/ψ	Sigma [MeV/c^2]	Signal/Bruit	Masse [GeV/c^2]	Nombre de J/ψ
généré	~ 0		3.1	1800
reconstruit	330	0.08	2.9	600
après 26 itérations	200	0.15	3.0	1600
après 100 itérations	180	0.2	3.0	1700

TAB. 5.1 – Résumé des résultats obtenus grâce à la déconvolution sur le J/ψ .

Autres spectres

Nous avons analysé en détail les résultats de la déconvolution sur des spectres en masse invariante. La même procédure peut être appliquée aux autres spectres, comme les spectre en p ou en p_T . Le cas de ces spectres est très différent de ce que nous avons vu précédemment, car il s'agit de spectres lisses, sans pics. Mais bien que la déconvolution soit particulièrement adaptée à l'étude de pics, nous pouvons améliorer tout type de spectre.

La figure 5.15 présente le résultat obtenu sur un spectre en impulsion. Afin de mieux

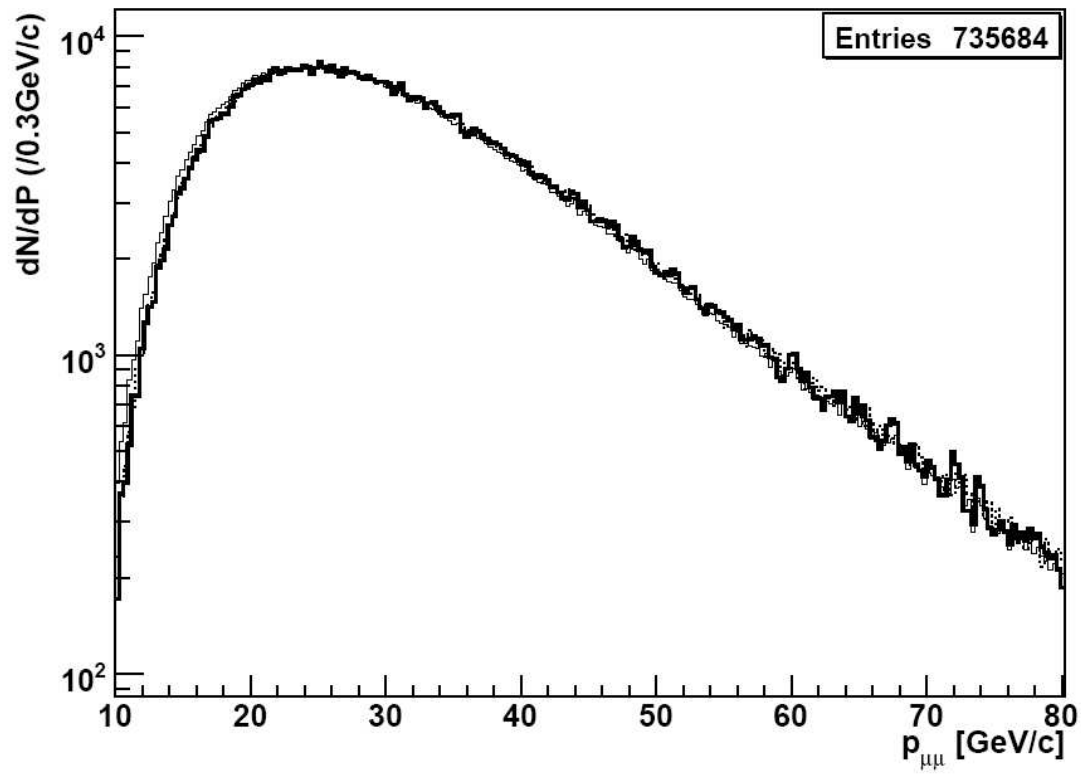


FIG. 5.15 – Déconvolution appliquée à un spectre en impulsion, après une itération. Trois spectres sont superposés : le spectre généré (pointillé), le spectre reconstruit par le spectromètre (trait fin) et le spectre obtenu après la déconvolution (trait épais).

voir l'amélioration du spectre, la figure 5.16 montre la différence entre généré et reconstruit, avant et après la première itération. Nous voyons que la déconvolution permet de corriger les erreurs systématiques causées par la reconstruction. La reconstruction sous-estime la valeur de l'impulsion, ce qui entraîne un surpeuplement dans la région $p < 25$ GeV/c et un dépeuplement de la région $p > 25$ GeV/c. La déconvolution corrige très bien ce phénomène. D'autre part, le manque de statistique à haute impulsion entraîne une fois encore de grandes fluctuations.

Pour de tels spectres, il faut se limiter à une seule itération. Cela suffit à corriger les erreurs de reconstruction, et des itérations supplémentaires ne feraient que détériorer le spectre par l'amplification des fluctuations statistiques. Ce résultat est bien visible lors d'une analyse en χ^2 telle que vue précédemment, dont le résultat est présenté à la figure 5.17. Cette figure montre une très forte amélioration du χ^2 lors de la première itération, puis une détérioration progressive due à l'amplification des fluctuations.

La déconvolution peut être appliquée sur tous les spectres physiques. Par exemple, les trois résonances de la famille des Υ sont bien plus faciles à distinguer après notre méthode. La principale difficulté consiste à calculer la matrice f_{ij} pour chaque nouveau spectre. Cela oblige à simuler un grand nombre d'événements (quelques millions) dans la zone considérée. Il est important que le nombre d'événements utilisés pour créer la matrice f_{ij} soit suffisamment important afin d'éviter des fluctuations statistiques dans cette matrice. De telles fluctuations statistiques auraient de graves conséquences lors de la déconvolution, entraînant une apparition bien plus rapide de fluctuations dans le continuum.

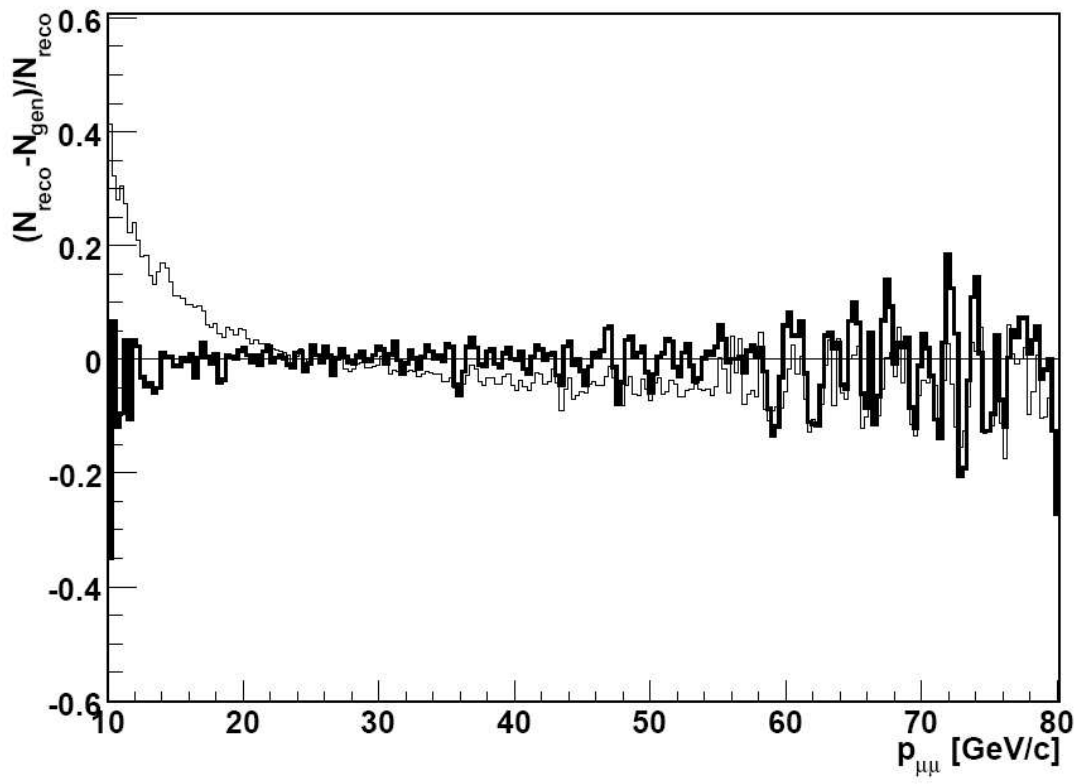


FIG. 5.16 – Effet de la déconvolution sur un spectre en impulsion. Deux spectres sont présentés : avant la déconvolution $((N_{reco} - N_{gen})/N_{reco}, \text{trait fin})$ et après la déconvolution $((N_{deconv} - N_{gen})/N_{deconv}, \text{trait épais})$.

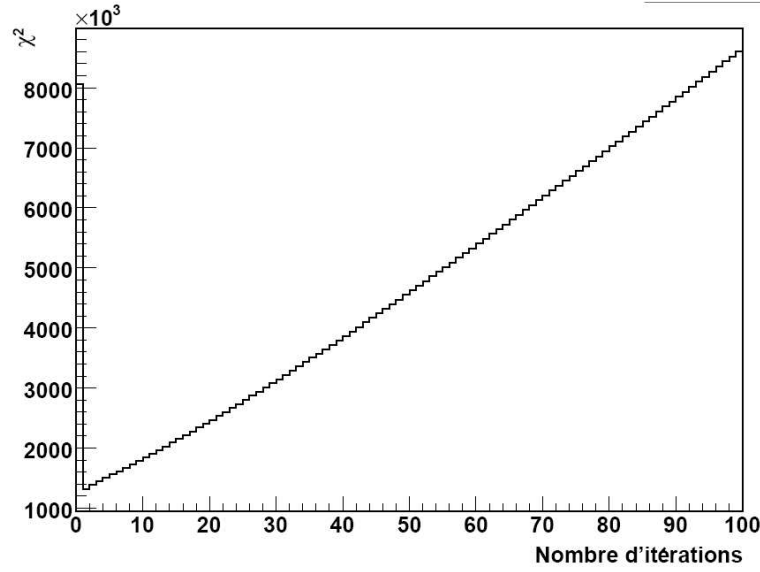


FIG. 5.17 – χ^2 (tel que défini par l'équation 5.11) en fonction du nombre d'itérations pour un spectre en impulsion. Une telle évolution se retrouve pour tous les spectres lisses.

5.2.3 Stabilité de la procédure

La méthode que nous avons décrite souffre d'une faiblesse évidente : la détermination de la matrice f_{ij} est faite à partir de simulations, forcément inexactes. Dans la réalité, nous

ne connaissons pas les objets simulés et nous sommes donc forcés de garder la fonction d'étalement déterminée par simulation. Même si les simulations seront confrontées à la réalité et ajustées en conséquence, nous ne pouvons pas assurer une très grande précision sur f_{ij} . C'est d'ailleurs pour cette raison qu'une simple inversion de l'équation 5.3 donne des résultats complètement faux.

Il est très important de vérifier que notre méthode ne souffre pas d'un tel défaut, et qu'une imprécision sur f_{ij} ne se répercute pas exagérément sur le résultat final. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'analyser des événements générés en 2006. Ainsi, la matrice créée avec une version de 2008 n'est pas la même que celle qui aurait été créée en 2006. En effet, en 2 ans, de nombreux paramètres ont été changés dans AliROOT qui peuvent influencer cette matrice (par exemple les méthodes de tracking ont évolués). Malgré cette matrice "imprécise", nous avons vu que les résultats de la déconvolution sont très bons.

Nous avons néanmoins voulu tester plus précisément l'influence d'erreurs dans f_{ij} , en introduisant artificiellement des erreurs dans la matrice utilisée pour déconvoluer les spectres en masse invariante. Pour cela, nous avons introduit une erreur statistique par un étalement gaussien de 10% sur chaque élément de matrice, et une erreur systématique par un décalage de 14% de l'ensemble des éléments de la matrice. Nous avons ensuite procédé aux itérations successives avec cette nouvelle matrice.

Les résultats d'un tel test sont très concluants : les effets des erreurs dans la matrice sont très faibles. Par exemple, aucun changement n'est visible sur les observables considérées pour le J/ψ (présentées au tableau 5.1). Il est particulièrement intéressant de constater que la valeur de la masse du J/ψ n'est pas influencée par l'introduction d'une erreur systématique. Cela est dû à la méthode de Richardson-Lucy, qui utilise à chaque itération le spectre initial (I^0 dans la formule 5.8), ce qui rend les itérations moins dépendantes de la fonction d'étalement.

Les différences entre les spectres déconvolués avec une matrice exacte et une matrice imprécise étant trop faibles pour être visibles, nous ne présentons ici que les différents χ^2 obtenus avec ces deux matrices (figure 5.18). Nous voyons que des erreurs dans la matrice détériorent la qualité de la déconvolution, avec un χ^2_{min} bien plus élevé que pour une déconvolution avec une matrice exacte. De plus, le spectre se détériore beaucoup plus rapidement lorsque le nombre d'itérations augmente. Cependant, l'amélioration du χ^2 reste conséquente, et donc notre méthode reste efficace même lorsque la fonction d'étalement n'est pas connue avec précision.

Nous pouvons donc conclure à une stabilité très importante de notre procédure, de part sa relative indépendance vis-à-vis de la simulation.

5.3 Déconvolution à plusieurs dimensions

5.3.1 Déconvolution quadridimensionnelle

But

Suite aux bons résultats obtenus avec la déconvolution de spectres unidimensionnels, nous avons voulu appliquer la même procédure sur des spectres multidimensionnels. Le but final est de corriger simultanément tous les paramètres d'un dimuon, afin de prendre en compte les corrélations entre ces paramètres. De plus, la correction simultanée de tous les paramètres entraînerait directement une correction de toutes les combinaisons possibles de ces paramètres (par exemple, une étude de la masse invariante en fonction de l'impulsion serait immédiate).

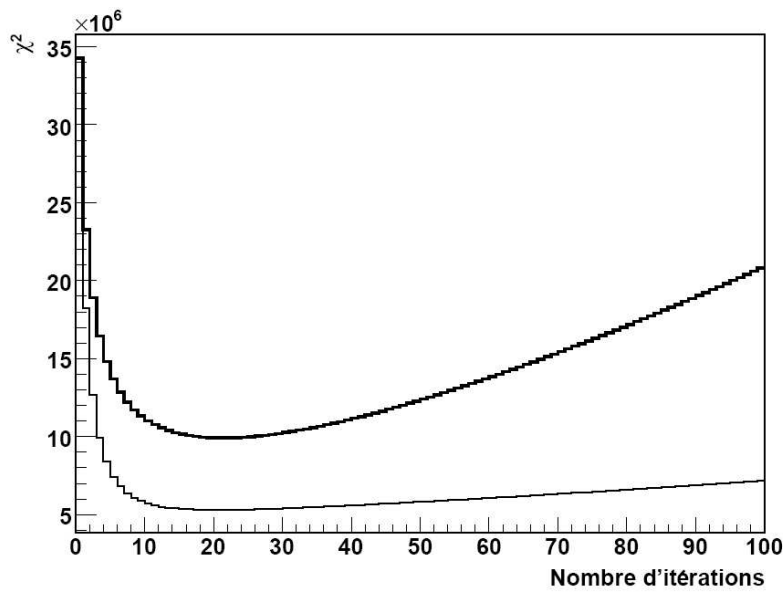


FIG. 5.18 – χ^2 (tel que défini par l'équation 5.11) en fonction du nombre d'itérations, pour un spectre de masse invariante en collisions Pb-Pb. Le trait fin représente le χ^2 obtenu avec une matrice f_{ij} exacte, et le trait épais représente le χ^2 obtenu avec une matrice inexacte.

Commençons donc par déterminer les paramètres indépendants d'un dimuon. Chacun des muons possède trois paramètres libres, par exemple p_x , p_y et p_z (ou p , p_T et ϕ). Un dimuon a donc 6 paramètres. Deux de ces paramètres correspondent à des angles azimutaux : l'angle azimutal du dimuon et l'angle azimutal des muons individuels par rapport à l'impulsion du dimuon. Si nous supposons que les effets de l'orientation du plan de réaction sont négligeables, ces angles sont sans intérêt physique et leurs distributions sont plates. Il reste donc quatre paramètres indépendants, que nous avons choisis de la manière suivante :

- $M_{\mu\mu}$: la masse invariante du dimuon ($M_{\mu\mu} = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - (p_{\mu^+} + p_{\mu^-})^2}$)
- p : l'impulsion du dimuon ($p = |\vec{p}|$, et $\vec{p} = \vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-}$)
- p_T : l'impulsion transverse du dimuon ($p_T = |\vec{p}_T|$, et $\vec{p}_T = \vec{p}_{T\mu^+} + \vec{p}_{T\mu^-}$)
- $\cos\theta_{CS}$: le cosinus de l'angle de Collins-Soper, relié aux variables cinématiques des muons selon la formule :

$$\cos\theta_{CS} = \frac{(E_{\mu^-} + p_{z\mu^-})(E_{\mu^+} - p_{z\mu^+}) - (E_{\mu^-} - p_{z\mu^-})(E_{\mu^+} + p_{z\mu^+})}{|p|\sqrt{p^2 + p_T^2}} \quad (5.12)$$

Si nous pouvions appliquer la déconvolution à ces quatre variables simultanément, toutes les corrélations seraient prises en compte. De plus, tout spectre concernant les dimuons serait aussi corrigé, car pouvant être considéré comme une combinaison de ces quatre variables. Par exemple, la pseudorapidité est une fonction de l'impulsion et de l'impulsion transverse ($\eta = \frac{1}{2}\ln(\frac{p+p_L}{p-p_L})$ et $p_L = \sqrt{p^2 - p_T^2}$).

Principe

Le principe de la déconvolution multidimensionnelle est exactement le même que celui de la déconvolution unidimensionnelle. Notre étude se porte cette fois sur des spectres multidimensionnels, c'est à dire des n-uplets. Dans notre cas, ce sont des spectres à 4 dimensions dont les entrées sont $M_{\mu\mu}$, p , p_T et $\cos\theta_{CS}$. Pour la déconvolution, l'objet

est le spectre dont l'abscisse est formée du quadruplet $(M_{\mu\mu}^{gén}, p_T^{gén}, \cos\theta_{CS}^{gén})$, et l'ordonnée donne le nombre de dimuons dans chaque "case". Similairement, l'image est le spectre quadridimensionnel dont les entrées sont $M_{\mu\mu}^{reco}, p_T^{reco}, \cos\theta_{CS}^{reco}$ et $\cos\theta_{CS}^{reco}$. La fonction d'étalement f_{ij} est alors un tableau à 8 dimensions décrivant la probabilité qu'un dimuon $(M_{\mu\mu}^j, p_T^j, \cos\theta_{CS}^j)$ soit reconstruit avec les valeurs $(M_{\mu\mu}^i, p_T^i, \cos\theta_{CS}^i)$.

Nous touchons là à la principale difficulté de la déconvolution quadridimensionnelle : les objets avec lesquels nous devons travailler, en particulier la matrice de passage, atteignent vite des tailles extrêmement grandes. Par exemple, si nous considérons 100 bins dans chacune des variables, la taille de f_{ij} vaut $100^8 = 10^{16}$, soit plusieurs milliers de téraoctets nécessaires pour en stocker les éléments. Il va de soit qu'un tel objet n'est pas stockable, et encore moins utilisable.

Nous avons donc réduit le nombre de bins dans chaque variable, en ayant en tête la possibilité de découper une zone d'intérêt en plusieurs morceaux déconvolués séparément. Si nous utilisons un tableau à huit dimensions, le nombre maximal d'entrées dans chaque dimension est de 7. ROOT n'alloue pas assez de mémoire à un tableau pour traiter plus d'entrées. De plus, lors de la normalisation de ce tableau, des "effets de bord" apparaissent, rendant les éléments du bord du tableau complètement faux. Donc seuls les éléments centraux sont utilisables, soit 5 maximum. Il est évident qu'un découpage d'un tableau de dimension 8 contenant 100 entrées en des tableaux contenant 5 entrées serait impossible ($20^8 \approx 10^{10}$ sous-tableaux).

Nous pouvons cependant améliorer ce nombre maximal d'entrées en prenant en compte le fait que la plupart des éléments du tableau sont nuls, car seule la région proche de la diagonale est peuplée. Par exemple, si $M_{\mu\mu}^{gén} = 2 \text{ GeV}/c^2$, alors $1.5 < M_{\mu\mu}^{reco} < 2.2 \text{ GeV}/c^2$, et les éléments en dehors de cette zone sont nuls. Pour un tableau à 8 dimensions avec 20 entrées, seul un élément sur 100000 est non nul.

Nous avons commencé par mettre à profit ce fait en utilisant un fichier texte dans lequel seuls les éléments non nuls sont écrits. Grâce à cette méthode, nous avons pu calculer et enregistrer un tableau à 8 dimensions avec 20 entrées. Mais les temps de calculs et de normalisation de ce tableau deviennent vite trop longs lorsque le nombre d'entrées augmente (une année de calcul estimée pour 50 entrées). De plus, le processus itératif est extrêmement long, à cause des multiples lectures du fichier texte à chaque calcul.

5.3.2 Déconvolution tridimensionnelle

Une seconde solution envisagée était l'utilisation d'une classe spéciale de ROOT, qui ne garde en mémoire que les éléments non nuls d'un tableau (THnSparseF). Cette solution a d'abord été testée sur des spectres de muons simples, afin de se limiter à des spectres à trois dimensions et des tableaux de passage à six dimensions. Dans ce cas, les temps de calcul sont raisonnables pour des nombres de bins suffisamment petits (< 50). Lorsque le nombre de bins augmente, les temps de calcul augmentent exponentiellement comme le montre la figure 5.19. Par extrapolation, nous voyons qu'il faudrait 2 ans pour calculer f_{ij} avec 100 entrées, et plus de 25 millions d'années pour des spectres à 200 bins tels que ceux que nous avons déconvolués à une dimension.

Cependant, ce temps de calcul n'est pas rédhibitoire. En effet, il est toujours possible de séparer un spectre en plusieurs parties déconvoluées séparément. Par exemple, il est possible de séparer 120 bins en 3 fois 40 bins, pour chaque dimension. Il y aurait dans ce cas $3^6 = 729$ tableaux f_{ij} . Parmi ces tableaux, seule une centaine sont à calculer : les $3^3 = 27$ tableaux "sur la diagonale" et les tableaux voisins de la diagonale, tous les autres étant vides. Ces calculs pouvant être fait en parallèle, une déconvolution tridimensionnelle

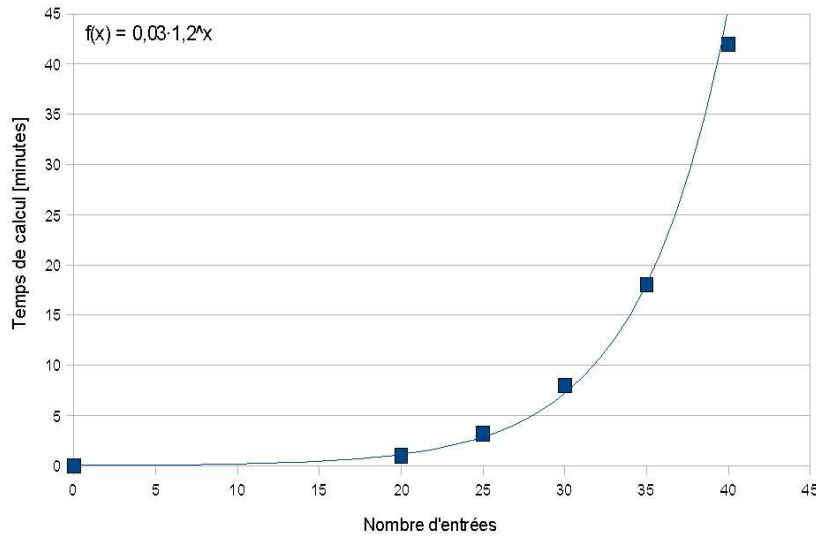


FIG. 5.19 – Temps de calcul de f_{ij} en fonction du nombre de bins lors d'une déconvolution tridimensionnelle. L'interpolation exponentielle reproduit bien les données.

par zone est réalisable.

Le résultat d'une déconvolution tridimensionnelle est montré à la figure 5.20. Cette

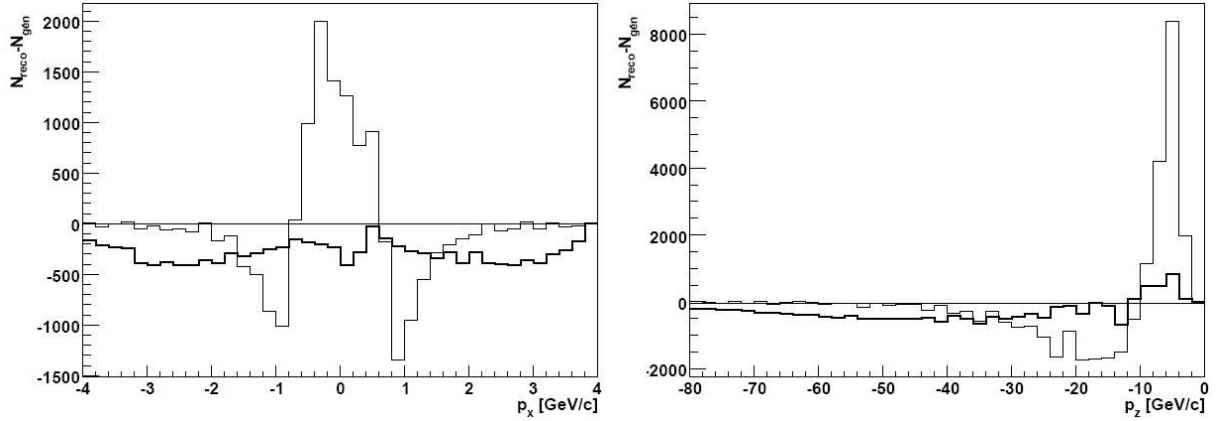


FIG. 5.20 – Résultats de la déconvolution tridimensionnelle sur les spectres en p_x (à gauche) et en p_z (à droite), après 10 itérations. Les spectres représentés sont les différences entre la reconstruction et la génération avant (trait fin) et après (trait épais) la déconvolution.

figure présente la différence entre les spectres en p_x et en p_z reconstruits (avant/après déconvolution) et simulés. La déconvolution a été faite sur toute la zone cinématique, avec un nombre de bins restreint à 40. Les spectres présentés sont les projections sur p_x et p_z des spectres tridimensionnels (p_x, p_y, p_z) , simulés, reconstruits et déconvolués. La projection sur p_y donne des résultats identiques à p_x . Tous les spectres concernant les muons simples peuvent être tracés à partir de ces spectres tridimensionnels (par exemple p ou p_T).

Nous voyons que ces résultats sont plutôt encourageants : les erreurs systématiques réalisées lors de la reconstruction sont bien corrigées grâce à la déconvolution. En effet, pour p_x et p_z proches de 0, le spectre déconvolué est bien meilleur que le spectre reconstruit.

Il y a cependant un grave problème : la norme n'est pas conservée. Le nombre d'événements déconvolués est plus faible que le nombre d'événements générés et reconstruits : $N_{deconv} - N_{gén} < 0$ en moyenne, particulièrement visible sur p_x . Cette perte d'événements est de l'ordre de 9% et n'est pas présente dans le spectre reconstruit. Comme nous l'avons vu plus haut, la méthode de Richardson-Lucy conserve la norme. Donc ce problème a une autre origine que la déconvolution.

Nous avons fait de nombreux tests pour situer le problème. La normalisation de la matrice f_{ij} étant le premier suspect, nous avons vérifié qu'il n'y avait pas d'erreur à ce niveau. Par exemple, nous avons constaté que la somme des éléments d'une "colonne" (tri-dimensionnelle) donne 1, et la somme des éléments d'une "ligne" donne aussi en moyenne 1. Nous avons de même pu exclure d'autres hypothèses comme la perte d'événements par exclusion de la zone de travail.

L'origine la plus probable de ce problème se situe au niveau de la normalisation. Nous avons en effet constaté que la normalisation en trois dimensions ne respecte pas la forme générale des projections sur chacune des dimensions. La matrice $p_x^{gén} - p_x^{rec}$ après normalisation est totalement différente de la matrice $p_x^{gén} - p_x^{rec}$ avant normalisation (la matrice $p_x^{gén} - p_x^{rec}$ étant ici vue comme la projection de la matrice f_{ij} 6-dimensionnelle). Cette particularité est illustrée à la figure 5.21. Nous voyons sur cette figure qu'avant la

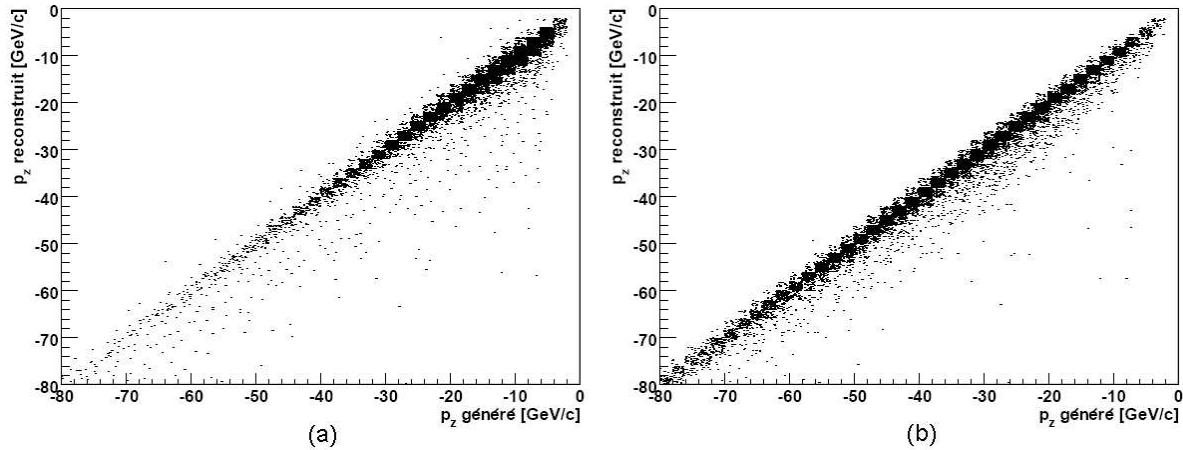


FIG. 5.21 – Forme générale de la projection sur p_z de f_{ij} avant la normalisation (a) et après la normalisation (b).

normalisation, la majorité des événements se situe à petit p_z . La normalisation décale la matrice vers des plus grands p_z . Lors de la déconvolution, nous perdons donc des événements à grand p_z .

Nous n'avons malheureusement pas trouvé de moyen de normaliser f_{ij} de telle sorte que la forme des projections soit conservée. En effet, pour que f_{ij} représente réellement la matrice d'étalement, la seule normalisation possible est de faire en sorte que la somme sur une colonne vaille 1, et donc de diviser les éléments d'une colonne par la somme de cette colonne. Avec nos matrices de passage, il n'est donc pas possible d'assurer une conservation du nombre d'événements.

Une idée pour résoudre ce problème pourrait être de générer des muons selon une distribution plate en p_x , p_y et p_z . C'est à dire de générer le même nombre de muons pour chaque valeur $(p_x^{gén}, p_y^{gén}, p_z^{gén})$. La raison pour laquelle notre matrice n'a pas été générée de cette façon est la nécessité d'avoir une statistique très importante. Nous avons donc choisi de générer nos fonctions d'étalement avec les événements que nous avons générés

pour l'étude des dimuons. Ces événements ont des distributions physiques pour les p_x , p_y et p_z des muons, qui ne sont pas du tout plates.

Il serait donc certainement possible de faire une déconvolution tridimensionnelle efficace, sous la condition que la matrice de passage soit générée avec des distributions plates dans les variables choisies pour la déconvolution. Le passage à quatre dimensions avec la même technique se heurte à des problèmes de taille de matrices. Une approximation très basique nous donne un nombre de bins par dimension de $\sqrt[4]{40^3} \approx 16$. Il faudrait donc séparer en 10 chaque dimension pour avoir un spectre acceptable. Dans ce cas, il y aurait 10^8 tableaux f_{ij} . De plus, il faudrait générer une quantité immense d'événements (de l'ordre d'un milliard) afin d'avoir assez de statistique pour peupler suffisamment ces tableaux.

5.3.3 Conclusion

Les méthodes de déconvolution présentent un intérêt certain pour la correction des effets d'appareillage, et donc l'amélioration des spectres expérimentaux. En particulier, nous avons vu que les spectres en masses invariantes se trouvent grandement améliorés. Il sera très intéressant d'appliquer ces méthodes sur des spectres réels, et de regarder par exemple l'évolution du nombre de J/ψ reconstruits à chaque itération. Ce nombre devrait tendre vers le nombre de J/ψ ayant traversé le spectromètre.

Nous avons vu qu'il est possible d'appliquer la déconvolution à une ou plusieurs dimensions. Une déconvolution unidimensionnelle apporte une amélioration significative des spectres, mais ne permet pas une correction globale de tous les paramètres du dimuon. Une telle correction globale nécessite une déconvolution quadridimensionnelle, que les moyens informatiques actuels ne permettent pas de traiter. La solution intermédiaire de déconvolution bi- ou tridimensionnelle pourrait apporter un plus sur la déconvolution unidimensionnelle. Pour la mettre en œuvre, il faudrait recalculer les matrices de passage en utilisant des distributions plates dans les simulations des variables concernées.

Conclusion

Le travail développé dans ce document aborde différents aspects du QGP et de son étude expérimentale avec ALICE. Je me suis intéressé à la fois à des aspects théoriques et à des aspects expérimentaux.

Concernant l'approche théorique, nous avons introduit dans le chapitre 1 le plasma de quarks et de gluons, ainsi que quelques signatures de cet état. Par ailleurs, à la section 4.1, nous avons posé les bases de la symétrie chirale, ainsi que de son étude à travers la fonction spectrale du ρ .

L'approche expérimentale est quant à elle articulée autour de trois points : le V0, les mésons de basses masses et la déconvolution. Le chapitre 2 présente le détecteur V0 après une brève description du LHC et d'ALICE. On y montre aussi les premières données récoltées en été 2008. Les mesures de luminosité et de multiplicité réalisables avec le V0 sont développées au chapitre 3.

Concernant les mésons de basses masses, on montre à la section 4.2 que leur étude dans le spectromètre à muons sera possible non seulement pour les collisions proton-proton, mais aussi pour les collisions plomb-plomb. Nous avons cependant souligné que cette étude sera difficile pour les collisions plomb-plomb centrales, et que le travail d'extraction du signal sera très important.

Le dernier chapitre présente la déconvolution de Richardson-Lucy comme technique d'amélioration des spectres issus du spectromètre à muons. Nous y avons montré l'intérêt d'un tel traitement des données, en particulier concernant l'amélioration de la résolution ou le décompte du nombre de J/ψ .

Pour conclure, j'ai le sentiment d'avoir pu aborder une grande variété d'aspects du plasma de quarks et de gluons et de son étude grâce à ALICE. Le seul regret que je peux formuler est le manque de données expérimentales dû aux problèmes rencontrés par le LHC en 2008.

Annexe A

Centralité d'une collision

La centralité de la collision est une notion capitale dans l'étude de collisions d'ions lourds. De cette centralité dépend la température maximale du système, et donc l'occurrence et le temps de vie du QGP : plus une collision est centrale, plus la température est élevée et plus le QGP a une durée de vie longue. La plupart des observables sont étudiées en fonction de la centralité, beaucoup plus facile à déterminer expérimentalement que la température ou la densité d'énergie.

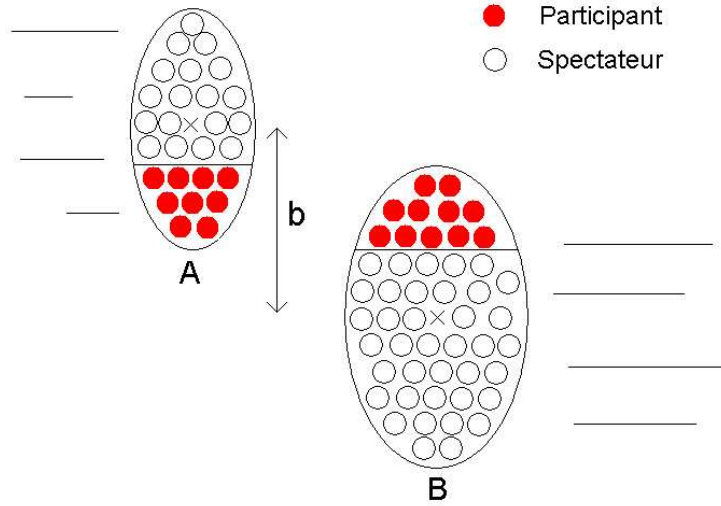


FIG. A.1 – Schéma d'une collision noyau-noyau A-B et illustration du paramètre d'impact b et des nucléons participants.

La centralité d'une collision A-A est déterminée par le paramètre d'impact (b) entre les noyaux. Une collision est centrale lorsque le paramètre d'impact est petit, et périphérique lorsque le paramètre d'impact est grand. La centralité peut être déterminée relativement facilement en mesurant la charge totale déposée dans un (sous-)détecteur. Cette charge est d'autant plus importante que la collision est centrale, comme le montre la figure A.2 (gauche) pour le V0. Les collisions peuvent donc être classées par classes de centralité. Par exemple, pour une collision Pb-Pb, les 10% des collisions les plus centrales sont les collisions dont le paramètre d'impact est compris entre 0 et 5 fm, et les collisions les plus périphériques ont un paramètre d'impact proche de 15 fm (2 fois le rayon du noyau).

De manière équivalente, une observable peut être étudiée en fonction du nombre de nucléons participants (N_{part}) ou du nombre de collisions nucléon-nucléon (N_{coll}). Un nucléon participant est un nucléon subissant au moins une collision inélastique. Le passage

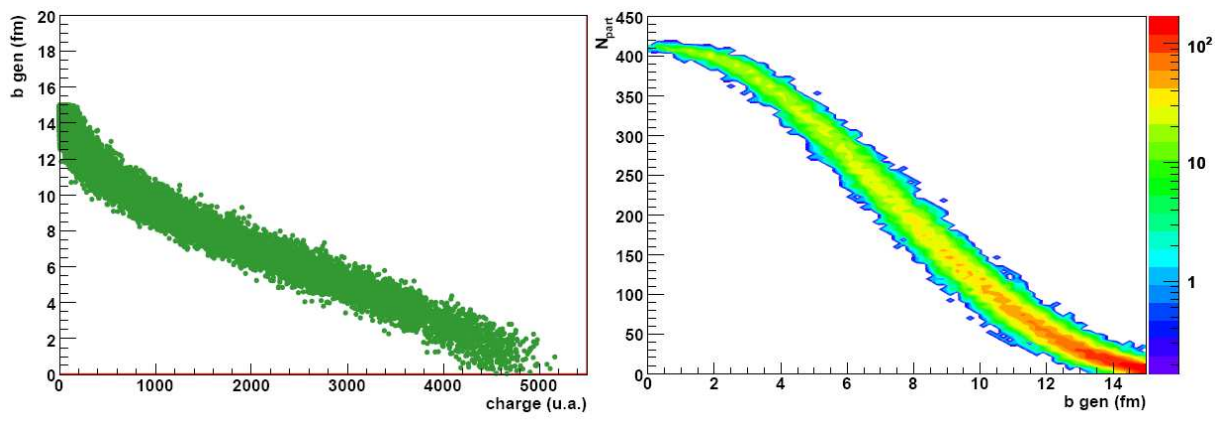


FIG. A.2 – Paramètre d'impact b en fonction de la charge déposée dans le V0 (à gauche) et N_{part} en fonction de b (à droite). Figure extraite de la référence [87].

de b à N_{part} ou N_{coll} est purement géométrique et se fait avec le modèle de Glauber [88], dans lequel sont pris en compte les distributions de densité nucléaire des noyaux. Les figures A.1 et A.2 (droite) illustrent la relation entre b et N_{part} . Aux énergies du SPS et du RHIC, le nombre de collisions nucléon-nucléon est proportionnel à $N_{part}^{4/3}$. A plus haute énergie, des effets de saturation peuvent modifier cette loi [89].

Le passage de N_{part} à la température T ou à la densité d'énergie ϵ est plus délicat, car il dépend des modèles théoriques.

Bibliographie

- [1] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], “Review of particle physics,” J. Phys. G **33** (2006) 1.
- [2] S. Bethke, “Determination of the QCD coupling $\alpha(s)$,” J. Phys. G **26** (2000) R27 [arXiv :hep-ex/0004021].
- [3] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn and V. F. Weisskopf, “A New Extended Model Of Hadrons,” Phys. Rev. D **9** (1974) 3471.
- [4] Thèse de P. Pillot, “Les résonances de quarks lourds comme sonde du plasma de quarks et de gluons : optimisation du spectromètre à muons de l’expérience ALICE et étude de la production du J/ψ dans l’expérience NA60,” IPN de Lyon (2005).
- [5] F. Weber, “Strange quark matter and compact stars,” Prog. Part. Nucl. Phys. **54** (2005) 193 [arXiv :astro-ph/0407155].
- [6] M. G. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, “QCD at finite baryon density : Nucleon droplets and color superconductivity,” Phys. Lett. B **422** (1998) 247 [arXiv :hep-ph/9711395].
- [7] J. D. Bjorken, “Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region,” Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [8] E. Iancu, A. Leonidov and L. D. McLerran, “Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. I,” Nucl. Phys. A **692** (2001) 583 [arXiv :hep-ph/0011241].
- [9] NA38 Collaboration, Proposal, “Study of high energy nucleus-nucleus interactions with the enlarged NA10 dimuon spectrometer,” CERN SPSC 85 20.
- [10] NA50 Collaboration, Proposal, “Study of muon pairs and vector mesons produced in high energy Pb-Pb interactions,” CERN SPSLC 91 55.
- [11] NA57 Collaboration, Proposal, “Study of strange and multistrange particles in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions,” CERN SPSLC 96 40.
- [12] NA60 Collaboration, Proposal, “Study of prompt dimuon and charm production with proton and heavy ion beams at the CERN SPS,” CERN SPSC 2000 010.
- [13] J. Rafelski and B. Müller, “Strangeness Production In The Quark - Gluon Plasma,” Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [14] G. E. Bruno [NA57 Collaboration], “NA57 main results,” J. Phys. G **35** (2008) 044005 [arXiv :0710.2849 [nucl-ex]].
- [15] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], “Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to p+p at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” Phys. Rev. C **77** (2008) 044908 [arXiv :0705.2511 [nucl-ex]].
- [16] Thèse de L. Villatte, “Etude de la production des mesons Φ , ρ et ω dans les collisions d’ions lourds ultra-relativistes au SPS du CERN (dans l’expérience NA50),” EXT-2001-036.

- [17] Thèse de J. Astruc, “Production de mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions d-C, d-U, S-U à 200 GeV/nucléon et Pb-Pb à 158 GeV/nucléon,” IPNO-T-97-07.
- [18] T. Matsui and H. Satz, “J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,” Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
- [19] H. Salt, présentation de février 2008 à l’école QGP de Jaipur.
- [20] Site internet du groupe NA50, <http://na50.web.cern.ch/NA50/>.
- [21] R. Arnaldi *et al.* [NA60 Collaboration], “J/psi production in indium-indium collisions at 158-GeV/nucleon,” Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 132302.
- [22] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], “J/psi production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV,” Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 232301 [arXiv:nucl-ex/0611020].
- [23] Z. Conesa del Valle, présentation de septembre 2008 aux rencontres QGP France d’Etretat, “Revue des résultats quarkonia au RHIC”.
- [24] M. J. Tannenbaum, “Recent results in relativistic heavy ion collisions : From ‘a new state of matter’ to ‘the perfect fluid’,” Rept. Prog. Phys. **69** (2006) 2005 [arXiv:nucl-ex/0603003].
- [25] Thèse de M. Sharma, “A study of fluctuations in ultra-relativistic heavy ion collisions,” université de Panjab (2007).
- [26] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], “Elliptic flow of identified hadrons in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV,” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 182301 [arXiv:nucl-ex/0305013].
- [27] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], “Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au + Au and Cu + Cu collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV,” Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 162301 [arXiv:nucl-ex/0608033].
- [28] E. V. Shuryak, “What RHIC experiments and theory tell us about properties of quark-gluon plasma?,” Nucl. Phys. A **750** (2005) 64 [arXiv:hep-ph/0405066].
- [29] J. y. Jia, “Mapping out the jet correlation landscape : A perspective from PHENIX experiment,” Int. J. Mod. Phys. E **16** (2008) 3058 [arXiv:nucl-ex/0702048].
- [30] S. Turbide, C. Gale, E. Frodermann and U. Heinz, “Electromagnetic radiation from nuclear collisions at RHIC energies,” Phys. Rev. C **77** (2008) 024909 [arXiv:0712.0732 [hep-ph]].
- [31] Site internet de PHENIX :
<http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/intro/physics/index.html>
 et publications associées : http://www.phenix.bnl.gov/WWW/talk/pub_papers.php
- [32] [LHC Study Group], “The Large Hadron Collider : Conceptual Design,” CERN-AC-95-05-LHC.
- [33] Article de wikipedia sur le LHC : http://fr.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider.
- [34] Guide du LHC, “CERN faq : LHC, the guide,”
<http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/others/multimedia/brochure/brochure-2006-003-eng.pdf>
- [35] W. W. Armstrong *et al.* [ATLAS Collaboration], “ATLAS : Technical proposal for a general-purpose p p experiment at the Large Hadron Collider at CERN,” CERN-LHCC-94-43.
- [36] N. Antoniou *et al.* [ALICE Collaboration], “Letter of Intent for A Large Ion Collider Experiment,” CERN-LHCC-I-4.

- [37] “CMS, the Compact Muon Solenoid : Technical proposal,” CERN-LHCC-P-1.
- [38] “LHCb : Technical proposal,” CERN-LHCC-98-004.
- [39] [TOTEM Collaboration], “Totem : Total Cross Section, Elastic Scattering And Diffraction Dissociation At The Lhc : Technical Proposal,” LHCC-P-5.
- [40] D. A. Faus *et al.*, “Measurement of photons and neutral pions in the very forward region of the LHC. Letter of intent,” CERN-LHCC-I-012.
- [41] “Suivi de l’incident survenu le 19 septembre 2008 au LHC,” (12/08), faisant suite au rapport EDMS 973073.
- [42] P. Lebrun, présentation de février 2009 au *LHC performance workshop* de Chamonix, “The Sector 3-4 Incident.”
- [43] e-mail de J. Schukraft à la collaboration ALICE.
- [44] D. d’Enterria, présentation de septembre 2007 aux rencontres QGP France d’Etretat, “High density QCD with heavyions, CMS capabilities at the LHC”.
- [45] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], “The Alice Experiment At The Cern Lhc,” JINST **0803** (2008) S08002 [JINST **3** (2008) S08002].
- [46] “The forward muon spectrometer of ALICE : addendum to the technical proposal for a Large Ion Collider experiment at the CERN LHC,” CERN/LHCC 96-32 (1996).
- [47] P. Crochet [ALICE Collaboration], “The ALICE forward muon spectrometer,” *Pramana* **60** (2002) 1051.
- [48] Thèse de Z. Conesa del Valle, “Performance de Physique du spectromètre à muons de l’expérience ALICE auprès du futur collisionneur d’ions lourds LHC,” université de Nantes (2007).
- [49] R. Tieulent *et al.*, “Results from the test bench of the Geometry Monitoring System of the ALICE Muon Spectrometer,” ALICE-INT-2007-010 (2007).
- [50] B. Alessandro *et al.* [ALICE Collaboration], “ALICE : Physics performance report, volume II,” J. Phys. G **32** (2006) 1295.
- [51] J. Castillo, présentation de septembre 2008 aux rencontres QGP France d’Etretat, “Quarkonia at LHC”.
- [52] Z. Conesa del Valle, présentation de septembre 2007 aux rencontres QGP France d’Etretat, “Les muons de haut pt comme sonde du QGP aux énergies LHC”.
- [53] G. Martinez [ALICE Collaboration], “Physics of the muon spectrometer of the ALICE experiment,” J. Phys. Conf. Ser. **50** (2006) 361 [arXiv :hep-ex/0505021].
- [54] ALICE technical design report, Forward detectors.
- [55] Conversation privée avec J.-Y. Ollitrault.
- [56] Y. Schutz, “The ALICE computing model,” présentation de mai 2008 à Wuhan.
- [57] Logbook de ALICE, alice-logbook.cern.ch, figure créée par C. Cheshkov.
- [58] Hamamatsu Photonics K.K., “Photomultipliers tubes, basics and applications v3,” (2007).
- [59] Thèse de B. Rapp, “Production de dimuons en réactions p-p et Pb-Pb avec ALICE : le détecteur V0 et les résonances de basse masse.” IPN de Lyon (2004).
- [60] J. F. Grosse-Oertringhaus, “Measuring the multiplicity distribution with ALICE in pp,” Présentation à ALICE Physics week Münster (2007).
- [61] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], “Review of particle physics,” Phys. Lett. C **667** (2008) 1.

- [62] G. Latino [TOTEM Collaboration], "The TOTEM Experiment at LHC," arXiv :0805.3968 [hep-ex].
- [63] S. Weinberg, "Precise relation between the spectra of vector and axial vector mesons," Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 507.
- [64] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, "Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. II," Phys. Rev. **124** (1961) 246.
- [65] F. Karsch, "Lattice QCD at high temperature and density," Lect. Notes Phys. **583** (2002) 209 [arXiv :hep-lat/0106019].
- [66] G. E. Brown and M. Rho, "Scaling effective Lagrangians in a dense medium," Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720.
- [67] R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach, "Rho meson propagation and dilepton enhancement in hot hadronic matter," Nucl. Phys. A **617** (1997) 472 [arXiv :hep-ph/9702210].
- [68] M. Floris *et al.* [NA60 Collaboration], "Low mass dimuon production in indium indium collisions at the CERN SPS," arXiv :nucl-ex/0606023.
- [69] G. Chanfray, Cours à l'école QGP 2007 à Turin, "Medium modifications of hadrons".
- [70] H. van Hees and R. Rapp, "Dilepton Radiation at the CERN Super Proton Synchrotron," Nucl. Phys. A **806** (2008) 339 [arXiv :0711.3444 [hep-ph]].
- [71] R. Rapp, "Dileptons and medium effects in heavy-ion collisions," Nucl. Phys. A **782** (2007) 275 [arXiv :nucl-th/0608022].
- [72] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], "Production of Phi mesons at mid-rapidity in $s^{*}(1/2)(NN) = 200$ -GeV Au + Au collisions at RHIC," Phys. Rev. C **72** (2005) 014903 [arXiv :nucl-ex/0410012].
- [73] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], "Transverse momentum distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV," Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1819.
- [74] M. Bourquin and J. M. Gaillard, "A Simple Phenomenological Description Of Hadron Production," Nucl. Phys. B **114** (1976) 334.
- [75] D. Takaki, "Data projections for the J/Ψ analysis" Présentation au PWG3-MUON meeting, 16 avril 2009.
- [76] G. Usai, Cours à l'école QGP 2007 à Turin, "Dilepton production in heavy ion collisions".
- [77] R. Shahoyan *et al.* [NA60 Collaboration], "Study of dimuon production in indium indium collisions with the NA60 experiment," arXiv :hep-ex/0505049.
- [78] V. Emel'yanov, A. Khodinov, S. R. Klein and R. Vogt, "The effect of shadowing on initial conditions, transverse energy and hard probes in ultrarelativistic heavy ion collisions," Phys. Rev. C **61** (2000) 044904 [arXiv :hep-ph/9909427].
- [79] 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** (1999) 61 [arXiv :hep-ph/9807297].
- [80] G. Pons Bernad, L. Blanc-Féraud, et J. Zerubia, Rapport de recherche de l'INRIA (2005).
- [81] Site internet de la compagnie "Pleiades Astrophoto" sur le logiciel PixInsight (pixin-sight.com).

- [82] Thèse de A. Jalobeanu, “Modèles, estimation bayésienne et algorithmes pour la déconvolution d’images satellitaires et aériennes,” Université de Nice-Sophia Antipolis (2001).
- [83] W. H. Richardson, “Bayesian-based iterative method of image restoration,” J. Opt. Soc. Am. **62** (1972) 55.
- [84] L. B. Lucy, “An iterative technique for the rectification of observed distributions,” Astronomical Journal **79** (1974) 745.
- [85] HDR de O. Drapier, “Etude des distributions en impulsion transverse des dimuons produits dans les collisions noyau-noyau auprès du SPS du CERN,” IPN de Lyon (1998).
M. C. Abreu *et al.* [NA38 Collaboration], “A 4-dimensional deconvolution method to correct NA38 experimental data,” Nucl. Instrum. Meth. A **405** (1998) 139.
- [86] Thèse de M. K. Boudjemline, “Etude des chambres de trajectographie CPC du spectrometre dimuon d’ALICE,” Laboratoire SUBATECH de Nantes (2004).
- [87] L. Massacrier, rapport de stage de M2 (2008), “Détermination de la centralité en collisions Pb-Pb dans l’expérience ALICE au CERN-LHC à l’aide du détecteur V0.”
- [88] R. J. Glauber, “Cross-sections in deuterium at high energies,” Phys. Rev. **100** (1955) 242.
- [89] D. Kharzeev, “Saturation/CGC,” présentation à l’école QGP 2007 à Turin.