



HAL
open science

Optimisation du detecteur du systeme de declenchement du spectrometre dimuons et etude des resonances de haute masse dans l'experience ALICE au CERN-LHC

Laurent Lamoine

► **To cite this version:**

Laurent Lamoine. Optimisation du detecteur du systeme de declenchement du spectrometre dimuons et etude des resonances de haute masse dans l'experience ALICE au CERN-LHC. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2001. Français. NNT: . tel-00001039

HAL Id: tel-00001039

<https://theses.hal.science/tel-00001039>

Submitted on 18 Jan 2002

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.

“Dans la vie, rien n’est à craindre, tout est à comprendre.”

Marie Curie

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier tous les membres de l'équipe ALICE de Clermont-Ferrand pour ces trois belles années passées dans la bonne humeur et pour le très bon cadeau. Je remercie également l'ensemble du Laboratoire de Physique Corpusculaire pour m'avoir accueilli chaleureusement.

Je tiens également à remercier M. A. BALDIT, professeur à l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand et chef de l'équipe ALICE au LPC, pour m'avoir dirigé durant la préparation de mon doctorat. Je le remercie également pour sa gentillesse et pour son aide à la rédaction de ce document. Qu'il reçoive ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je remercie M. B. MICHEL, directeur de recherche au CNRS et directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Je tiens également à le remercier pour le soutien qu'il a apporté à ma thèse.

Je remercie M. J.Y. GROSSIORD, directeur de recherche à l'IPN de Lyon, de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail en qualité de rapporteur.

Je remercie également M. G. DELLACASA, professeur à Turin, d'avoir accepté de participer au jury de thèse en qualité de rapporteur et le remercie également d'avoir bravé des conditions météorologiques difficiles afin de pouvoir assister à la soutenance.

J'adresse également mes remerciements à M. F. STALEY, physicien au CEA Saclay, pour avoir examiné en profondeur ce travail et pour m'avoir donné de précieux conseils pour la rédaction de ce document et la présentation de ce travail.

Je remercie M. B. ESPAGNON, maître de conférences à l'Université Blaise Pascal, d'avoir examiné ce travail. Je le remercie également de m'avoir encadré et aidé par ses questions pertinentes à effectuer ce travail.

J'exprime toute ma reconnaissance, ma gratitude et mon amitié à M. P. CROCHET et M. P. DUPIEUX, chargés de recherche au CNRS, sans lesquels ce travail n'aurait pas pu être accompli. Qu'ils reçoivent ici mes très sincères remerciements.

Ces remerciements s'adressent également aux services administratifs et techniques du Laboratoire de Physique Corpusculaire. Je pense en particulier à l'ensemble des équipes électronique et micro-électronique et surtout à M. L. ROYER sans qui ADULT n'aurait pas aussi bien et aussi vite fonctionné et à ce sacré indien M. G. BLANCHARD.

Merci également à M. J. ARNOLD et Marie-Laure NENOT pour leur bonne humeur et à Mme J. PELLET pour avoir enduré mes discours et blagues parfois douteuses.

Je tiens également à remercier l'ensemble des doctorants du laboratoire et en particulier, Olivier ROIG mon illustre prédécesseur, Benoît FORESTIER et Xavier LOPEZ pour la très bonne ambiance dans le bureau et pour nos guerres de tranchée.

Merci aussi à mes pairs Pinceau, Dido, Jean-Mi et Ouioui (alias Agassi) pour m'avoir supporté toutes ces années et m'avoir permis de me défouler.

Je remercie également tous mes amis d'enfance ou d'adolescence pour les bons moments passés ensemble et qui m'ont soutenu, écouté et aidé. Je pense en particulier à Thibault et à Doune pour leur amitié profonde et enrichissante, à Fred pour sa sincérité et son amitié sans faille, à Dech. mon Titi, à Têt. pour toutes ces déborlochées, à Jean-Jean et à l'amitié que l'on se porte (tous), à Julien loin des yeux mais pas loin du coeur, et enfin à Nico auquel j'adresse un Ouais enjoué.

Je souhaite également remercier chaleureusement ma future belle-famille et plus particulièrement mes "pas encore beaux-parents" pour tous les moments privilégiés partagés avec eux ainsi que Bertrand pour toutes nos soirées qui tombaient pile-poêle et que Marie pour sa vérité.

Je veux également exprimer toute ma reconnaissance et mon amour à toute ma famille et surtout à ma maman à qui je dois tout. Je voudrais également dire ici que je n'oublierai jamais toutes ces merveilleuses années passées à Marlinat. A vous tous je dis un grand merci.

Enfin toi Nanour, je te remercie pour tout ce que tu m'as apporté, apporte et apportera, et je veux tout simplement te dire que je t'aime.

Table des matières

Introduction	9
1 Un nouvel état de la matière	11
1.1 Introduction	11
1.2 Le QGP	11
1.3 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes et le QGP	13
1.4 Les signatures du QGP	16
1.4.1 Les signaux spécifiques	17
1.4.2 Les signaux "indirects"	21
1.5 Les résonances de haute masse	22
1.5.1 Production	22
1.5.2 Effet d'écran de couleur	22
1.5.3 La suppression des résonances de haute masse au SPS	23
1.6 Pourquoi RHIC et le LHC	26
1.6.1 Conditions initiales plus favorables	27
1.6.2 Conditions différentes	27
1.7 L'étude des résonances au LHC	28
1.7.1 Les scénari de suppression	29
1.7.2 Les scénari d'augmentation	30
1.7.3 Le problème de la référence	30
2 L'expérience ALICE au LHC	33
2.1 La partie centrale	34
2.1.1 L'aimant	34
2.1.2 Le système interne de suivi de traces (ITS)	34
2.1.3 La chambre à projection temporelle (TPC)	36
2.1.4 L'identification par temps de vol (TOF)	38
2.1.5 L'identification des particules de grande impulsion (HMPID)	40
2.1.6 Le détecteur de rayonnement de transition (TRD)	41

2.1.7	Le spectromètre à photons (PHOS)	43
2.2	Les détecteurs placés à l'avant	44
2.2.1	Les calorimètres à zéro degré (ZDC)	44
2.2.2	Le détecteur de multiplicité de photons (PMD)	46
2.2.3	Le FMD	47
2.2.4	Le détecteur T0	48
2.2.5	Le détecteur CASTOR ("Centauro And STrange Object Research")	49
3	Le spectromètre dimuons	51
3.1	Introduction	51
3.2	Les absorbeurs	53
3.2.1	L'absorbeur frontal	53
3.2.2	Le blindage du tube de faisceau	53
3.2.3	Le filtre à muons	54
3.2.4	Simulation des absorbeurs	55
3.3	Le détecteur V0	55
3.4	La trajectographie	57
3.4.1	Le dipôle	57
3.4.2	Les chambres à cathode segmentées	58
3.5	Le système de "trigger"	59
3.5.1	Principe et rôle du "trigger"	59
3.5.2	Description et performances du "trigger"	61
3.5.3	L'électronique de "trigger"	64
3.5.3.1	Le processeur central de "trigger"	64
3.5.3.2	Les niveaux local, régional et global	65
3.6	Performances du spectromètre dimuons	68
3.6.1	Taux de bruit de fond	68
3.6.2	Efficacité de reconstruction et résolution en masse	68
4	Les chambres de "trigger"	71
4.1	Les chambres RPC - Description générale	71
4.1.1	Grandeurs caractéristiques	72
4.1.2	Modes de fonctionnement	75
4.1.3	Quelques résultats en mode avalanche et en mode "streamer"	77
4.1.4	Exigences de ALICE	80
4.1.5	Choix effectués pour le détecteur	81
4.1.6	Tests des RPC en 1999	81

4.1.6.1	Dispositif expérimental	81
4.1.6.2	Résultats	82
4.2	L'électronique de lecture et le streamer	85
4.2.1	Description générale	85
4.2.2	Résolution en temps - Résultats des tests de 1999	86
4.2.3	Le développement du "streamer" dans les RPC	88
4.3	Le système ADULT (A DUaL Threshold)	91
4.3.1	Elaboration de la méthode	91
4.3.1.1	Objectifs des tests	91
4.3.1.2	Dispositif expérimental en rayons cosmiques	92
4.3.1.3	Choix des paramètres	93
4.3.1.4	Résultats des tests en rayons cosmiques	94
4.3.2	Conclusions de ces tests en rayons cosmiques	96
4.3.3	Tests en 2000 avec un faisceau du PS	97
4.3.3.1	Objectifs des tests en 2000	97
4.3.3.2	Dispositif expérimental	98
4.3.3.3	Résultats des tests en 2000	99
4.4	Conclusions	104
5	Etude des résonances de haute masse	107
5.1	Production de muons dans ALICE	107
5.2	Environnement de simulation	108
5.2.1	Le charmonium	109
5.2.2	Les résonances de la famille du Upsilon	110
5.2.3	Les pions et les kaons	110
5.2.4	Le charme ouvert et la beauté ouverte	112
5.2.4.1	Génération	112
5.2.4.2	Fragmentation et désintégration	118
5.2.5	Temps de calculs	119
5.3	Prise en compte des effets d'appareillage	120
5.4	Résultats des simulations	122
5.4.1	Spectres de masse invariante	124
5.4.2	Effets du "trigger"	127
5.4.3	Rapports S/B et signification	134
5.4.4	Soustraction du bruit de fond combinatoire	137
5.4.4.1	Méthode des "like-sign"	137
5.4.4.2	Méthode de "l'event-mixing"	141

5.4.5	Estimation de la section efficace de production de beauté	144
5.4.6	Perte d'énergie des quarks lourds	145
5.4.6.1	Motivations	145
5.4.6.2	Description du modèle	146
5.4.6.3	Résultats	148
5.5	Conclusions	152
	Conclusion	153
	Annexes	154
	A Variables des fichiers de simulation	155
	B Traitement des données	157
	C Méthode de soustraction de bruit de fond	159

Introduction

“Les données combinées provenant des sept expériences du programme des ions lourds du CERN ont donné une image claire d’un nouvel état de la matière. Ce résultat vérifie une importante prédiction de la théorie actuelle des forces fondamentales entre les quarks. Elle marque aussi un progrès important de notre compréhension de l’évolution de l’Univers à ses premiers instants.”

Cette phrase est extraite d’une communication officielle du CERN (“European Organization for Nuclear Research”) faite en février 2000. Le nouvel état de la matière mentionné pourrait être le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP) qui a existé quelques micro-secondes après le “Big-Bang”. Ce QGP est prédit par la Chromo-dynamique Quantique (QCD) à haute température et à forte densité d’énergie. Les collisions d’ions lourds ultra-relativistes permettent de recréer, en laboratoire, les conditions favorables à l’obtention de cet état de la matière. Sa mise en évidence a débuté par des travaux exploratoires à l’AGS (“Alternating Gradient Synchrotron”) et depuis de nombreuses années, plusieurs expériences utilisent les faisceaux d’ions lourds de l’accélérateur SPS (“Super Proton Synchrotron”) au CERN.

La suite du programme, à RHIC (“Relativistic Heavy Ion Collider”) et au LHC (“Large Hadron Collider”), devrait permettre d’étudier ce nouvel état dans des conditions plus favorables grâce à l’augmentation de l’énergie disponible des faisceaux.

La formation du QGP passe par l’étude de signaux expérimentaux (signatures) prédits théoriquement et mesurés grâce à divers détecteurs chacun d’eux étant conçu pour étudier plus particulièrement une signature. L’une des plus prometteuses est la suppression des résonances de haute masse étudiée notamment par les collaborations NA38 (North Area 38) et NA50 qui ont obtenu des résultats très encourageants.

Le détecteur ALICE (“A Large Ion Collider Experiment”) est le détecteur dédié à la physique des ions d’ions lourds au LHC. L’ensemble de ses différentes parties est conçu pour étudier la totalité des signatures du QGP.

Le spectromètre dimuons est chargé de mesurer, dans le domaine angulaire $[2^\circ-9^\circ]$, la production des résonances de haute masse (familles du J/ψ et du Υ) via leur désintégration muonique. Afin de sélectionner les événements intéressants, le système de déclenchement (“trigger”) du spectromètre détecte ces muons grâce à des chambres à plaques résistives

(RPC).

Le premier volet du travail présenté dans ce document est consacré à l'étude et à l'optimisation, des chambres de détection du système de déclenchement du spectromètre dimuons de ALICE ainsi que, de l'électronique associée à ces RPC. La détection des particules doit s'effectuer avec une haute efficacité dans un environnement de bruit de fond important. Les RPC et leur électronique doivent donc satisfaire à des exigences contraignantes et l'optimisation passe par la réalisation de tests dont les résultats ont engendré des modifications de l'électronique de lecture.

Le deuxième volet concerne l'étude des résonances de haute masse mesurées dans le spectromètre dimuons de ALICE. Ainsi les collisions d'ions lourds aux énergies LHC ont été simulées. Les spectres de masse invariante obtenus sous diverses conditions seront présentés ainsi qu'une étude de soustraction du bruit de fond combinatoire présent dans ces collisions.

Ce document est organisé de la façon suivante :

- Le premier chapitre présente quelques aspects de la physique du QGP et les signatures de la formation de cet état de la matière. Les résultats les plus significatifs obtenus au SPS seront présentés. La suppression des résonances de haute masse sera abordée ainsi que les caractéristiques nouvelles des collisionneurs RHIC et LHC.
- Le deuxième chapitre est consacré à une présentation générale du détecteur ALICE avec la description de l'ensemble des sous-détecteurs.
- Le troisième chapitre présente en détail le spectromètre dimuons.
- Le quatrième chapitre donne une description détaillée des chambres de détection du spectromètre dimuons et présente les résultats des tests réalisés, avec des faisceaux, et en rayons cosmiques. Ce chapitre aborde également la description et les développements de l'électronique de lecture des chambres à plaques résistives.
- Le dernier chapitre est consacré à la simulation des collisions d'ions lourds aux énergies LHC. Les divers résultats sont présentés et discutés. L'introduction d'effets d'appareillage ou d'effets de milieu est argumentée et illustrée. Les résultats concernant les rapports signal/bruit et signification seront donnés. Une étude suivant le domaine en impulsion transverse des dimuons sera menée. Deux techniques de soustraction du bruit de fond sont présentées et testées et nous verrons comment nous pouvons estimer la section efficace de production de beauté.

Chapitre 1

Un nouvel état de la matière

Dans ce premier chapitre, nous allons brièvement décrire la problématique associée à la mise en évidence et à l'étude de ce nouvel état de la matière, le Plasma de Quarks et de Gluons. Nous aborderons les fondements théoriques et les signaux (signatures) expérimentaux liés à la formation de ce QGP et nous décrirons les résultats expérimentaux les plus significatifs obtenus au SPS. Nous terminerons par les nouvelles perspectives offertes par les collisionneurs. Un ensemble de publications récentes traitant de ce sujet est donné en bibliographie [1 - 8].

1.1 Introduction

A l'heure actuelle, notre compréhension de la matière nucléaire ainsi que son évolution à partir de ses origines, donne lieu à de nombreuses interrogations et fait l'objet d'études à la fois théoriques et expérimentales de la part d'une large communauté de physiciens.

La Chromo-dynamique Quantique prédit clairement la formation de QGP [1, 9] à haute température et/ou à forte densité d'énergie. Se pose alors la question de la mise en évidence expérimentale de cet état de la matière et donc des conditions initiales nécessaires pour le créer, ainsi que les observables à mesurer pour l'identifier et étudier son évolution.

1.2 Le QGP

Sur le diagramme de phase représenté sur la figure 1.1, nous constatons que la phase de QGP peut être obtenue soit en augmentant la température du système, soit en augmentant le potentiel chimique baryonique. Ce dernier scénario est supposé exister dans les étoiles à neutrons. Le premier, lié aux fortes températures et aux densités baryoniques nulles, est celui qui a prévalu lors de la création de l'Univers.

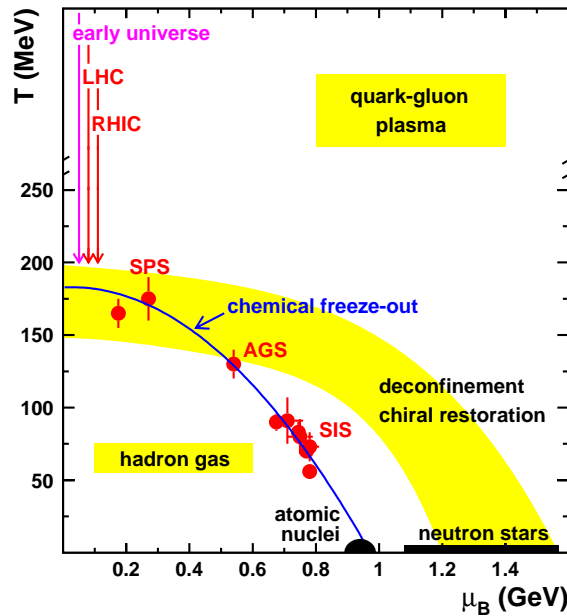


FIG. 1.1 – Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température-potentiel chimique baryonique [10].

Nous pouvons discerner quatre états de la matière nucléaire :

- La matière nucléaire normale (“atomic nuclei”) correspondrait à une phase liquide (densité et température faible) composée de noyaux au voisinage de la saturation ($\mu_B \sim 1$ GeV correspond à la densité nucléaire normale $\rho_0 = 0,17$ nucléon/fm³).
- La phase gazeuse (densité et température moyennes) correspondrait à la dissociation des noyaux en un mélange de hadrons.
- La phase solide serait proche de la zone nommée “neutron star” sur la figure 1.1 (forte densité et faible température) et correspondrait à une matière nucléaire froide où les nucléons seraient arrangés sous forme cristalline.
- Le QGP, attendu à haute température ~ 150 à 200 MeV (environ $2 \cdot 10^{12}$ K) et/ou à forte densité baryonique (5 à 10 fois supérieure à la densité nucléaire normale).

Ces valeurs critiques, tout d’abord approchées par le modèle phénoménologique dit “modèle des sacs” proposé par A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson et leurs collègues du MIT (“Massachusetts Institute of Technology”) [11], ont été confirmées grâce aux calculs plus élaborés de QCD sur réseau.

En effet, la matière nucléaire normale que nous connaissons est constituée de hadrons composés eux-mêmes de constituants élémentaires que sont les quarks. La cohésion de ces systèmes relève de l’interaction forte dont le boson associé est le gluon. Le potentiel entre

les quarks est représenté par une force proportionnelle à leur distance d'éloignement. Ceci explique le confinement des quarks à l'intérieur des hadrons.

Dans des conditions extrêmes de température et/ou de pression (forte densité baryonique), une transition de phase de déconfinement est prévue. Cette transition de phase s'accompagne également d'une restauration de la symétrie chirale (Fig. 1.2) [9, 12]. En effet, la chiralité se confond avec l'hélicité pour des particules de masse nulle. Cette propriété entraîne une symétrie du Lagrangien entre les particules de chiralité droite et celles de chiralité gauche. Or, cette symétrie n'est pas observable dans le spectre hadronique. Il y a donc une brisure de symétrie qui est associée à une concentration importante de paires quark-antiquark dans le vide.

La QCD sur réseau prévoit que ce condensat de quarks, noté $\langle\psi\bar{\psi}\rangle$ sur la figure 1.2, tend vers 0 lors d'une augmentation de la température et donc provoque une restauration partielle de la symétrie chirale.

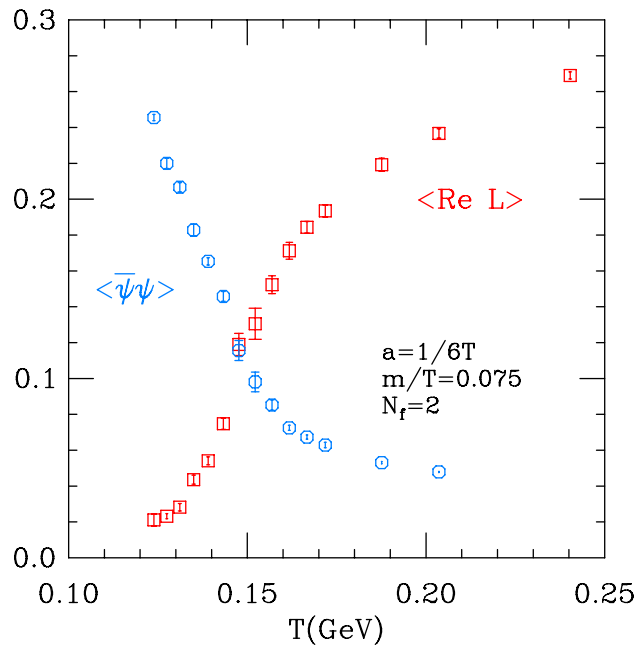


FIG. 1.2 – Prédiction de QCD sur réseau sur le déconfinement et sur la restauration de la symétrie chirale. Le condensat de quarks $\langle\psi\bar{\psi}\rangle$ est le paramètre d'ordre de la symétrie chirale et $\langle Re L \rangle$ est le paramètre d'ordre du déconfinement [12].

1.3 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes et le QGP

Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, les conditions nécessaires pour espérer former la phase de QGP devraient être recréées. Elles peuvent se résumer de la façon suivante :

- Le système doit être de taille importante ($\gg 1$ fm).

- Il doit être constitué d'un grand nombre de particules.
- L'équilibre thermodynamique doit être atteint et maintenu pendant la phase d'expansion.
- La densité d'énergie doit atteindre la valeur critique.

La densité d'énergie initiale peut être évaluée grâce à la formule de Bjorken [13] :

$$\varepsilon = \frac{1}{\tau_0 A} \times \left(\frac{dE_T}{dy} \right)_{y=0} \quad (1.1)$$

Dans cette formule, A représente la surface de recouvrement des deux noyaux de la collision, τ_0 le temps caractéristique auquel est formé le plasma ($\simeq 1$ fm/c), et $(dE_T/dy)_{y=0}$ la valeur mesurée de l'énergie transverse par unité de rapidité autour de la rapidité centrale.

Un calcul effectué pour les collisions Pb-Pb au SPS [14] donne une densité d'énergie égale à $3,2 \pm 0,3$ GeV/fm³. En appliquant l'équation 1.2 obtenue par le "modèle des sacs" et donnant la température en fonction de la densité d'énergie, nous obtenons une température voisine de 230 MeV.

$$T^4 = \frac{\varepsilon - B}{g_{total}} \times \frac{30}{\pi^2} \quad (1.2)$$

où ε est la densité d'énergie, $g_{total} = 37$ représente le nombre de degré de liberté acquis par les partons lors de la transition de phase et B est la constante de sac [11].

Ces valeurs seront largement dépassées à RHIC et au LHC. De plus, nous nous rapprocherons des conditions de création de l'Univers primordial à densité baryonique nulle.

Une autre variable importante est le paramètre d'impact caractérisant la centralité de la collision. Il est défini comme étant la distance séparant l'axe de collision des deux noyaux. Plus il est petit, plus la collision est violente et donc plus elle est favorable à la formation de QGP. Un schéma représentant une collision d'ions lourds ultra-relativistes est représenté sur la figure 1.3 lorsque le paramètre d'impact est nul.

Dans l'état initial, les deux noyaux sont aplatis suite à la contraction des longueurs de Lorentz. Ils entrent en collision et se traversent mutuellement laissant entre eux un milieu plus ou moins excité. Suivant l'énergie et la transparence des noyaux incidents, le contenu et le degré d'excitation de cette zone centrale varient. Trois cas de figure peuvent se produire :

- A basse énergie et/ou à pouvoir d'arrêt maximum, les baryons sont localisés dans la région centrale.

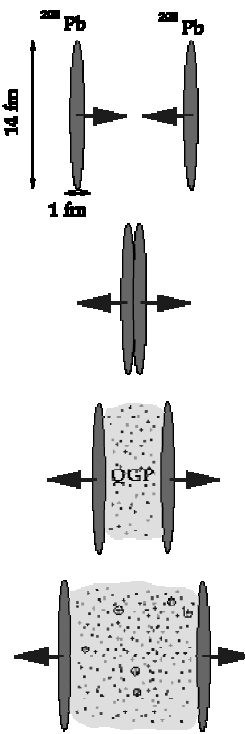


FIG. 1.3 – Schéma de la réaction entre deux ions lourds ultra-relativistes.

- A moyenne énergie et/ou à transparence partielle, la zone centrale contient une partie des baryons.
- A haute énergie, cette zone centrale fortement excitée contient essentiellement des pions, les baryons étant répartis dans les deux zones de fragmentation (zones externes). Ainsi, la densité baryonique tend vers 0 et la température est élevée.

C'est dans ce dernier cas, que les conditions de formation du QGP sont comparables à celles supposées pour l'Univers primordial et proches de celles attendues au LHC (Fig. 1.1).

La façon dont évolue cette région centrale a été décrite par Bjorken [13]. Nous décrivons ici un scénario qui suppose la formation de QGP. La figure 1.4 résume les étapes successives de la réaction.

Dans une première phase, les collisions partons-partons vont amener le système à se thermaliser. Le temps nécessaire à cette thermalisation est de l'ordre de $1 \text{ fm}/c$ ($\simeq 10^{-23} \text{ s}$). Dans la seconde phase, le QGP va évoluer selon les lois de l'hydrodynamique. Pendant son expansion, la température décroît, et le système évolue vers une troisième phase dite phase mixte dans laquelle les quarks se reconfinent. Enfin, après hadronisation (10 à 20 fm/c après la collision), le gaz de hadrons se refroidit rapidement jusqu'au moment de l'émission des hadrons libres ("freeze-out").

Nous pouvons imaginer le problème posé par ces signatures hadroniques concernant la détection de la formation initiale du QGP. En effet, étant donné que ces particules sont

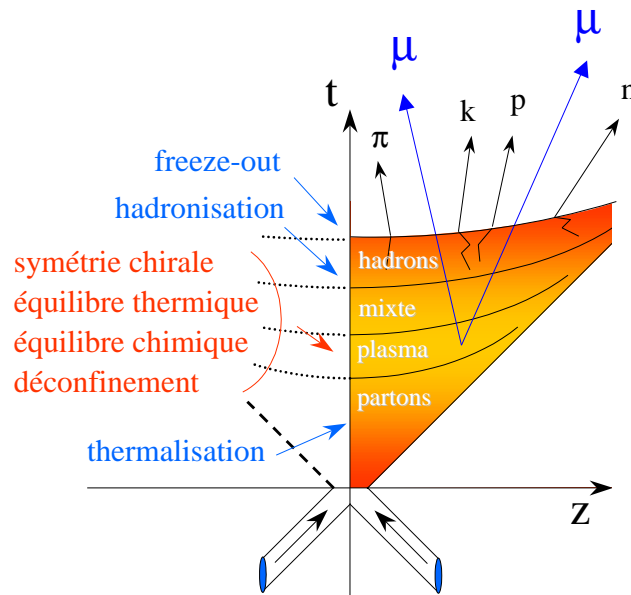


FIG. 1.4 – Développement spatio-temporel de la réaction.

soumises à l'interaction forte et qu'elles sont passées par plusieurs étapes, elles ont perdu en partie la mémoire du QGP.

D'autres sondes, dites "sondes dures", telles que les photons ou les leptons produits au moment de la phase de QGP, vont elles conserver la mémoire de cette formation et apporter des informations plus fidèles et non biaisées par la phase d'hadronisation.

1.4 Les signatures du QGP

Rechercher expérimentalement une manifestation de la formation du QGP passe par la mesure d'observables sensibles à cette formation. Nous pouvons classer ces grandeurs en deux catégories :

- Les signatures directes basées sur les hadrons, photons, leptons et sur des phénomènes plus exotiques.
- Les signaux moins directs basés sur l'observation de variables globales telles la température ou le temps de vie du système.

1.4.1 Les signaux spécifiques

– L'étrangeté

L'augmentation de l'étrangeté, et notamment du taux de production de particules multi-étranges, a été prédit dans le cas de la formation de QGP [15]. En effet, la production de paires $s\bar{s}$ est faible dans la matière ordinaire en raison de la masse importante ($450 \text{ MeV}/c^2$) du quark étrange. Par contre, dans un QGP, des interactions $q\bar{q}$ ou de fusion de gluons sont susceptibles de produire plus facilement des paires $s\bar{s}$ en raison de la diminution de la masse du quark étrange ($\sim 150 \text{ MeV}/c^2$) due à la restauration de la symétrie chirale. Cette augmentation a été observée dans les expériences NA49 et WA97 ainsi que dans l'expérience NA50 avec le Φ [16]. Notons tout de même que les interactions secondaires lors de la phase hadronique sont également source de l'augmentation de la production d'étrangeté.

L'expérience WA97, mesurant les baryons et anti-baryons multi-étranges, est la première qui a présenté des résultats marquants [17, 18]. La figure 1.5 montre que le taux de production de particules étranges augmente avec le nombre de participants et également avec le degré d'étrangeté.

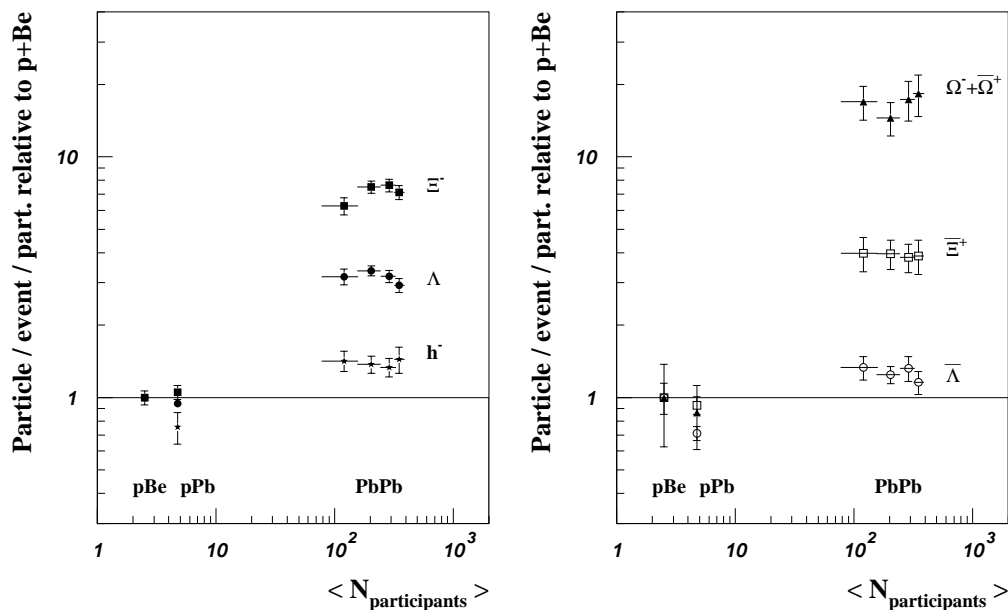


FIG. 1.5 – Taux de production de hadrons et d'hypérons mesurés par WA97 en fonction du nombre de participants et renormalisés aux collision p-Be [17].

Des analyses basées sur un modèle thermique font apparaître que l'équilibre chimique est atteint lors de la production de tous ces baryons et anti-baryons étranges. Or, la durée totale d'une collision Pb-Pb est trop courte pour permettre l'équilibre des baryons Ξ et Ω par rediffusion hadronique. Par contre, la formation de QGP peut expliquer ce comportement [19]. En effet, la masse effective du quark étrange diminue avec la formation de QGP et de

plus, la durée de vie du plasma comprise entre 5 et 6 fm/c correspond au temps nécessaire pour atteindre l'équilibre chimique de l'étrangeté. Ainsi, la concentration de paires $s\bar{s}$ a le temps d'atteindre son maximum avant hadronisation et la formation d'hypérons, par recombinaison des quarks, est facilitée par ces fortes concentrations.

Cette augmentation de l'étrangeté a été confirmée par les derniers résultats de NA57 [20] concernant le Ξ . Si la statistique le permet, une étude approfondie pourrait conduire à des résultats présentant, comme dans NA50, un effet de seuil quant à l'augmentation de l'étrangeté.

– Les “strangelets”

La production de “strangelets” est liée de la même façon à l'augmentation de l'étrangeté. Il s'agirait, éventuellement, de la production de noyaux exotiques massifs, métastables, constitués de quarks u (2/3), d (1/3), s (-1/3) se traduisant par des rapports Z/A anormalement faibles [13].

– DCC (“Disoriented Chiral Condensate”)

Une restauration de la symétrie chirale pourrait provoquer un excès de production de pions de faible impulsion transverse dans une seule direction de l'espace d'isospin. La mise en évidence de cet excès, nommé DCC, par la mesure des rapports $\pi^0/(\pi^+ + \pi^-)$, pourrait renseigner sur cette restauration partielle de la symétrie chirale et donc sur la formation de QGP [21].

– Le charme ouvert

Des calculs de QCD sur réseau prévoient que la production de charme ouvert augmenterait sensiblement dans l'hypothèse de la formation d'un plasma gluonique (“hot glue scenario”) et pour des températures élevées [22].

– Les photons et dileptons thermiques [23, 24]

Les photons thermiques créés dans le plasma par l'annihilation de quarks et d'antiquarks et par la diffusion Compton quark-gluon, peuvent renseigner sur la thermodynamique de l'état initial. Un excès de l'ordre de 10 à 15% de ces photons est prédit dans le cas de la formation de QGP. Les expériences CERES (“ChErenkov Ring Electron Spectrometer”) et WA80/93 se sont intéressées à cette signature très difficile à extraire compte tenu du bruit de fond très important provenant principalement de la désintégration des mésons π^0 et η . Les résultats

semblent tout de même montrer un excès de production de photons par rapport aux valeurs prédites hors formation de QGP.

Les dimuons thermiques attendus dans une zone de masse entre le Φ et le ψ constituent également une signature du QGP. L'expérience NA38/50 au SPS a mesuré dans cette zone un excès de production dans les collisions Pb-Pb, cet excès augmentant avec la centralité de la collision [25]. A l'heure actuelle, il n'y a pas de certitude quant à l'origine de cet excès. Il pourrait provenir d'une augmentation de la production de charme ouvert et/ou d'une éventuelle production de dimuons thermiques. L'expérience NA60 se propose d'étudier ceci en mesurant directement la composante provenant du charme [26].

– **Les résonances de haute masse (familles du J/ψ et du Υ)**

Une signature très prometteuse est la suppression des mésons lourds. Dans le cas de la formation d'un QGP, la production des états liés $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ est diminuée suite à un écrantage de couleur. Cette prédiction théorique de Matsui et Satz [27] en 1986 a été étudiée par les expériences NA38 avec des ions Souffre et Oxygène sur Uranium et par NA50 avec le Plomb. Nous développerons plus en détail dans la suite cette signature et les résultats de ces expériences qui sont à la base de la décision de la construction du spectromètre dimuons de ALICE.

– **Les mésons légers (ρ , ω , Φ)**

L'étude des résonances de basse masse constitue un signal également très prometteur [28]. Dans l'hypothèse d'une phase de QGP, une restauration partielle de la symétrie chirale pourrait provoquer :

- Une modification de la masse et de la largeur de ces résonances.
- Une augmentation de leur production.

Ainsi, aussi bien dans les réactions S-Au que Pb-Au, l'expérience CERES a observé cet excès de production dans la région de masse allant de 200 à 700 MeV/ c^2 [29].

La figure 1.6 montre les résultats obtenus en collisions Pb-Au. Les données expérimentales montrent un excès d'un facteur 3, dans la région de masse $0,25 < m < 0,7$ GeV/ c^2 , par rapport aux prédictions extrapolées à partir des désintégrations des hadrons et pour les données de 1996.

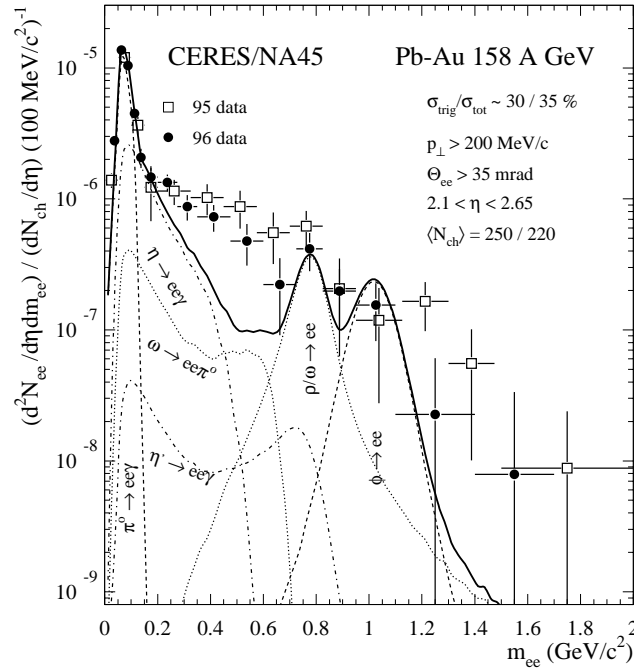


FIG. 1.6 – Spectre de masse inclusif e^+e^- dans la région des basses masses et comparaison avec la somme attendue des processus de désintégration des hadrons (traits pleins) [29].

– Le “jet quenching” [30]

La diffusion à grand moment de transfert entre partons provoque la production de particules de haute masse ou de quarks et de gluons de haute impulsion qui se fragmentent en “jet” ou hadrons. Le passage de ces partons rapides dans un milieu déconfiné provoquerait une perte d’énergie, due à un “bremsstrahlung” avec les gluons, supérieure à celle subie par des partons passant dans un milieu hadronique. Les taux de production des “jets” pourraient alors être significativement modifiés. Ce phénomène couramment appelé “jet quenching” a été prévu il y a une dizaine d’années. Les récents résultats de STAR et PHENIX confirment ces prédictions théoriques [31].

– Le “flow” et l’équation de la matière nucléaire

Après une collision d’ions lourds, toutes les particules produites évoluent collectivement. Ce “flow” est susceptible de quantifier l’équation d’état de la matière (EoS). Des simulations effectuées par D. Teaney, J. Lauret et E. V. Shuryak [32, 33] ont permis de décrire les “flow” radial et longitudinal mesurés au SPS. Or, la formation de QGP entraînerait l’addition de “flow” radial et longitudinal. Les prédictions, pour les énergies de RHIC, montrent effectivement une augmentation significative du “flow” radial, et sont en accord avec les récents résultats de STAR et de PHENIX.

– Les mésons B_c

Les mésons B_c sont des états liés $b\bar{c}$ qui se situent dans une région de masse comprise entre les résonances J/ψ et Υ ($M = 6,4 \text{ GeV}/c^2$). Des calculs effectués aux énergies de RHIC prédisent que la production de ces états liés ne serait pas détectable dans l’hypothèse d’un gaz hadronique normal. Or, avec la formation d’une matière déconfinée, cette production augmenterait de plusieurs ordres de grandeur. La raison principale proviendrait d’interactions entre quarks initiaux beaux et charmés, scénario impossible dans le cadre d’un milieu confiné. La détection de ces mésons B_c fournirait donc des renseignements sur la formation de quarks déconfinés et le taux de production donnerait des informations sur l’état initial de cette matière [34].

1.4.2 Les signaux “indirects”

Ces observables sont principalement issues de la phase d’hadronisation. En effet, lors de cette phase, la température a fortement chuté et les quarks se recombinent entre eux pour former les hadrons qui vont être détectés par l’appareillage. Ces hadrons vont être le reflet des constituants élémentaires présents après formation et évolution du QGP. Le lien avec la phase de QGP n’est qu’indirect et fortement perturbé par les interactions dans l’état final.

Les signatures caractéristiques sont les taux de production de chaque type de particules, les distributions en impulsion (masse) transverse et les corrélations de Bose-Einstein. Ces signatures hadroniques sont étudiées dans les références [35, 36].

Les distributions de masse transverse sont de forme exponentielle et permettent d’extraire une quantité thermodynamique fondamentale qu’est la température. Etant de la forme $\exp(-m_T/T)$ la pente de la distribution donne accès à T . Nous pouvons donc déduire une température en fonction de la masse de la particule pour différents types de réactions. Les résultats de NA44 [37] montrent que dans les réactions proton-proton la température reste constante en fonction de la masse des hadrons (de l’ordre de 145 MeV) alors qu’elle augmente en fonction de la masse et de la taille du système.

– HBT

Les expériences d’interférométrie (HBT), consistant à détecter deux particules d’impulsions voisines dans des détecteurs proches, permettent d’apporter des informations sur la taille et le temps de vie du système au moment de l’hadronisation [38]. Les expériences NA44 et NA49 au SPS ont largement utilisé ces méthodes [39, 40].

1.5 Les résonances de haute masse

1.5.1 Production

Le modèle de l'octet de couleur [41, 42] explique la formation des résonances des familles du J/ψ et du Υ . La figure 1.7 représente le diagramme de production du J/ψ . Cette formation passe par plusieurs étapes :

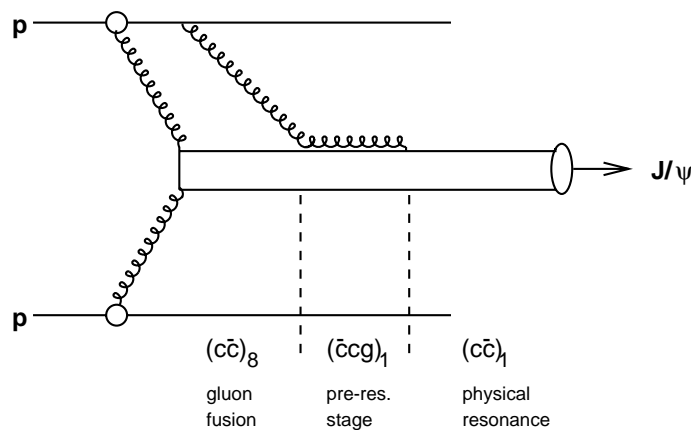


FIG. 1.7 – Diagramme de Feynmann de production du J/ψ .

- La première, dans un temps de 0,1 fm/c, est la formation d'un état octet de couleur $(c\bar{c})_8$ formé par fusion de gluons ou par interaction $q\bar{q}$.
- Après un temps de relaxation évalué à 1 fm/c, l'octet de couleur passe à l'état singlet de couleur par absorption ou émission d'un gluon dans le champ de couleur environnant.
- Cet état pré-résonnant $(c\bar{c})g$ évolue ensuite vers une résonance physique, état singlet de couleur $c\bar{c}$.

1.5.2 Effet d'écran de couleur

Cet effet d'écran, dû en physique atomique à la présence de charges électriques, s'applique ici à la charge de couleur. Le potentiel quark-antiquark est, dans un milieu confiné, formé d'un terme proportionnel à r (distance inter-quarks), traduisant le confinement, et d'un terme en $1/r$ de type coulombien. Dans un milieu déconfiné (QGP), ce terme coulombien prend la forme $[\exp(-r/\lambda_D)]/r$. λ_D est appelé rayon de Debye et est caractéristique de chaque résonance. Cette longueur d'écrantage de Debye est inversement proportionnelle à la température. Ainsi, lorsque cette dernière augmente, et qu'elle devient supérieure à une valeur critique T_0 , le rayon de Debye devient inférieur au rayon de la résonance. Celle-ci ne

peut alors pas se former et les quarks vont s'habiller pour donner du charme ouvert ou de la beauté ouverte.

	J/ψ	ψ'	Υ	Υ'	Υ''
M (GeV/c ²)	3,097	3,686	9,460	10,023	10,355
Γ (MeV/c ²)	0,087	0,277	0,052	0,044	0,026
r (fm)	0,453	0,875	0,226	0,509	-
B.R voie muonique (%)	5,88	1	2,48	1,31	1,81

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des résonances de haute masse.*

Le tableau 1.1 résume les caractéristiques des différentes résonances. Etant donné les valeurs des rayons de ces résonances (plus le rayon est faible moins la résonance sera écrantée), nous constatons que les états excités seront écrantés avant les états fondamentaux et que la suppression du Υ nécessitera des énergies très importantes ne pouvant être atteintes au SPS.

1.5.3 La suppression des résonances de haute masse au SPS

Ce signal a été observé au SPS pour le J/ψ . En effet, les expériences NA38 et NA50 étudient principalement la suppression des résonances de haute masse en fonction de la centralité de la réaction. L'ensemble des mesures, effectuées aussi bien en réactions proton-noyau qu'en collisions noyau-noyau, a conduit à des résultats très significatifs [43, 44, 45]. Les résultats concernant la suppression du J/ψ sont en accord indépendamment du détecteur de centralité [46].

L'analyse des résultats nécessite d'exprimer la suppression par rapport à une référence qui doit être indépendante de la production de QGP et donc de la centralité de la réaction. En effet, plus une collision sera centrale, plus la probabilité de formation de QGP sera grande. La référence adoptée dans ces expériences, est le processus de Drell-Yan mettant en jeu la production de dimuons à partir d'un gamma virtuel provenant de l'annihilation d'un quark et d'un antiquark de même saveur issus de deux nucléons en interaction. La figure 1.8 représente le diagramme correspondant à ce processus.

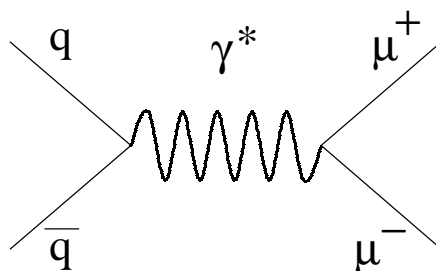


FIG. 1.8 – *Diagramme relatif au processus de Drell - Yan.*

Il a fallu tout d'abord s'assurer que les sections efficaces de production de Drell-Yan n'étaient pas affectées par la centralité de la collision par rapport aux prédictions théoriques. Ainsi, le facteur K_{DY} représenté sur la figure 1.9 en fonction du produit AB (noyau A - noyau B), correspond au rapport de la section efficace expérimentale à celle de la section efficace théorique. Bien que la valeur de ce rapport dépende des hypothèses prises en compte dans la fonction de distribution des partons, il est constant en fonction du système étudié et donc de la centralité de la collision.

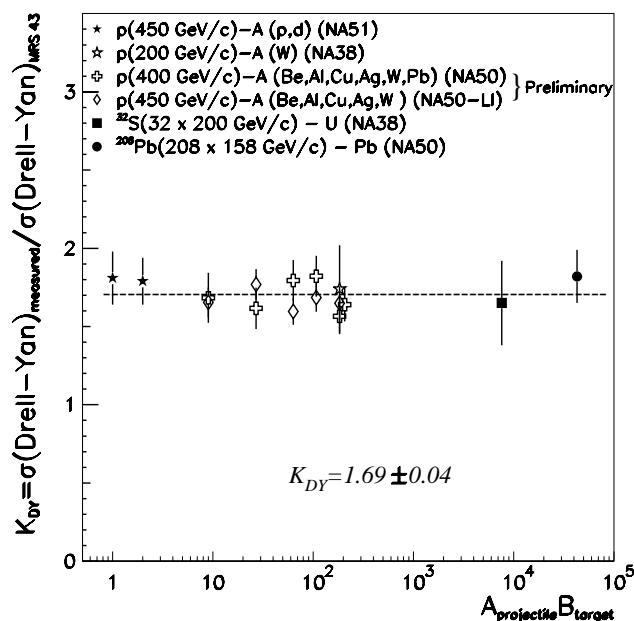


FIG. 1.9 – Le facteur K_{DY} mesuré par les expériences NA38/51/50 en fonction du système projectile/cible [47].

D'autre part, la section efficace de production du J/ψ est représentée sur la figure 1.10 en fonction de la variable du même produit AB . Pour les réactions proton-noyau et S-U, cette section efficace suit une loi exponentielle correspondant à une section efficace d'absorption de $6,5 \pm 1,0$ mb. Pour les réactions Pb-Pb, nous observons une très nette déviation par rapport à cette loi ce qui a été qualifié de suppression anormale du J/ψ .

L'ensemble des données collectées a permis de faire une étude en fonction de la centralité (par exemple mesure de l'énergie transverse) avec deux méthodes d'analyse. Le rapport $J/\psi/DY$ a été calculé d'une part directement sur les spectres dimuons à l'aide d'une méthode de fit global, et d'autre part en se servant des spectres "minimum bias" pour l'estimation du DY [44]. Cette seconde méthode permet de minimiser les barres d'erreur et de faire un plus grand nombre de pas en énergie transverse. La figure 1.11 résume l'ensemble des résultats.

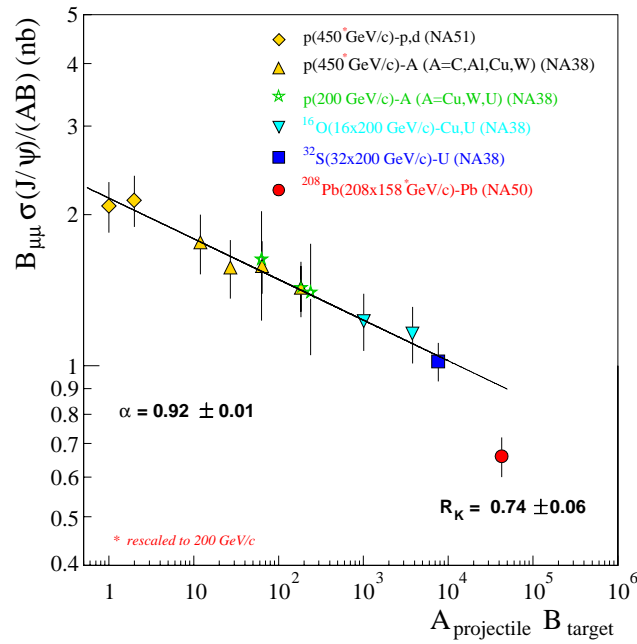


FIG. 1.10 – Section efficace de production du J/ψ en fonction du système étudié [48].

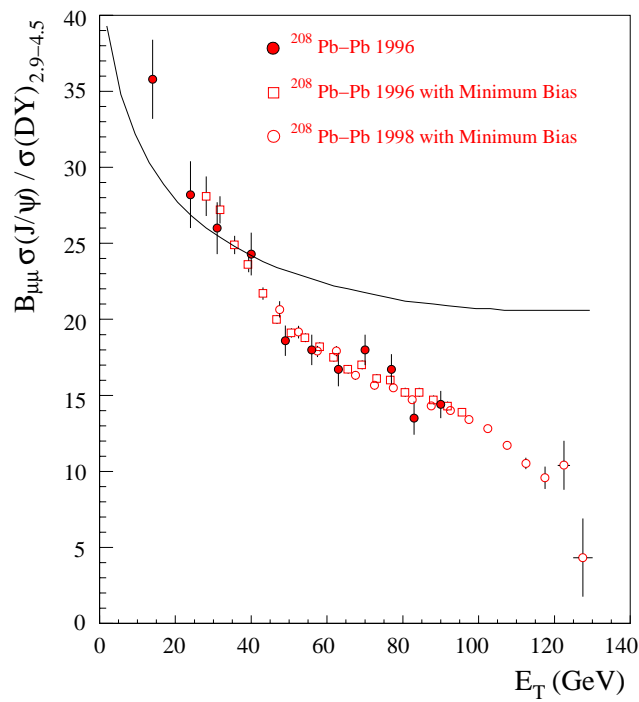


FIG. 1.11 – Rapport $J/\psi / DY$ en fonction de l'énergie transverse [45].

Nous pouvons noter un recouvrement entre les différentes prises de données et les deux méthodes d'analyse.

- La suppression du J/ψ augmente avec la centralité.
- La forme de la suppression présente deux sauts qui peuvent s'expliquer dans un scénario de déconfinement [49]. Le premier par une suppression du χ_c de plus faible énergie de liaison (250 MeV) et qui se désintègre à 30% en J/ψ . Le second par la suppression directe du J/ψ de plus forte énergie de liaison (640 MeV). En outre, un modèle basé sur des fluctuations de l'énergie transverse totale de la collision peut également permettre de décrire cette suppression "anormale" du J/ψ [50].
- De plus, nous constatons une déviation importante avec la courbe d'absorption nucléaire classique représentée en trait pleins sur la figure 1.11.

Les autres scénari classiques de suppression ont été abondamment étudiés [51, 52, 53] et notamment le modèle des "comovers" (ensemble des hadrons évoluant avec la résonance). Ils aboutissent tous à des suppressions monotones, ne rendent pas compte de l'effet de seuil observé dans les données [45], et ne peuvent pas fournir d'explication pour l'ensemble des systèmes étudiés.

L'ensemble de ces résultats a motivé la construction du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE au LHC, où l'observation des résonances de la famille du Υ sera possible.

1.6 Pourquoi RHIC et le LHC

L'accroissement de l'énergie dans le centre de masse va, lors des réactions entre ions lourds, modifier considérablement les conditions initiales et conduire ainsi à une probabilité plus importante de formation du QGP. Parallèlement, les taux de production des signatures directes ("hard probes") vont augmenter et rendre ainsi la mise en évidence de cet état de matière plus facile.

D'autre part, les grandes multiplicités mises en jeu vont permettre de faire des analyses événement par événement, d'étudier les fluctuations non-statistiques et de faire une comparaison entre les événements avec et sans formation de QGP.

Enfin des expériences plus globales, mesurant un maximum d'observables, pourront permettre de corrélérer différentes signatures et conduire ainsi à une étude plus complète de la réaction.

1.6.1 Conditions initiales plus favorables

Elles peuvent se résumer ainsi :

- Le potentiel chimique baryonique du système sera moins important et sa température plus élevée (Fig. 1.1).
- Le temps de formation du système va diminuer et son temps de vie augmenter.
- Son volume sera plus important [54].

Le tableau 1.2 résume, pour les collisions Pb-Pb centrales, l'accroissement considérable que l'on s'attend à observer pour ces différentes quantités en passant d'une énergie dans le centre de masse de 17 GeV à 5500 GeV [55, 56, 57].

	SPS	RHIC	LHC
\sqrt{s} (GeV)	17	200	5500
dN_{ch}/dy	400*	1000	3000-8000
τ_0 (fm/c)	1	0,2	0,1
ε (GeV/fm ³)	3	35	225-600
τ (fm/c)	< 2	2-4	> 10
V (fm ³)	10 ³	10 ⁴	4.10 ⁵

TAB. 1.2 – Comparaison des conditions initiales entre le SPS, RHIC et le LHC.

avec dN_{ch}/dy : Multiplicité des particules chargées (* valeur mesurée dans NA49), τ_0 et τ : Temps de formation et de vie du QGP, ε : Densité d'énergie et V : Volume.

1.6.2 Conditions différentes

A côté de ces différences quantitatives, des différences qualitatives vont permettre une meilleure étude du QGP.

– **Transparence**

Comme nous l'avons déjà signalé, nous allons passer d'un système de densité baryonique non nulle à un système de densité quasi-nulle comparable à l'Univers primordial (intérêt cosmologique). De plus, la transition de phase se faisant par chauffage plutôt que par compression, nous tendons vers la limite $\mu_B/T \rightarrow 0$ comprise sur le plan théorique (QCD perturbative).

– Processus durs

Ces processus auront des taux de production plus importants et certains, non observables au SPS (suppression du Υ), le deviendront au LHC. D'autres processus tels que les "jets", les photons directs de haut p_T , les dileptons de haute masse, la production de charme et beauté ouverts seront également plus accessibles à plus haute énergie.

– Physique événement par événement

La grande multiplicité attendue complique la tâche expérimentale, mais elle peut être exploitée pour étudier des fluctuations non statistiques entre événements ou lots d'événements [58]. La fluctuation de quantités comme la multiplicité, le p_T moyen, les taux de production des particules d'un événement à l'autre peuvent permettre de différencier des lots d'événements avec et sans QGP et/ou de trouver des événements anormaux (type "Centauro").

– Les corrélations entre signatures

C'est un point très important et mis en avant dans la construction d'un détecteur comme ALICE où il sera très intéressant de corrélérer plusieurs signatures.

La suppression des résonances de mésons lourds peut, par exemple, être étudiée en fonction de l'augmentation de l'étrangeté. Ces deux phénomènes ont été observés indépendamment au SPS dans NA38/NA50 et WA97/NA57. Le problème est la centralité qui est difficile à comparer entre ces expériences. Dans une expérience comme ALICE, ceci devient accessible et il sera alors possible de mesurer les différents seuils de suppression et/ou d'augmentation.

1.7 L'étude des résonances au LHC

L'étude de la suppression des résonances, et notamment celles de la famille du Υ , constitue un point fort de la physique proposée, grâce au spectromètre dimuons. L'effet d'écran, responsable de la suppression des résonances primaires, risque cependant d'être mis en concurrence avec d'autres effets secondaires régénérant ces résonances. Certaines prédictions théoriques prévoient même, non plus une suppression, mais une augmentation de leur production. Quelle que soit le résultat, il faudra cependant dans tous les cas avoir une référence stable indépendante de la formation de QGP.

1.7.1 Les scénari de suppression

La suppression des résonances prévue dans le cas de formation de QGP peut être également due à des interactions hadroniques dans l'état initial ou dans l'état final. Pour conclure sur l'existence de la phase de QGP, nous devons donc pouvoir mesurer l'absorption nucléaire à l'aide de réactions proton-noyau dans lesquelles il ne peut pas y avoir formation de QGP. Par ailleurs, la signature de la transition de phase, par un brusque effet de seuil, nécessite de balayer une gamme de densités d'énergie en faisant varier la centralité de la collision, la nature du système ou l'énergie incidente.

Pour ces deux raisons, il est prévu que l'expérience ALICE fonctionne en modes proton-proton, proton-noyau, Ca-Ca et Pb-Pb.

Les prédictions théoriques de probabilité de survie des résonances de mésons lourds en fonction de la densité d'énergie sont représentées sur la figure 1.12. Les barres d'erreur (1σ) portées sur les courbes correspondent à un mois de fonctionnement du spectromètre dimuons. Deux cas sont considérés :

- Cas où il y a suppression due à la formation de QGP.
- Cas où il y a suppression due aux “comovers”.

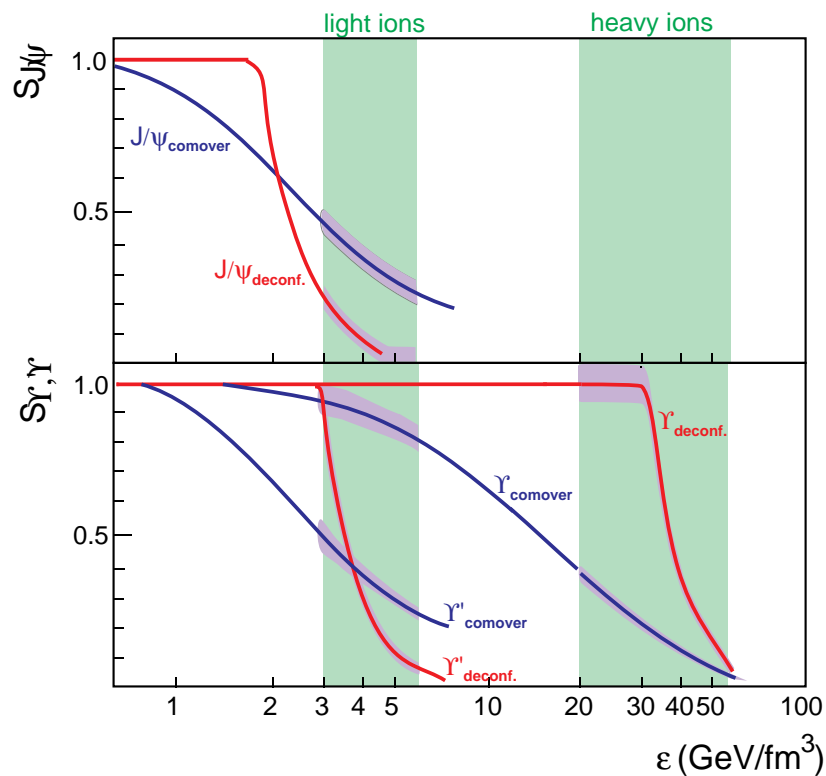


FIG. 1.12 – Probabilités de survie du J/ψ et du Υ en fonction de la densité d'énergie et en fonction de deux scénari de suppression [59].

Nous constatons une très nette différence dans la forme de ces suppressions avec un effet de seuil dans le cas du QGP. Pour le J/ψ et le Υ' , une suppression totale est prédite avec les ions Calcium. Pour le Υ , un signal clair, via un brusque effet de seuil, pourrait signer la formation de QGP.

1.7.2 Les scénari d'augmentation

De nouveaux scénari basés sur des modèles statistiques ont récemment été décrits par plusieurs auteurs [60, 61, 62]. Ils sont basés sur le fait qu'à haute énergie, un nombre important de paires $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$) seront produites dans le même événement. Il est alors possible d'envisager une production plus importante d'états liés.

Une production des résonances à partir d'une régénération dans la phase hadronique a été également envisagée [63]. Les annihilations $D\bar{D}$, ou la désintégration du B, peuvent devenir une source non négligeable de production de J/ψ compte tenu de l'augmentation du charme ouvert.

1.7.3 Le problème de la référence

Si au SPS, la référence du Drell-Yan a été clairement testée, il n'est pas évident de trouver aux énergies de RHIC ou du LHC une référence qui soit indépendante de la formation du QGP, la proportion de DY par rapport aux autres composantes étant très faible. Il faut distinguer le cas du J/ψ et le cas du Υ où les composantes du continuum ne sont pas identiques. En effet, aux énergies LHC, le bruit de fond dans cette région de masse (Υ) est essentiellement composé de $b\bar{b}$ et la situation paraît à priori moins compliquée que pour le J/ψ .

L'idée de départ a été l'utilisation du charme et de la beauté ouverte comme références. Le problème vient du fait que leur taux de production est sujet à de grandes incertitudes. En ce qui concerne le charme, une augmentation est prédite à haute énergie [64] et semble déjà être présente au SPS. D'autre part, un effet de suppression provenant de la perte d'énergie des quarks dans un milieu de QGP est également prédit [65]. En ce qui concerne la beauté, les mêmes effets de perte d'énergie peuvent être pris en compte [66]. Si l'on veut utiliser ces signaux comme référence, il faudra décrire leur évolution avec la centralité et donc les mesurer indépendamment.

Une autre normalisation a été proposée. Il s'agit du boson Z^0 [67, 68]. Des études approfondies sont nécessaires quant à son utilisation dans ALICE qui, à l'heure actuelle, semblerait difficile à cause de problèmes d'appareillage et de statistique.

A RHIC, l'utilisation de la résonance Υ comme référence peut être appropriée compte tenu de son faible rayon de Debye et donc de sa possible non suppression à ces énergies.

Dans ALICE, où la suppression est prédite, nous ne pourrions bien entendu pas prendre cette référence.

Chapitre 2

L'expérience ALICE au LHC

Le détecteur ALICE [69, 70] (Fig. 2.1) est l'instrument dédié à l'étude des collisions d'ions lourds au LHC.

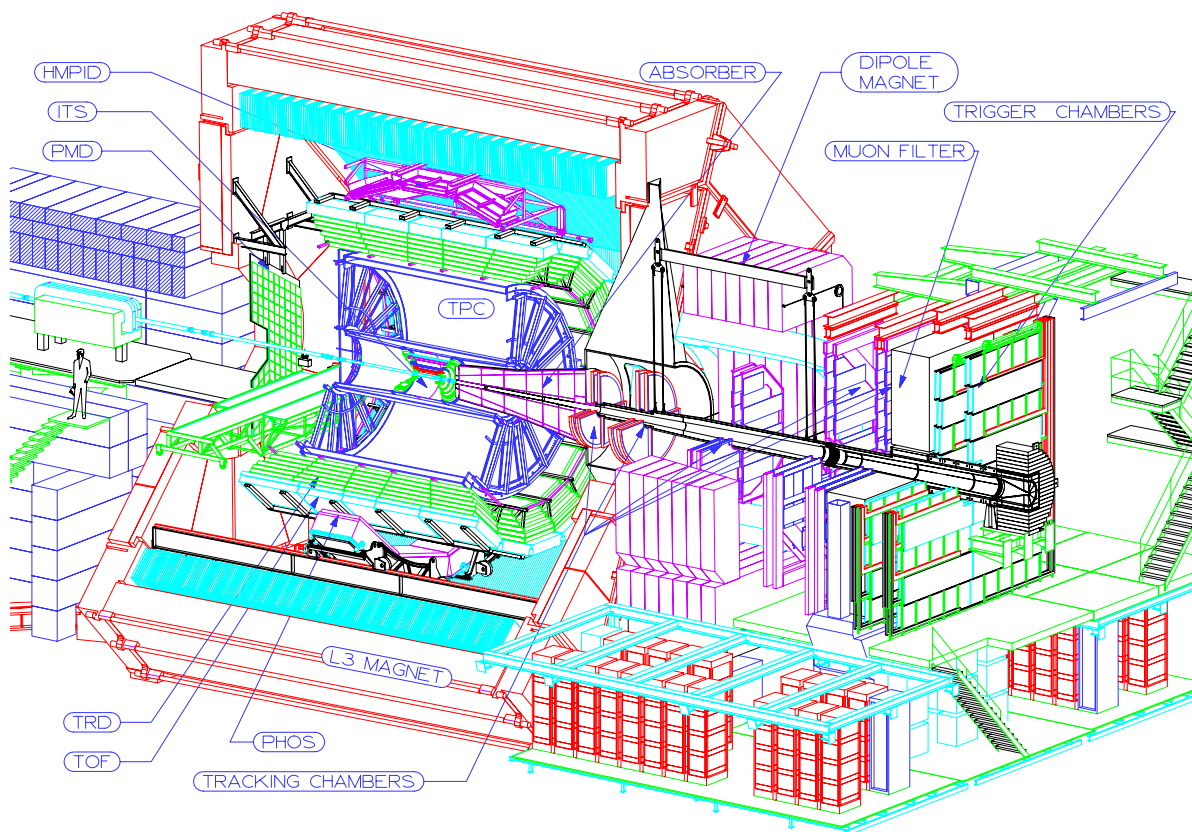


FIG. 2.1 – Vue 3-D du détecteur ALICE.

Afin d'accéder et de caractériser les différentes signatures de la formation de plasma de quarks et de gluons (QGP), le détecteur doit couvrir la plus grande partie possible de l'espace de phase où ces phénomènes sont observables. Ainsi, le détecteur ALICE est composé

principalement de deux grandes sous-parties :

- La partie centrale couvrant le domaine angulaire $[45^\circ\text{-}135^\circ]$ ($\eta = \pm 0,9$) et une zone azimutale complète ($\Delta\Phi = 2\pi$).
- Divers détecteurs placés à petits angles et à l'avant, et le spectromètre dimuons couvrant le domaine angulaire $[2^\circ\text{-}9^\circ]$ ($2,5 < \eta < 4$).

Nous allons dans un premier temps décrire les détecteurs constituant la partie centrale de ALICE puis ceux placés à l'avant. Nous donnerons les connexions possibles avec le spectromètre dimuons qui fera ensuite l'objet d'un chapitre à part entière.

2.1 La partie centrale

De forme compacte, elle est organisée autour du point d'interaction de façon à couvrir une large acceptation autour de $y = 0$. Au LHC, la multiplicité maximale de particules chargées attendue est de 8000 par unité de pseudo-rapacité η , pour $\eta = 0$, et pour les collisions les plus centrales. Ces multiplicités maximales ont constitué une base pour l'étude du détecteur.

Cette partie du détecteur mesurera toutes les observables hadroniques, recherchera les signaux exotiques ("strangelets"), et détectera les électrons et les photons. Elle étudiera la majorité des signatures du QGP et les différentes phases de la collision. Elle fournira également des renseignements sur la centralité de la collision.

2.1.1 L'aimant

Les détecteurs de la partie centrale de ALICE sont placés à l'intérieur de l'aimant L3 qui fournit un champ solénoïdal de 0,2 à 0,4 T. Ce champ relativement faible et uniforme permet d'identifier les particules à partir de $p_T = 100$ MeV/c en utilisant le système de trajectographie interne (ITS) et la chambre à projection temporelle (TPC).

2.1.2 Le système interne de suivi de traces (ITS)

– Fonctions

L'ITS [71] doit permettre à la fois de déterminer avec précision le vertex primaire mais aussi, les vertex secondaires correspondant aux désintégrations des mésons lourds (D, B), des hypérons (Λ , Ξ et Ω) et des K_s^0 . Ce détecteur intervient également dans le système de trajectographie et d'identification. En effet :

- Associé à la TPC, il améliore la résolution sur les traces de haute impulsion.

- Utilisé en mode “stand alone”, il peut reconstruire et identifier les particules de faible moment n’atteignant pas la TPC.

Le dernier point se fait grâce à une lecture analogique de la perte d’énergie dE/dx (résolution de l’ordre de 10%). Ainsi des électrons peuvent être reconstruits jusqu’à des impulsions transverses de 20 MeV/c.

– Description

Ce détecteur (Fig. 2.2) placé très près du point d’interaction doit avoir, compte tenu de la forte multiplicité, une très grande granularité ainsi qu’une très bonne résolution.

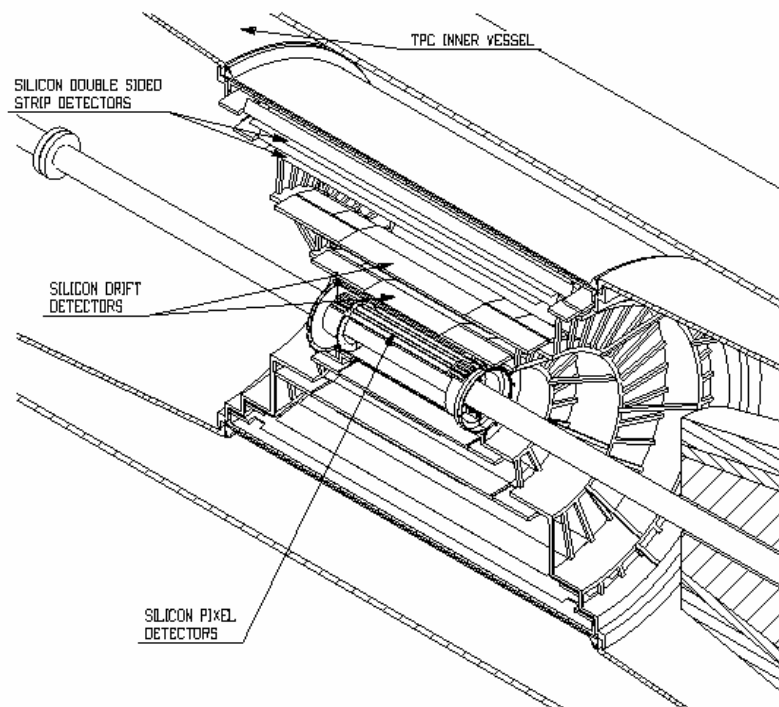


FIG. 2.2 – Vue 3-D de l’ITS.

Les fonctions précédemment décrites sont assurées par 6 couches cylindriques de détecteurs au silicium de trois technologies différentes qui sont en partant du point d’interaction :

- Deux couches de pixels (SPD).
- Deux couches à dérive (SDD).
- Deux couches en micro-pistes (SSD).

De plus, cet ensemble permet d’atteindre de très bonnes résolutions spatiales qui sont indiquées dans le tableau 2.1.

Détecteur	Simple trace		Double trace	
	$\sigma_{r-\varphi}$ (μm)	σ_z (μm)	$\sigma_{r-\varphi}$ (μm)	σ_z (μm)
SPD	12	70	100	600
SDD	38	28	200	600
SSD	20	830	300	2400

TAB. 2.1 – Résolutions spatiales de l'ITS pour les trois technologies de détecteurs au Silicium.

Ce détecteur de très haute technologie couvre une surface de $6,74 \text{ m}^2$. Il est très compact ($0,7 \text{ m}^3$) et comporte environ $1,7 \cdot 10^7$ canaux de lecture. Le choix des matériaux a été optimisé afin de ne pas dépasser 6,5% de longueur de radiation (X_0) répartis entre le Silicium et les matériaux passifs.

– Connexion avec le spectromètre dimuons

Il est prévu que les données concernant les pixels soient systématiquement enregistrées lorsque nous aurons un “trigger” dimuons, ceci afin de très bien connaître le vertex et d’avoir accès à une mesure de multiplicité intéressante dans le but de la relier à la centralité de la collision.

2.1.3 La chambre à projection temporelle (TPC)

– Fonctions

Ce détecteur [72] constitue une partie essentielle de l’expérience ALICE. Il permet la reconstruction des trajectoires et l’identification des particules par la mesure de la perte d’énergie dE/dx .

– Description

Suivant l’axe du faisceau sa taille varie entre $\pm 2,5 \text{ m}$ de part et d’autre du point d’interaction pour couvrir la même zone de rapidité que l’ITS. Une vue de ce détecteur est représentée sur la figure 2.3.

Les rayons internes et externes sont respectivement de $0,8 \text{ m}$ et $2,5 \text{ m}$. Le rayon minimum a été choisi pour admettre une densité de $0,1\text{-}0,2$ particules/ cm^2 alors que le rayon maximum doit permettre une résolution sur le dE/dx inférieure à 10% ce qui permettra l’identification d’électrons d’impulsion allant jusqu’à $2,5 \text{ GeV}/c$.

Etant donné la grande multiplicité (20 000 traces dans la TPC pour la multiplicité maximale), la granularité requise est de l’ordre de 570 000 “pads” ce qui permettra d’atteindre

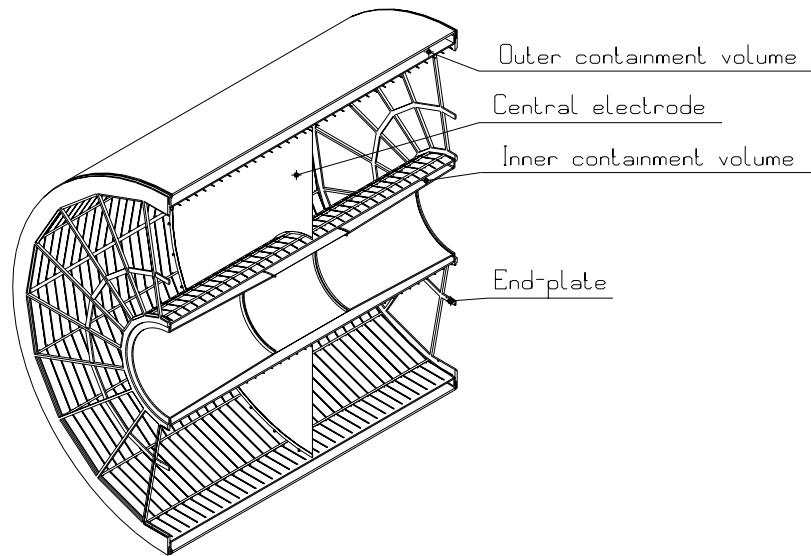


FIG. 2.3 – Schéma de la TPC de ALICE sans plan de lecture.

une résolution en impulsion de 5 à 10 MeV/c avec un taux d'occupation de 40% pour le rayon le plus faible, et de 15% pour le plus grand. Les deux plans de lecture sont constitués de 18 secteurs trapézoïdaux sur lesquels sont répartis les “pads” de différentes tailles (0,3 cm² pour les plus internes et 0,9 cm² pour les plus externes).

En ce qui concerne le gaz, il a été optimisé afin de réduire la diffusion multiple et la charge d'espace. Un mélange Ne/CO₂/CF₄ est envisagé. L'ensemble de ces caractéristiques sont répertoriées dans le tableau 2.2.

Volume sensible	
R_{min}/R_{max}	0,8/2,5 m
Longueur	5 m
Plans de lecture	
Chambre interne	4×7.5 mm ²
Chambre externe	6×10 mm ² et 6×15 mm ²
Gaz	
Volume	95 m ³
Mélange	Ne/CO ₂ /CF ₄
Vitesse de migration	2,8 cm/μs
Constantes de diffusion	220 μm/cm ^{0,5}
Puissance dissipée	24 kW
Température de fonct.	25° C

TAB. 2.2 – Principales caractéristiques de la TPC.

Ce détecteur est le plus lent de l'expérience ALICE. En effet, avec un champ de 400 V/cm, le temps de dérive est de 100 μs sur une longueur de 2,5 m. D'autre part, la taille des évé-

nements est considérable. Pour une collision Pb-Pb centrale, après suppression des zéros et codage, 60 MB sont nécessaires au stockage des données.

– Connexion avec le spectromètre dimuons

Son taux d'acquisition, de l'ordre de 200 Hz pour les collisions Pb-Pb, n'est pas totalement incompatible avec le taux prévu pour le spectromètre dimuons en appliquant une coupure en impulsion transverse. On peut donc envisager, au niveau du "trigger" central, la possibilité d'enregistrer tout ou partie de ces événements les plus centraux en coïncidence avec le spectromètre dimuons, ceci dans le but de relier divers phénomènes physiques se produisant dans différentes régions de l'espace de phase.

En plus de l'ITS et de la TPC qui fournissent des informations sur le dE/dx pour l'identification des électrons et hadrons de faible impulsion, d'autres détecteurs sont destinés à identifier les particules dans la partie centrale.

2.1.4 L'identification par temps de vol (TOF)

– Fonctions

Cet ensemble de détection [73] mesure le temps de vol des particules pour assurer, avec la détermination de leur impulsion, leur identification. Il permet la discrimination entre π , K et protons dont l'impulsion est comprise entre 0,5 et 2,5 GeV/c. Pour ce faire, une résolution temporelle de l'ordre de 100 ps est nécessaire. D'autre part, l'identification événement par événement, permet de mesurer la forme des distributions en p_T et ainsi d'avoir accès à la température de la collision. La mesure des K, comme produit de désintégration, peut également donner accès à la mesure de la résonance ϕ et du charme ouvert.

– Description

Le TOF couvre une surface de 176 m² et le même intervalle de pseudo-rapacité que le système de trajectographie. Compte tenu de cette surface, des détecteurs gazeux ont donc été envisagés afin de minimiser les coûts. Une intense activité de R&D a été effectuée et trois types de détecteurs ont été étudiés et testés :

- Des compteurs Pestov.
- Des PPC ("Paralel Plate Chambers").
- Des MRPC ("Multigap Resistive Plate Chambers").

Ce sont les MRPC qui ont été choisies. Une MRPC est en fait une RPC (cf. Chapitre 4) avec une série de petits espaces (“gaps”) de gaz séparés par des électrodes placées à un potentiel flottant et qui sont transparentes au signal rapide. Le fait d’avoir, au total, une quantité de gaz plus grande que dans une RPC traditionnelle augmente la tenue au flux, condition indispensable pour le TOF pour fonctionner dans ALICE. La très bonne résolution en temps est obtenue grâce aux espaces de gaz très étroits.

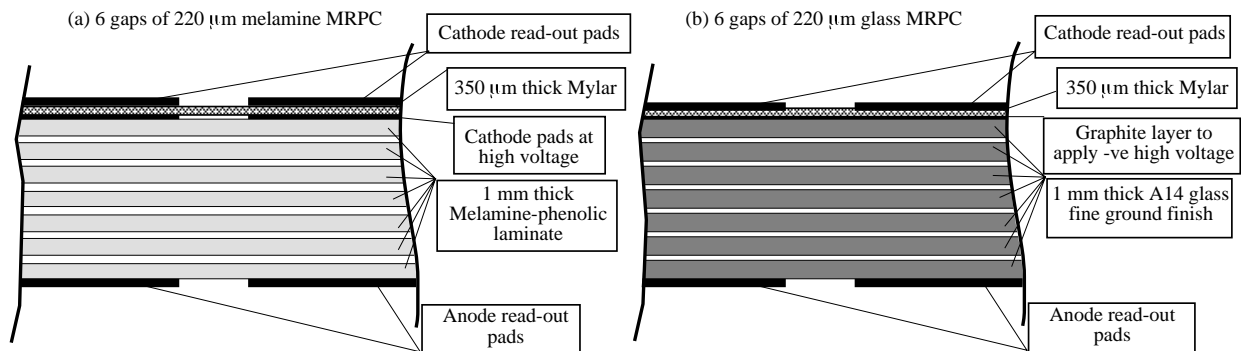


FIG. 2.4 – Schéma de principe d'une MRPC.

Le principe des MRPC testées est représenté sur la figure 2.4. Ces tests réalisés avec une MRPC comportant 16 cellules élémentaires ont montré une résolution temporelle de 62,5 ps et une efficacité de 96% (Fig. 2.5). Dans le système final des modules de $1,22 \times 0,1 \text{ m}^2$ seront construits.

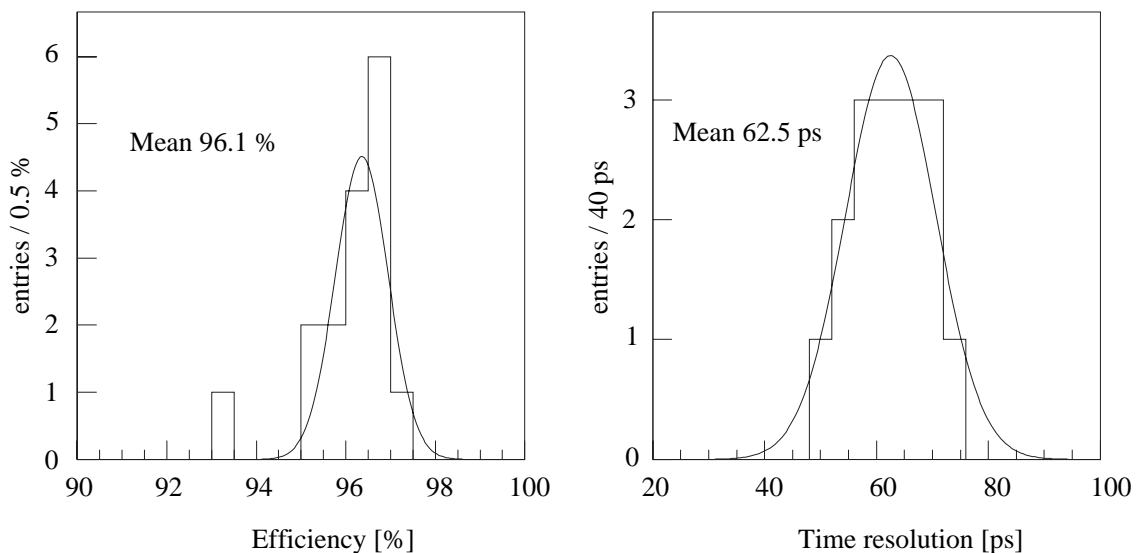


FIG. 2.5 – Résultats obtenus avec une MRPC [73].

2.1.5 L'identification des particules de grande impulsion (HMPID)

– Fonctions

Ce détecteur [74] (Fig. 2.6) doit identifier les particules de grande impulsion transverse ($> 5 \text{ GeV}/c$) associées à la production de “jets”.

– Description

Il couvre une zone limitée de l'espace (10 m^2) et se situe à une distance de 5 m du vertex dans une zone où la densité n'excède pas 100 particules au m^2 .

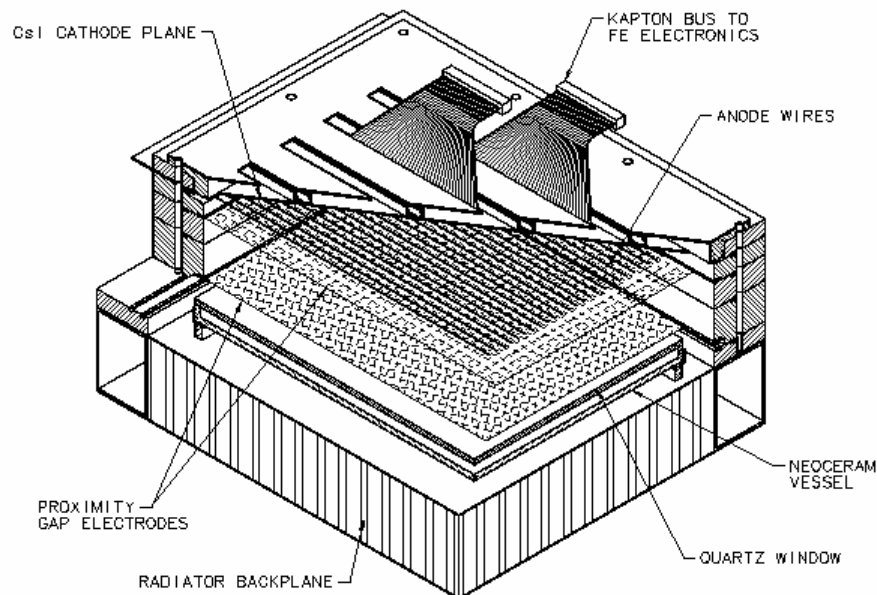


FIG. 2.6 – Vue 3-D du HMPID.

Cet ensemble est constitué de détecteurs RICH (“Ring Imaging CHerenkov”) basés sur la détection des photons du même nom émis par les particules traversant un radiateur composé d’une couche de 10 mm de C_6F_{14} . Ces photons sont détectés par une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC) et convertis par effet photoélectrique sur une photo-cathode segmentée composée d’une couche de CsI. La distance entre les fils d’anode et la photo-cathode est de 2 mm. La géométrie du détecteur permet d’obtenir des anneaux de rayon 10 à 15 cm pour des particules de $\beta = 1$. Le principe de ce détecteur est illustré sur la figure 2.7.

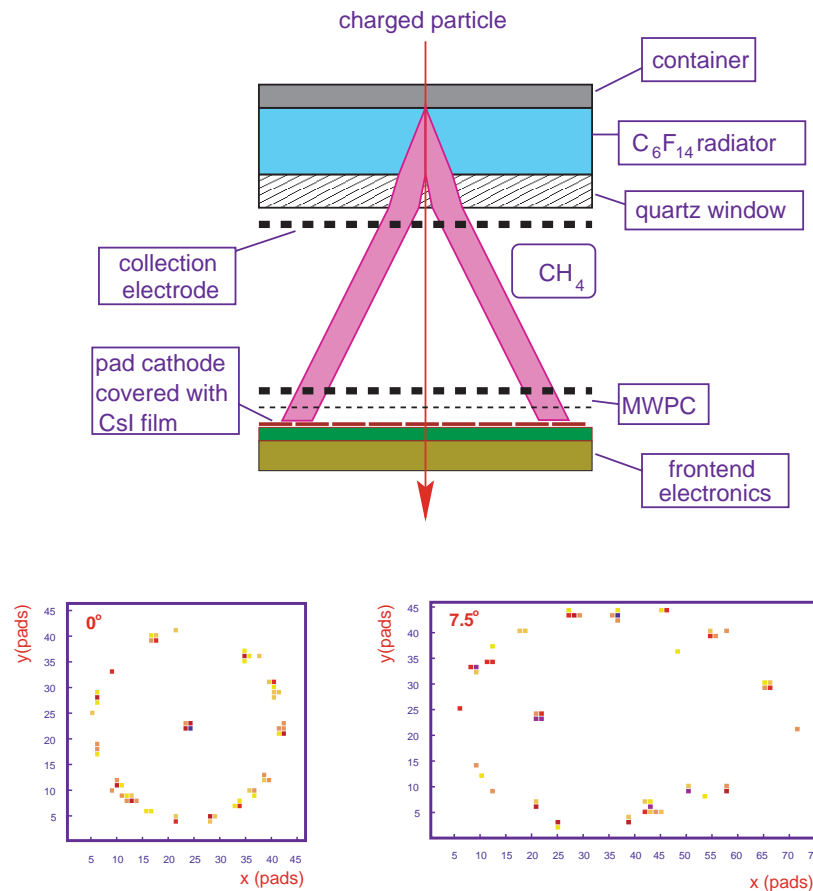


FIG. 2.7 – Schéma de principe du HMPID.

2.1.6 Le détecteur de rayonnement de transition (TRD)

– Fonctions

Ce détecteur [75] a été récemment accepté. Il permet d'améliorer sensiblement les potentialités de la partie centrale de ALICE pour la physique des diélectrons. Il est complémentaire du spectromètre dimuons ce qui permettra de couvrir l'ensemble des signatures liées aux dileptons.

Les points de physique qui ont motivé la construction de ce détecteur sont les suivants :

- L'étude des mésons vecteurs lourds et légers dans un domaine de rapidité sans baryons correspondant au domaine couvert par l'ITS et la TPC.
- L'étude du charme et de la beauté ouverte avec la possibilité de les utiliser comme norme pour la suppression des résonances et corriger la production de J/ψ des contributions dues à la désintégration de la beauté et des annihilations $D\bar{D}$.

Bien qu'aux énergies du LHC le continuum soit dominé par la production de beauté et charme ouverts, un but ambitieux est d'extraire la mesure des dimuons thermiques grâce à la mesure directe des électrons provenant de la désintégration des mésons D et B.

– Description

Le détecteur sera situé entre la TPC et le TOF. Il devra être capable de séparer les électrons des pions au niveau du $\%$. Le choix s'est orienté vers un détecteur de rayonnement de transition. Le principe de fonctionnement, représenté sur la figure 2.8, est le suivant : un rayonnement X de 2 à 30 keV est émis lorsqu'une particule chargée traverse une interface constituée de deux milieux de constante diélectrique différente. Ceci nécessite des facteurs γ de Lorentz supérieur à 1000. L'angle d'émission des photons étant égal à $1/\gamma$, ils sont émis suivant la direction de la particule incidente. Pour les électrons, la superposition de l'ionisation primaire et de celle produite par le rayonnement X sera mesurée tandis que pour les pions, seule l'ionisation primaire est présente. Le rayonnement X est détecté par une Chambre à Expansion Temporelle (TEC) placée derrière un radiateur constitué d'un empilement de couches de plastique à la traversée desquelles il est produit.

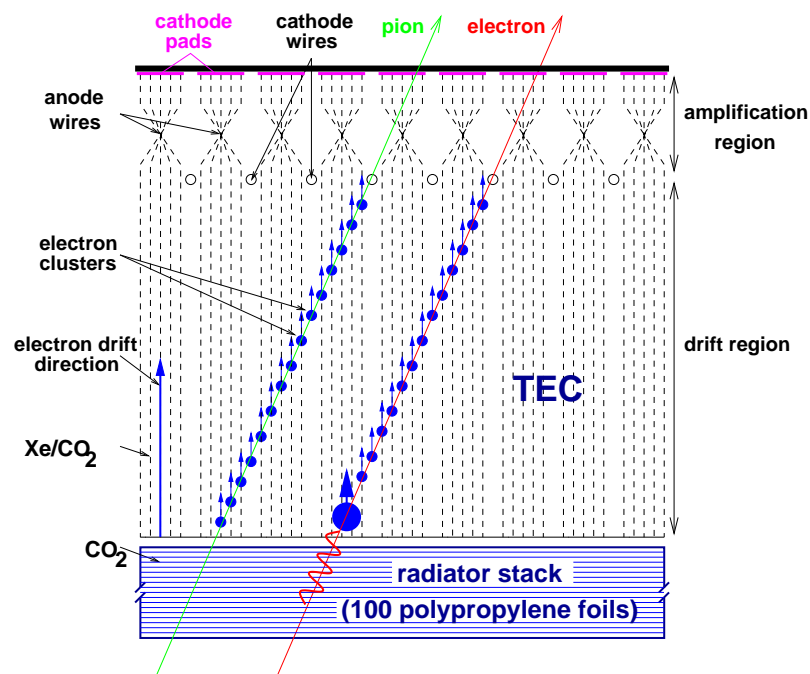


FIG. 2.8 – Schéma de principe du TRD.

– Connexion avec le spectromètre dimuons

Un exemple de complémentarité entre le TRD et le spectromètre dimuons est l'étude des coïncidences (e, μ) permettant d'avoir une mesure directe du $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ corrélés.

2.1.7 Le spectromètre à photons (PHOS)

– Fonctions

Ce calorimètre électromagnétique [76] (Fig. 2.9) doit identifier les photons émis dans la partie centrale. Ce sont, soit des photons directs (signature du plasma) qui représentent 5 à 10% de l'ensemble, soit ceux provenant de la désintégration des η et π^0 . Dans ce dernier cas, la détection des photons de grand p_T provenant de la désintégration des π^0 permettra l'étude du "jet quenching".

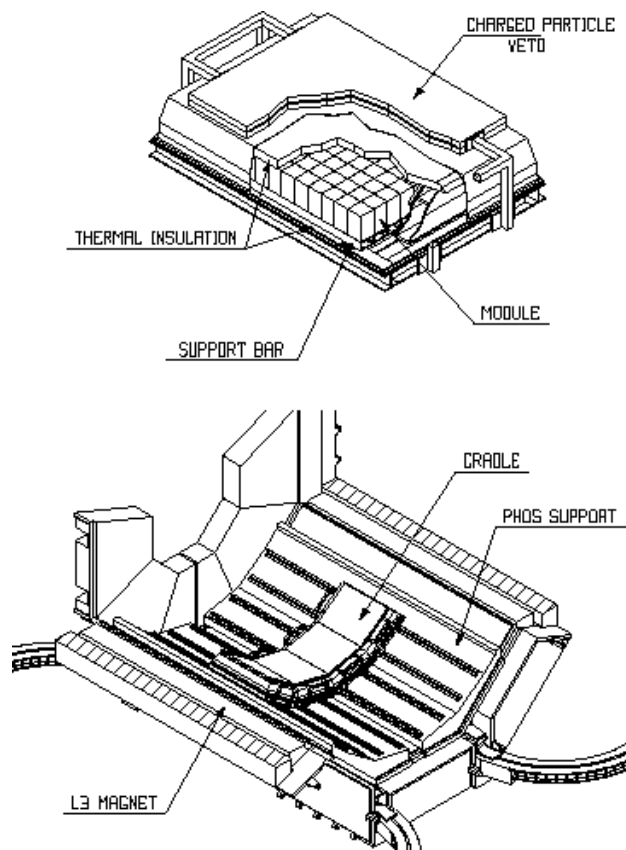


FIG. 2.9 – Schéma descriptif du détecteur PHOS.

– Description

Ce détecteur situé au bas du tonneau a une taille réduite pour des questions de coûts. Il se trouve à 460 cm du point d'interaction et couvre un angle azimutal de 100° et un domaine de pseudo-rapacité compris entre $\pm 0,12$.

Le détecteur de photons est constitué de 17 280 cristaux de PbWO_4 de 20 longueurs de radiation ayant un volume de $2,2 \times 2,2 \times 18 \text{ cm}^3$. Ce nombre de cristaux a été dicté par la granularité à atteindre pour le bon fonctionnement du PHOS.

Il est également prévu d'implanter un détecteur de veto pour éliminer les particules chargées. Actuellement, des chambres de type micromégas ayant une faible longueur de radiation sont étudiées pour réaliser ce détecteur.

2.2 Les détecteurs placés à l'avant

Ces détecteurs ont pour but principal la mesure de la centralité de la réaction qui est un point indispensable et fondamental dans la stratégie de l'expérience ALICE. En effet, beaucoup de signatures sont supposées présenter un effet de seuil en fonction de la densité d'énergie dans le cas de formation d'un QGP. Ces détecteurs, pour certains, vont également servir de détecteurs d'interaction et pourront, en participant au "trigger", permettre d'éliminer une grande partie du bruit de fond. Ce sont :

- Les ZDC ("Zero degree Calorimeter") placés très loin du point d'interaction.
- Le PMD ("Photon Multiplicity Detector").
- Le FMD ("Forward Multiplicity Detector").
- Le T0 placé près du point d'interaction.
- Le détecteur CASTOR ("Centauro And Strange Object Research").

2.2.1 Les calorimètres à zéro degré (ZDC)

– Fonctions

Les calorimètres à zéro degré [77] ont pour but de mesurer la centralité de la réaction en détectant les fragments spectateurs émis à petit angle. Il est également envisagé de se servir des ZDC pour mesurer la luminosité via la dissociation électromagnétique du plomb.

– Description

Ces calorimètres sont situés de part et d'autre du point d'interaction à une centaine de mètres de celui-ci. La technique de détection est basée sur des fibres de quartz résistantes aux radiations et incluses dans un matériau absorbant.

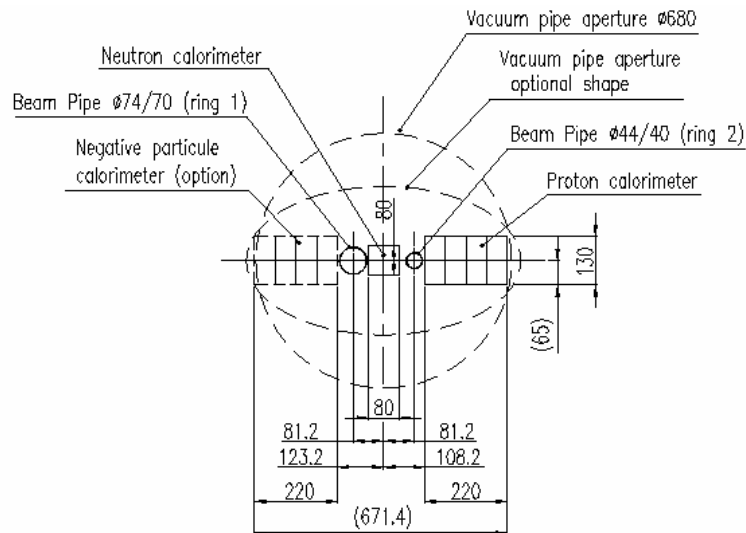


FIG. 2.10 – Localisation et disposition des différents calorimètres constituant le ZDC.

Deux calorimètres sont prévus dans ALICE, un pour les neutrons et un autre pour les protons. Ils diffèrent par leur volume, par les matériaux absorbants et par le diamètre des fibres de quartz. Une option de calorimètre électromagnétique placé devant le calorimètre à neutrons est à l'étude. Le signal est directement recueilli par les fibres qui sont groupées en torons reliés chacun à un photo-multiplicateur. Ceci permet la segmentation des calorimètres en quatre secteurs.

Les caractéristiques de ces deux calorimètres sont données dans le tableau 2.3 et leur implantation est schématisée sur la figure 2.10.

	ZDC (n)	ZDC (p)
Position (m)	116,13	115,63
Volume (cm ³)	7×7×100	20,8×12×150
N ^{bre} de secteurs	4	4
Diamètres fibres (μm)	365	550
Absorbant	Tantale	Laiton
N ^{bre} de λ _i	8,5	8,5
Volume : Fibre/Absorbant	1/22	1/65
Résolution à 2,7 TeV (%)	10,5	10,3

TAB. 2.3 – Caractéristiques du ZDC.

2.2.2 Le détecteur de multiplicité de photons (PMD)

– Fonctions

Le PMD [78] doit à partir des gerbes électromagnétiques donner des informations sur l'énergie transverse. Il peut également avoir un rôle dans la physique événement par événement et dans la détermination du "flow".

– Description

Ce détecteur situé en face du bras dimuons couvre la zone de pseudo-rapidité comprise entre 1,8 et 2,6. Son principe, schématisé sur la figure 2.11, consiste à faire interagir les photons dans un convertisseur et à détecter les gerbes ainsi produites. Les hadrons, quant à eux au minimum d'ionisation, ne toucheront qu'une seule cellule du détecteur et seront rejetés par un second détecteur mis en veto.

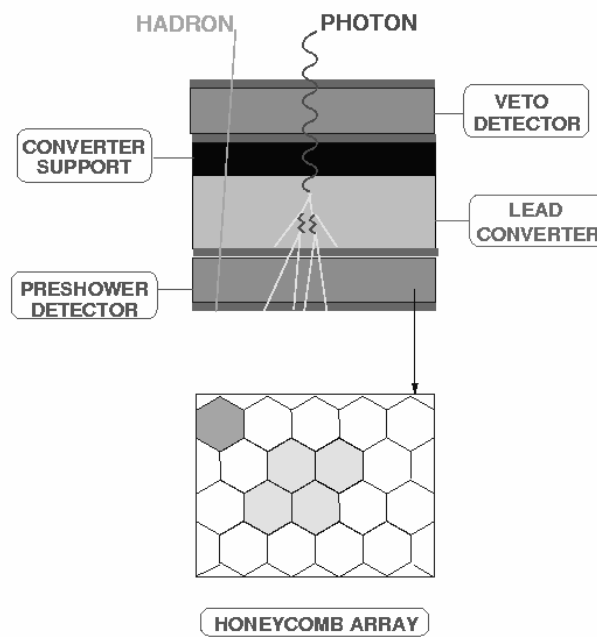


FIG. 2.11 – Schéma de principe de fonctionnement du PMD.

Les détecteurs sont des chambres proportionnelles à structure en nid d'abeille comportant $2 \cdot 10^5$ cellules de 1 cm^2 . Le PMD sera capable de mesurer l'énergie neutre transverse produite dans la collision et donc de participer également à une mesure de la centralité. Il doit également permettre de déterminer le plan de réaction et d'avoir accès au rapport N_γ / N_{ch} .

– Connexion avec le spectromètre dimuons

Ce détecteur est intéressant pour le bras dimuons dans la mesure où nous pourrions étudier une corrélation entre la suppression des résonances et le plan de réaction de la collision.

2.2.3 Le FMD

– Fonctions

Le rôle de ce détecteur est de mesurer la distribution $dN/d\eta$ de multiplicité des particules chargées et de pouvoir ainsi donner une information rapide sur la centralité de la collision. En utilisant la différence de temps de vol entre les parties droite et gauche, il doit également permettre de décider si l'interaction provient bien du vertex et ainsi réduire le bruit de fond.

– Description

Le détecteur est placé de part et d'autre du point d'interaction, autour du tube de faisceau, et couvre une zone de pseudo-rapidité comprise entre 1,9 et 4,6.

Une très bonne résolution en temps est nécessaire pour pouvoir donner l'information de temps zéro notamment pour le système d'identification par temps de vol. De plus, le matériau constituant le détecteur doit être très résistant aux radiations étant donné son emplacement près du point d'interaction.

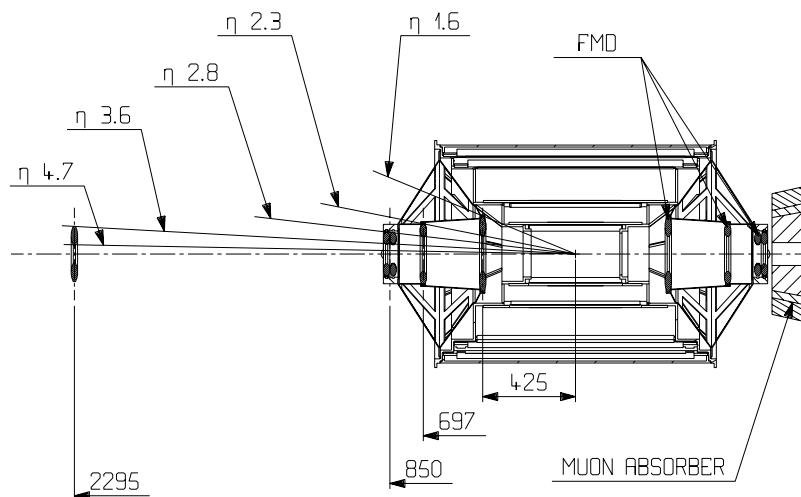


FIG. 2.12 – Localisation des FMD.

Des détecteurs MCP (“Micro Chanel Plate”) semblent remplir ces spécifications. De bonnes résolutions en temps (de l’ordre de 50 ps) peuvent être obtenues et des cellules de

6 à 12 mm de diamètre permettent d'accepter d'importantes radiations. Composés de trois couches de verre au plomb, ces secteurs de MCP seront montés à l'intérieur des demi-disques situés de part et d'autre du vertex (Fig. 2.12).

2.2.4 Le détecteur T0

– Fonctions

Ce détecteur [79] a pour rôle de donner très précisément le temps zéro de la collision notamment pour le système de temps de vol (TOF). Il pourra également fournir une information sur la centralité de la collision.

– Description

Ce détecteur est placé de part et d'autre du point d'interaction et couvre une zone de pseudo-rapidité comprise entre 2,6 et 3,3. Un schéma de l'implantation de ce détecteur est donné sur la figure 2.13.

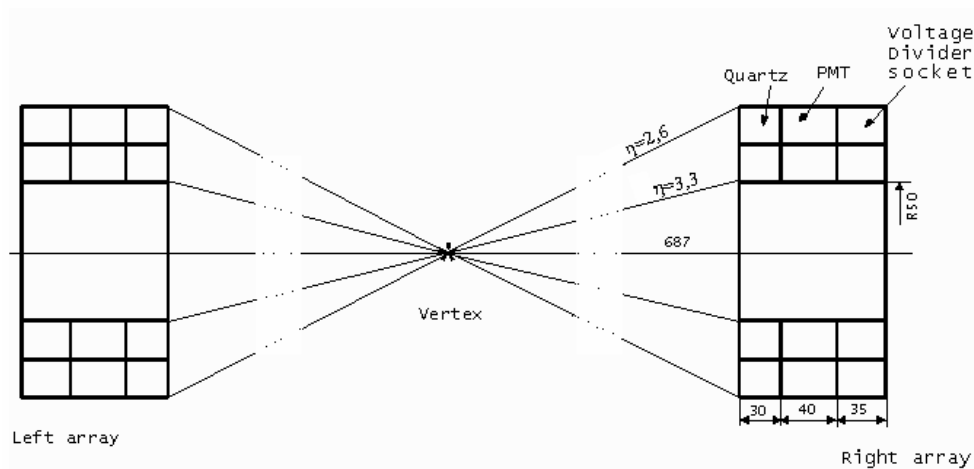


FIG. 2.13 – Localisation du T0.

Chaque partie est constituée de détecteurs “Cherenkov” à radiateur de quartz équipés chacun d’un photo-multiplicateur de type “Hamamatsu”. De tels ensembles ont été testés et fournissent une résolution temporelle de l’ordre de 50 ps avec une bonne efficacité même en collisions proton-proton. L’utilisation simultanée des deux parties du détecteur permet d’améliorer la résolution (40 ps) en tenant compte de la correction sur la fluctuation du vertex.

2.2.5 Le détecteur CASTOR (“Centauro And STRange Object Research”)

– Fonctions

Ce détecteur est dédié à la mesure des hadrons, des photons et des objets profondément pénétrant dans la partie très avant de l’expérience ALICE. Il a été optimisé pour la détection des “Centauro” et des objets “étranges” susceptibles d’être formés dans cette région de fragmentation où règne une forte densité baryonique.

– Description

Ce détecteur (Fig. 2.14) couvre le domaine de pseudo-rapacité $5,6 < \eta < 7,2$.

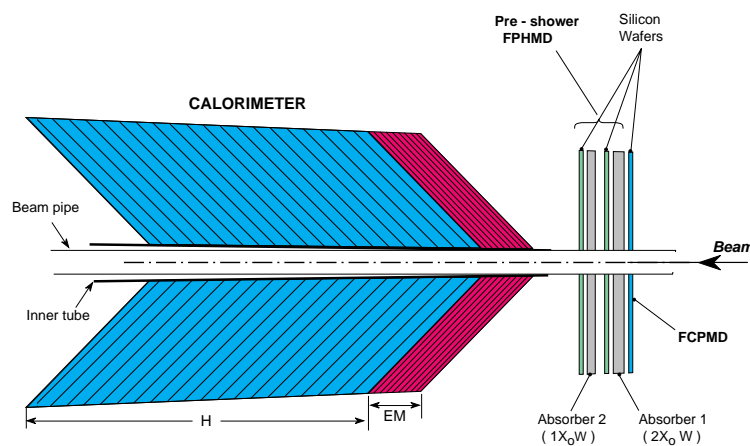


FIG. 2.14 – Schéma du détecteur CASTOR [80].

Il est constitué d’un détecteur de multiplicité de particules chargées composé de “pads” de silicium suivi d’un détecteur de multiplicité de photons et d’un calorimètre segmenté longitudinalement comprenant une partie électromagnétique et une partie hadronique. Les détecteurs de multiplicité annulaires ont un rayon externe de 129 mm et un rayon interne de 26 mm. Ils entourent le tube de faisceau. Le calorimètre, de type “Cherenkov”, est constitué de couches actives interposées entre des plans d’absorbeur en tungstène. Il est composé de 8 octants chacun divisés en 80 couches. Les 8 premières ($\simeq 14,7 X_0$, $\simeq 0,53 \lambda_I$) forment la partie électromagnétique et les 72 restantes ($\simeq 9,47 \lambda_I$) forment la partie hadronique [80].

Chapitre 3

Le spectromètre dimuons

3.1 Introduction

Le spectromètre dimuons a été ajouté à la demande du LHCC (“Large Hadron Collider Committee”) pour compléter la partie centrale de ALICE et permettre l’étude des résonances de quarks lourds dans leur désintégration en voie muonique [69, 70]. La suppression des quarkonia est, comme nous l’avons vu dans les chapitres précédents, une des signatures les plus prometteuses pour la mise en évidence du QGP. L’accès à cette signature, via la famille du Upsilon, constitue une motivation importante pour la construction de ce spectromètre. Sa conception doit permettre :

- De pouvoir séparer les résonances dans les familles du J/ψ et du Υ (résolution inférieure ou égale à $100 \text{ MeV}/c^2$ pour une masse de $10 \text{ GeV}/c^2$).
- D’avoir une grande acceptance jusqu’aux basses impulsions transverses.
- De fonctionner en collisions proton-proton et proton-noyau afin d’avoir des références sur les sections efficaces de production, ainsi qu’avec plusieurs systèmes d’ions afin de faire varier la densité d’énergie.
- D’enregistrer conjointement les détecteurs de centralité afin de pouvoir étudier les suppressions en fonction de la densité d’énergie.
- D’optimiser le taux de déclenchement afin de pouvoir enregistrer un maximum d’événements en coïncidence avec la partie centrale pour corrélérer la signature de la formation du QGP donnée par la suppression des résonances avec les autres.

Il s’agit d’un spectromètre à muons du même type que celui de l’expérience NA50. Contrairement aux expériences en cible fixe, le tube de faisceau doit traverser le spectromètre ce qui engendre un bruit de fond important. Les multiplicités de particules étant supérieures d’un ordre de grandeur, les détecteurs ont du être adaptés, notamment le “trigger” qui a du à la

fois disposer d’une segmentation plus importante et être conçu de façon à être au maximum protégé du bruit de fond.

Le spectromètre dimuons (Fig. 3.1) de l’expérience ALICE est donc constitué :

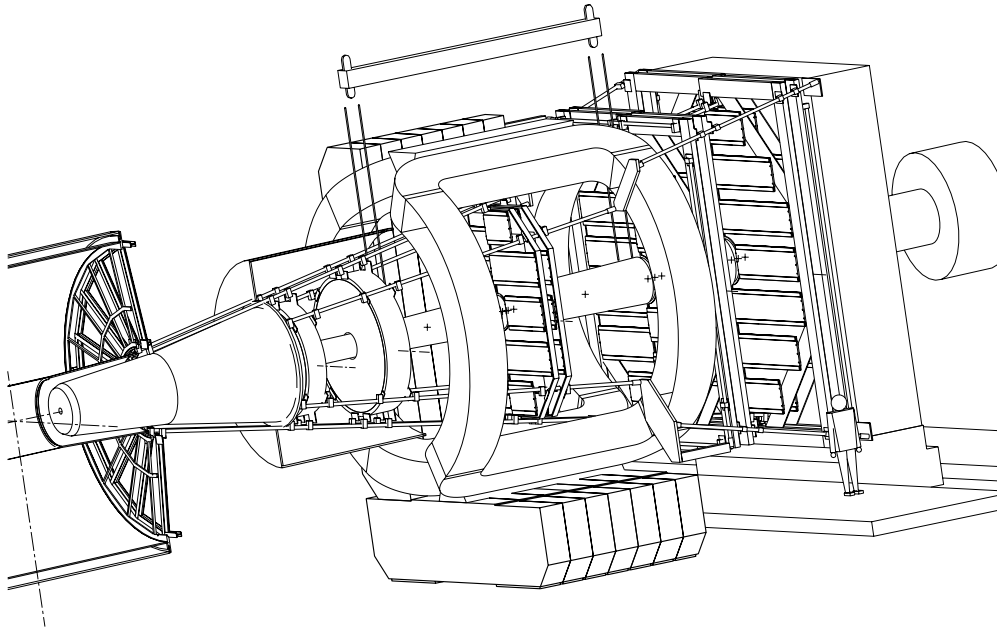


FIG. 3.1 – *Vue latérale du spectromètre dimuons.*

- De plusieurs absorbeurs destinés à réduire le nombre des hadrons et photons en provenance du point d’interaction ainsi que le bruit de fond provenant de l’interaction des particules émises à petit angle avec le tube de faisceau.
- D’un détecteur V0 proposé récemment et destiné à réduire le bruit de fond en collisions proton-proton.
- D’un système de trajectographie réalisé par un ensemble de 5 stations de Chambres à Cathodes Segmentées (CSC) placées avant, à l’intérieur et après un aimant dipolaire de grande ouverture.
- D’un système de déclenchement (“trigger”) constitué de deux stations de Chambres à Plaques Résistives (RPC) placées derrière un filtre à muons passif constitué d’un mur de fer.

Le spectromètre a été conçu de façon à pouvoir travailler avec un taux de bruit de fond incluant un facteur 2 de sécurité par rapport aux 8000 particules par unité de pseudo-rapacité et à $\eta = 0$ prévues par les modèles théoriques. Dans ce paragraphe, nous décrirons brièvement ces différentes parties en insistant plus particulièrement sur la partie “trigger” prise en charge par le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. Nous donnerons par la suite les performances attendues.

3.2 Les absorbeurs

Dans toute expérience avec détection de muons, il faut se préserver au maximum du bruit de fond pouvant atteindre le détecteur. Dans ALICE, trois types d'absorbeur ayant des rôles différents ont été prévus :

- L'absorbeur frontal.
- Le blindage du tube de faisceau.
- Le filtre à muons.

3.2.1 L'absorbeur frontal

Situé dans l'acceptance du spectromètre et le plus près possible du point d'interaction (0,9 m), l'absorbeur frontal (Fig. 3.2) a pour but de faire interagir le plus tôt possible les pions et les kaons qui ont une très forte probabilité de se désintégrer en muon.

La combinaison de tels muons donne lieu à la génération de fausses paires qu'il faut évaluer, afin de les soustraire, pour ne garder que le signal. Le choix des matériaux est fondamental car nous devons à la fois avoir une faible longueur d'interaction λ_I et une grande longueur de radiation X_0 afin de minimiser la diffusion multiple et préserver la résolution. La place des matériaux a également une grande importance. En effet, de façon générale les matériaux les plus lourds doivent être placés loin du point d'interaction.

Cet absorbeur est constitué de carbone et de béton ayant un rapport X_0/λ_I favorable et se termine par des couches de fer et de cuivre. De fines couches de matériaux lourds ont été placées sur sa surface latérale afin de préserver la TPC. Cet absorbeur d'environ 4,2 m de longueur est équivalent à 10 longueurs d'interaction.

3.2.2 Le blindage du tube de faisceau

Un blindage est nécessaire pour protéger l'ensemble des chambres du bruit de fond provenant des interactions des particules de haute énergie, produites à petit angle (essentiellement des pions et des kaons), avec le tube de faisceau. Là aussi, un compromis est obligatoire car de la matière est nécessaire pour réaliser ce blindage mais cette matière est elle-même génératrice de bruit de fond. Des questions de poids et de coût sont également à considérer. Un mélange de tungstène/nickel/cuivre est donc prévu dans les zones les plus exposées tandis que le plomb sera utilisé dans le reste du blindage.

Plusieurs géométries ont été simulées notamment par le groupe ALICE de Clermont-Ferrand [81]. Finalement, la solution choisie est une géométrie dite ouverte (Fig. 3.2) qui minimise les interactions des secondaires le long du spectromètre et les reporte vers le fond

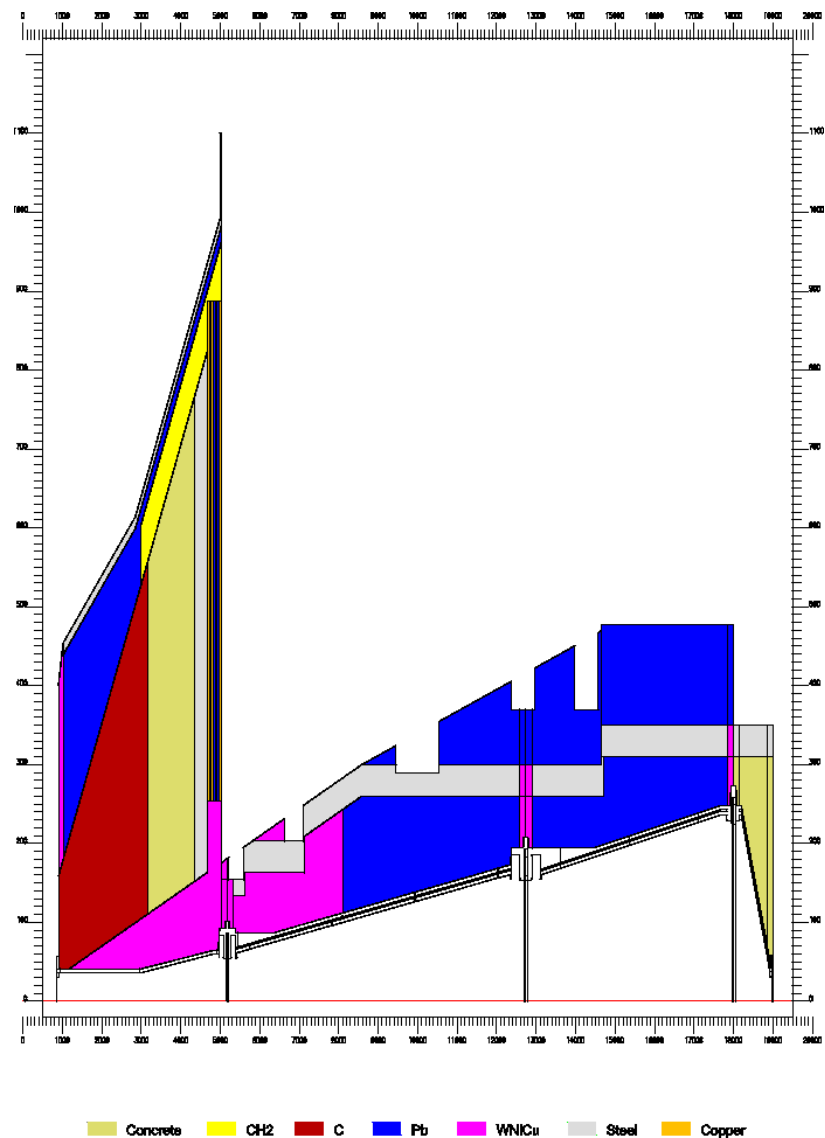


FIG. 3.2 – Absorbeur frontal et géométrie ouverte du blindage du tube à vide.

de la caverne où il est plus facile de concevoir un blindage efficace notamment pour les chambres de “trigger”.

3.2.3 Le filtre à muons

Constitué d’un mur de fer de 1,2 m d’épaisseur et correspondant à 7 longueurs d’interaction, il est destiné à absorber les hadrons ayant franchi le premier absorbeur et ainsi protéger les stations de “trigger”. Des simulations ont été effectuées pour optimiser son épaisseur afin de réaliser un compromis entre le taux de particules et la résolution en p_T du détecteur. Ce mur initialement prévu mobile devait supporter les stations de “trigger” et la dernière station des chambres de trajectographie. Dans la nouvelle version, il est fixe, et l’accrochage

des stations s'effectue sur une autre structure porteuse.

3.2.4 Simulation des absorbeurs

Le nombre d'impacts sur les diverses chambres a été simulé en introduisant un maximum de détails concernant la géométrie et les divers matériaux environnants. Des simulations effectuées avec GEANT [82] et FLUKA [83] sont compatibles avec celles effectuées avec GEANT3 couplé avec C95 (logiciel russe) [84] pour les neutrons de basse énergie. Les résultats de cette dernière simulation [85], effectués avec $dN/dy = 6000$ dans la région centrale et incluant de plus le facteur 2 de sécurité, sont regroupés dans le tableau 3.1. D'autre part, il a été montré qu'un défaut d'alignement du tube de faisceau augmente ce bruit de fond de l'ordre de 10%.

Station	N^{bre} total d'impacts	Chargés	Gamma	Neutrons	Neutrons basse énergie	Densité max. ($10^{-2}p/cm^2$)
1	480	460	20	2	14	5,2
2	500	480	22	3	24	3,1
3	310	280	29	9	61	0,56
4	340	260	60	22	100	0,56
5	380	300	56	18	100	0,40
6 (Trig.)	45	44	3	0,06	3	0,16
7 (Trig.)	65	62	3	0,02	2	0,14

TAB. 3.1 – Nombre d'impacts sur les diverses stations du spectromètre dimuons pour une collision centrale Pb-Pb (simulation GEANT+C95).

3.3 Le détecteur V0

Ce détecteur [85], récemment proposé, est destiné, grâce à une mesure de multiplicité, à réduire le bruit de fond lorsque ALICE fonctionnera en collisions proton-proton. Il servira également à définir des classes d'événements telles que les événements centraux, semi-centraux ou minimum bias.

– Description

Le détecteur est constitué de deux hodoscopes de scintillateurs situés de part et d'autre du point d'interaction (V0R et V0L). Composé de 48 secteurs, le V0R (Fig. 3.3) couvre la plus grande partie possible de l'acceptance du spectromètre dimuons et sera placé juste devant l'absorbeur frontal. Le V0L doit avoir les plus grandes dimensions possibles et est localisé de l'autre côté du point d'interaction (Fig. 3.4).

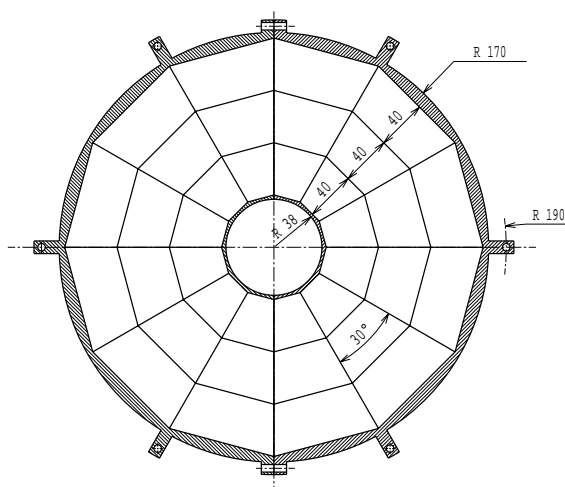


FIG. 3.3 – Vue frontale du V0R avec 48 cellules élémentaires.

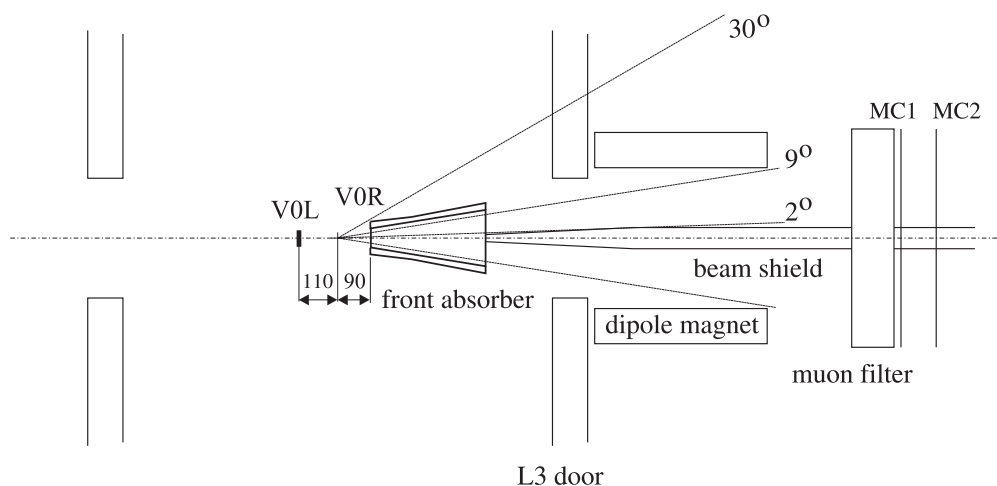


FIG. 3.4 – Localisation des V0R et V0L [86].

Les cellules élémentaires faites de scintillateurs de polystyrène seront lues par des fibres scintillantes WLSF (“Wave Length Shifting Fibers”). Le signal sera alors transporté par des fibres optiques jusqu’à un photo-multiplicateur situé hors acceptance.

– Fonction

En mode proton-proton, compte tenu de la luminosité importante ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) nécessaire pour les autres expériences et compte tenu de la défocalisation du faisceau, un bruit de fond très important, provenant des interactions faisceau-gaz, sera présent dans la zone expérimentale. Les chambres du “trigger” dimuons couvrant une grande surface seront sensibles à ce bruit, et un taux important de faux “trigger” est attendu. Une grande majorité de ces traces ne venant pas du point d’interaction, le principe du V0 est basé sur la détection des traces en provenance du vertex. La mesure des multiplicités 0, 1 et ≥ 2 peut réduire consi-

dérablement le bruit de fond et permettre de travailler sans coupure en p_T (minimum bias). Ainsi, les événements détectés par le V0R dont la multiplicité est égale à 0 seront rejetés en ligne tandis que ceux dont la multiplicité est égale à 1 seront rejetés hors ligne. De plus, une coupure hors ligne sur une multiplicité égale ou supérieure à 2 mesurée par le V0R, et l'utilisation simultanée du V0L permettra de supprimer totalement le bruit de fond grâce à la détermination du vertex par une mesure de différence de temps. De ce fait, près de 100% des faux "trigger" seront rejetés.

D'autre part, un partage du signal, associé à un réglage des gains, pourra permettre de travailler sur une grande dynamique et d'utiliser ce détecteur en mode ion-ion pour estimer la multiplicité afin d'accéder à la centralité de la réaction.

3.4 La trajectographie

3.4.1 Le dipôle

C'est un aimant chaud d'ouverture comprise entre 2° et 9° de 5 m de long et d'un poids de 820 tonnes. Le champ magnétique est de 0,7 T au centre du dipôle, son intégrale étant de 3 Tm. Il sera parcouru par un courant de 6 kA et dissipera une puissance de 3,5 MW. Un profil du champ tenant compte de la présence de l'aimant L3 est donné sur la figure 3.5. Ses caractéristiques sont contraintes par les exigences physiques sur la résolution en masse (≤ 100 MeV/c² pour séparer le Υ de ses états excités). La déviation des particules se fait dans le plan vertical (axe Y).

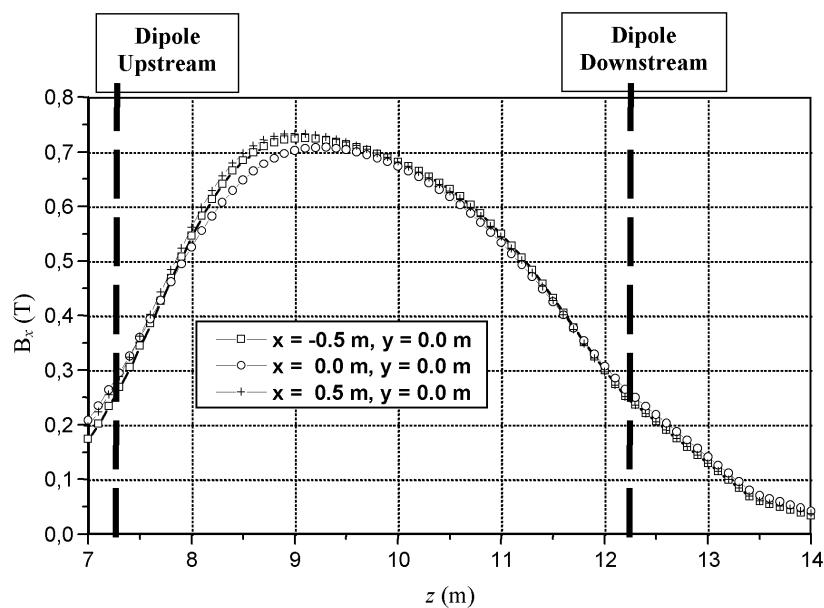


FIG. 3.5 – Profil du champ magnétique du dipôle.

3.4.2 Les chambres à cathode segmentées

Le système de trajectographie se compose de 5 stations comprenant chacune 2 plans de chambres. Deux stations sont situées avant le dipôle, deux autres après et une se trouve à l'intérieur. La surface totale des chambres avoisine les 100 m^2 . Les stations avant l'aimant ont une granularité permettant d'accepter des flux de l'ordre de quelques $10^{-2} \text{ impacts/cm}^2$. Celles situées après l'aimant et à l'intérieur de l'aimant adoptent désormais la même technologie.

La quantité de matière est une contrainte majeure, elle ne doit pas excéder 2-3% de longueur de radiation par plan. Toutes les chambres sont de type cathode segmentée en "pads" (CPC) mais avec des formes et matériaux différents suivant leur implantation. Les deux premières stations, de taille plus réduite, ne comportent que des matériaux légers et sont constituées de 4 quadrants. Pour les stations 3, 4 et 5 de plus grande taille, une technologie basée sur des lattes a été adoptée. Un schéma d'une chambre à "pads" est représenté sur la figure 3.6.

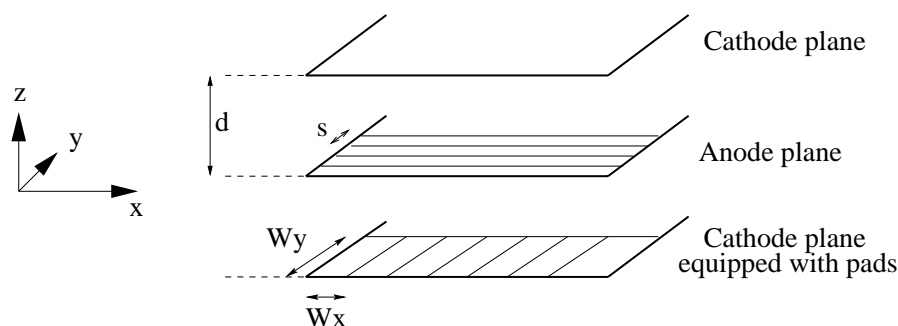


FIG. 3.6 – Schéma descriptif des CPC.

Le fil d'anode sert ici à créer l'amplification par phénomène d'avalanche. C'est à partir des distributions de charge induites sur les cathodes segmentées que l'on peut, grâce à des méthodes de reconstruction telle que celle du centre de gravité ou celle de Mathieson, extraire avec précision la position des impacts.

Les paramètres qui gouvernent le fonctionnement de ce type de chambre sont la distance anode-cathode (d), le pas entre les fils (s), leur diamètre et enfin la taille des "pads" variable suivant la distance à l'axe. Cette taille varie de $4 \times 6 \text{ mm}^2$ pour les plus petits "pads" à $7,5 \times 20 \text{ mm}^2$ ou $5 \times 30 \text{ mm}^2$ pour les plus grands. Les stations 1 et 2 seront équipées de plus de 224 000 canaux d'électronique basée sur des circuits de type GASSIPLEX. Les stations 3, 4 et 5 sont segmentées en lattes de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ équipées de "pads" allant de $2,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ à $10 \times 0,7 \text{ cm}^2$. Ceci représente environ 640 000 canaux. Tous ces paramètres ainsi que le gaz ont été optimisés compte tenu des flux attendus et le mélange choisi est $\text{Ar}(80\%)/\text{CO}_2(20\%)$.

La résolution et l'efficacité sont les deux critères fondamentaux pour ces chambres de

trajectographie. Les résultats obtenus au cours de divers tests sont, pour le premier type de chambre de 92 à 93% d'efficacité et $70 \mu\text{m}$ de résolution spatiale. Une efficacité du même ordre et une résolution de $80 \mu\text{m}$ sont obtenues avec les chambres à lattes. Ces valeurs remplissent les critères fixés afin d'accéder à une résolution en masse satisfaisante.

3.5 Le système de “trigger”

Nous résumons rapidement l'étude réalisée au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand [87].

3.5.1 Principe et rôle du “trigger”

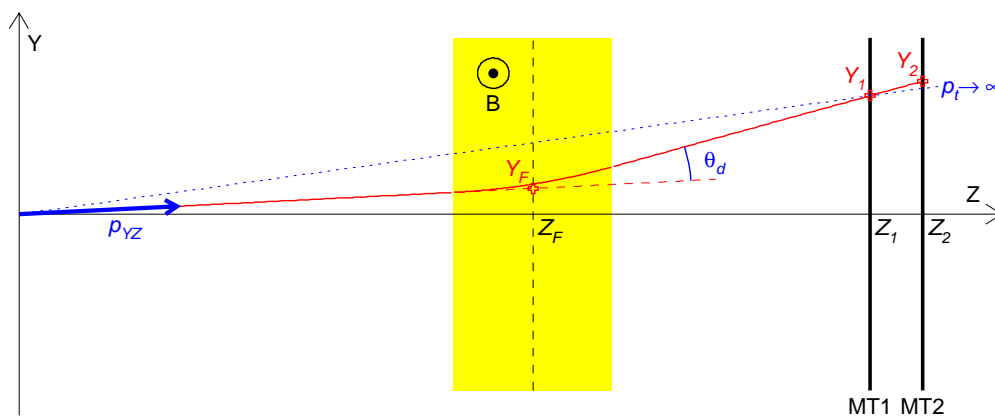


FIG. 3.7 – Schéma de principe du système de “trigger” du bras dimuons [70].

La figure 3.7 représente le principe du déclencheur du bras dimuons. Une trace issue du point d'interaction subit une déviation par l'aimant dipolaire. Elle touche la première station à la coordonnée Y_1 (dans le plan de déviation). A partir de chaque coordonnée Y_1 , des routes de largeur prédéterminée sont ouvertes sur la station 2 permettant ainsi d'accepter des traces dans une certaine gamme en p_T . L'impulsion transverse est déterminée ainsi :

Le moment de la particule dans le plan de déviation est donné par :

$$p_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right| \quad (3.1)$$

où q est la charge de la particule, B le champ magnétique et L la longueur du dipôle.

L'angle de déviation θ_d est obtenu par :

$$\theta_d = \frac{1}{Z_F} \left(\frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1} \right) \quad (3.2)$$

où Z_F est la coordonnée au milieu du dipôle.

La particule croise le plan de déviation aux coordonnées suivantes :

$$X_F = X_1 \times \frac{Z_F}{Z_1} \quad (3.3)$$

$$Y_F = Y_2 - \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1} (Z_2 - Z_F)$$

L'impulsion transverse étant finalement :

$$p_T = p \times \frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F} \approx p_{YZ} \times \frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F} \quad (3.4)$$

Dans le plan X de non déviation, nous imposons que la trace pointe sur le vertex. Les routes ainsi choisies sont définies préalablement par simulation et chargées dans des mémoires de type "Look Up Table" (LUT) dans les cartes de l'électronique de "trigger".

Le "trigger" doit sélectionner les événements intéressants dans lesquels un dimuons est détecté dans l'acceptance du spectromètre. Il doit être capable de discriminer des dimuons de signes opposés ("unlike-sign") qui proviennent, des signaux physiques (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' et Υ'') mais également du bruit de fond combinatoire. Il doit également permettre l'acquisition des dimuons de même signe ("like-sign") nécessaires à l'étude du bruit de fond combinatoire (cf. Chapitre 5).

En ce qui concerne la réduction du bruit de fond, les muons issus de la désintégration des résonances étudiées ont un p_T relativement élevé par rapport aux muons issus des pions et kaons. Ainsi, c'est grâce à une coupure en p_T que l'on va éliminer une grande partie du bruit de fond tout en conservant une efficacité maximale de détection des résonances. Un signal de "trigger" sera notamment délivré lorsque deux muons de signes opposés seront détectés au dessus d'un certain seuil. Afin de favoriser les plus hauts p_T associés à la détection du Upsilon, deux seuils en impulsion transverse, appliqués sur les muons simples, seront considérés :

- $p_T > 1$ GeV/c (détection du J/ψ et du Υ).
- $p_T > 2$ GeV/c (famille Υ).

3.5.2 Description et performances du “trigger”

Le détecteur est constitué de 2 stations (Fig. 3.8) comportant chacune 2 plans de Chambres à Plaques Résistives (RPC) dont le fonctionnement et les performances seront décrits en détail dans le chapitre 4. Ces stations respectivement situées à 16 et 17 m du point d’interaction, sont constituées de 4×18 RPC de taille de l’ordre de $0,7 \times 3 \text{ m}^2$, chaque plan couvrant une surface d’environ $6 \times 6 \text{ m}^2$.

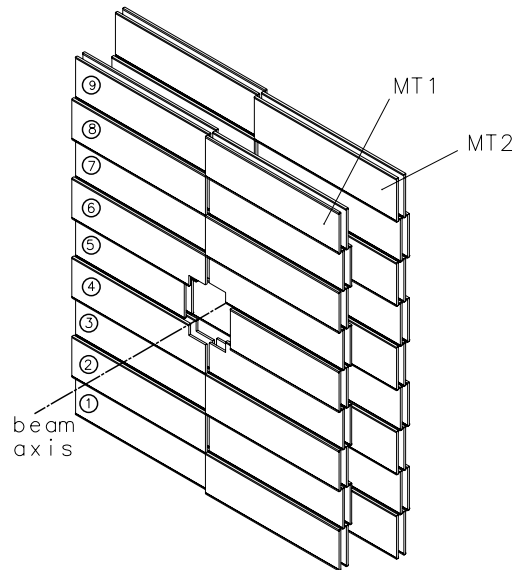


FIG. 3.8 – Structure du “trigger”.

		N ^{bre} de strips de 1 cm	N ^{bre} de strips de 2 cm	N ^{bre} de strips de 4 cm
RPC 5	Plan X	128	96	16
“	Plan Y	-	56	24
RPC 4-6	Plan X	176	96	16
“	Plan Y	-	80	24
RPC 3-7	Plan X	-	192	16
“	Plan Y	-	80	24
RPC 2-8	Plan X	-	192	16
“	Plan Y	-	-	64
RPC 1- 9	Plan X	-	-	112
“	Plan Y	-	-	64

TAB. 3.2 – Caractéristiques de la segmentation du “trigger” dimuons. La figure 3.8 explicite la numérotation des chambres.

Chaque plan de RPC est lu de part et d’autre à l’aide de plans de lectures constitués de bandes (strips) horizontales et verticales dont la largeur varie suivant la distance à l’axe.

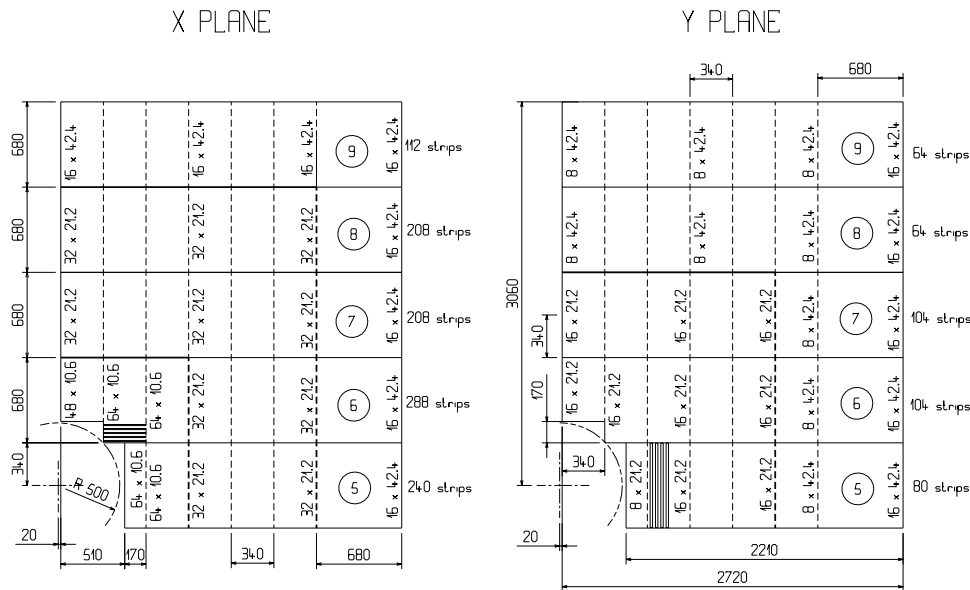


FIG. 3.9 – Description d'un quart de plan de lecture X (à gauche) et Y (à droite). Les chambres RPC sont représentées en traits continus. Les traits verticaux pointillés correspondent aux segmentations des plans de lecture.

La figure 3.9 représente le quart de plan de la station MT1 correspondant aux coordonnées X et Y. Les parties les plus internes sont constituées de strips de 10,6 mm de largeur, puis de strips de 21,2 mm et enfin de strips de 42,4 mm pour les zones les plus éloignées du faisceau. Le tableau 3.2 regroupe les principales caractéristiques correspondant à la segmentation choisie.

Cela conduit au total à 14976 strips horizontaux et 6016 strips verticaux soit à environ 21000 voies d'électronique pour l'ensemble du détecteur.

Cette segmentation a été adoptée suite à une optimisation qui a pris en compte le flux attendu en muons et en bruit de fond affecté d'un facteur de sécurité.

Nos spécifications ont été les suivantes :

- Efficacité de rejet du bruit de fond de 80%.
- Efficacité de détection du J/ψ de 76% et de 98% pour le Υ à $p_T = 1 \text{ GeV}/c$.
- Taux maximum de déclenchements de 1 kHz et de 100 Hz pour les coupures en p_T égales à 1 GeV/c et à 2 GeV/c.

Les ingrédients de la simulation et les résultats correspondants sont regroupés dans les tableaux 3.3 et 3.4.

	L ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Taux simple (Hz/cm ²)	μ (π et K)	μ (charme)	Bruit de fond par plan	Taux (Hz)	
						$p_T = 1$ GeV/c	$p_T = 2$ GeV/c
Pb-Pb	10^{27}	3	8,5	1,5	15	650	90
Ca-Ca	10^{29}	40	1,6	0,18	3	780	60
p-p	10^{31}	10	0,022	0,023	0,038	<10	

TAB. 3.3 – Composantes du bruit de fond incluses dans les simulations et taux de “trigger” correspondants.

	$p_T = 1 \text{ GeV}/c$	$p_T = 2 \text{ GeV}/c$
π et K	88% (rej.)	98% (rej.)
Charme	77% (rej.)	96% (rej.)
Beauté	-	74% (rej.)
J/ψ	76% (dét.)	-
Υ	98% (dét.)	90% (dét.)

TAB. 3.4 – Efficacités de rejet de bruit de fond et de détection de signal en fonction de la coupure en p_T sur les muons simples.

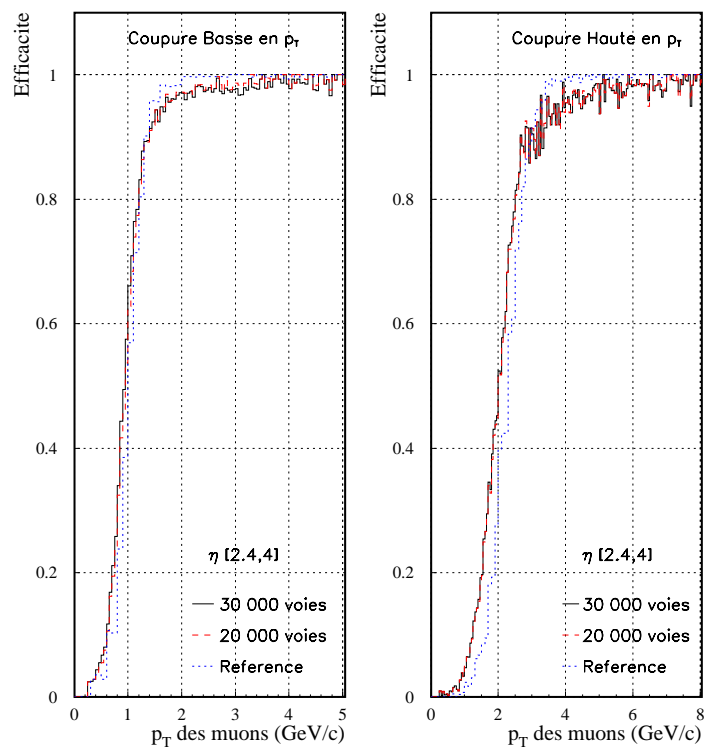


FIG. 3.10 – Efficacité de détection du “trigger” en fonction de p_T et pour les deux seuils en p_T [87].

La coupure en p_T n'est évidemment pas une coupure nette. La forme de l'efficacité de ces coupures est donnée sur la figure 3.10 en fonction de p_T pour les deux seuils. La courbe en traits hachurés correspond à la segmentation 21000 voies précédemment décrite, celle en traits pleins correspond à une segmentation envisagée auparavant tandis que celle en traits pointillés correspond à un détecteur parfait. La courbe correspondant à la segmentation 21000 voies a été paramétrisée et sera introduite dans le programme de génération des spectres de masse invariante (cf. Chapitre 5).

3.5.3 L'électronique de "trigger"

3.5.3.1 Le processeur central de "trigger"

Le "trigger" du bras dimuons participe au niveau zéro (niveau amont) du système général de déclenchement de l'expérience ALICE. Ce système est organisé en trois niveaux L0, L1 et L2 ayant chacun un temps fixe et prenant en compte les signaux issus des différents détecteurs. En plus des "trigger" physiques, le processeur central de "trigger" (CTP) gère les "trigger" de calibration et les interfaces entre détecteurs et le système d'acquisition.

Le déclencheur devant aussi bien fonctionner en collisions d'ions qu'en collisions de protons, une décision doit être prise toutes les 25 ns. En effet, le croisement des paquets de protons dans le LHC s'effectuera à une fréquence de 40 MHz soit toutes les 25 ns. Le temps d'élaboration de cette décision doit permettre d'avoir un déclenchement du "trigger" de niveau 0 accessible en $1,2 \mu s$ pour les autres détecteurs de ALICE. De ce fait, et compte tenu du temps de formation de la décision de niveau 0 et des temps de transit dans les câbles, la décision au niveau du "trigger" du spectromètre dimuons doit être prise en environ 800 ns. Nous avons donc pour ces raisons, choisi une électronique en mode "pipe line". Au niveau zéro, outre le bras dimuons, interviennent les détecteurs validant l'interaction tels que les FMD, V0 et T0.

Le niveau 1, auquel participe la majorité des détecteurs, et notamment les détecteurs de centralité, va autoriser la lecture de l'événement et lui affecter un numéro d'orbite permettant de reconstruire l'événement global à partir de chaque composante des sous-détecteurs. Il est délivré en un temps fixe de $5,5 \mu s$ par le CTP.

Le niveau 2 regroupe les informations de la TPC ainsi que les réponses d'algorithmes plus élaborés des sous-détecteurs participant aux niveaux 0 et 1. Il est délivré en $80 \mu s$ et va autoriser la transmission des événements sélectionnés au système d'acquisition qui doit reconstruire l'événement total et le stocker.

Plusieurs "trigger" pourront être actifs en même temps et, compte tenu des différents taux de comptage vus par chaque détecteur, nous pourrions par exemple acquérir des événements "dimuons" avec ou sans la TPC ou également privilégier les événements TPC détectés par le

bras dimuons comme ayant une grande impulsion transverse. D'autre part, il est important que les événements issus du spectromètre dimuons soient stockés avec les informations des détecteurs de centralité et de vertex pour pouvoir étudier la physique liée à la suppression des résonances.

3.5.3.2 Les niveaux local, régional et global

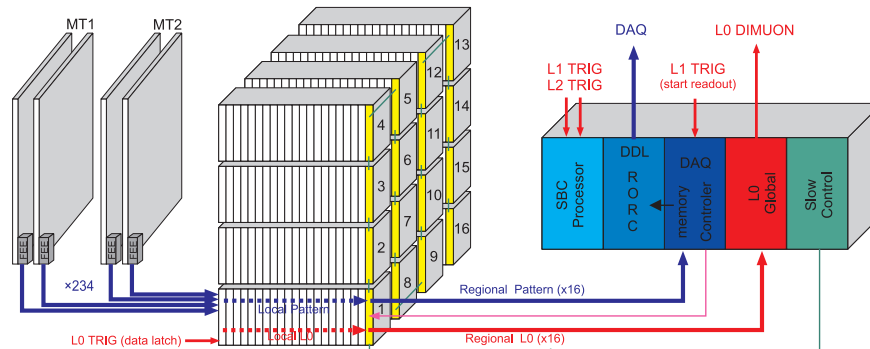


FIG. 3.11 – Schéma général du système de “trigger” du spectromètre dimuons de l’expérience ALICE.

Le schéma général du “trigger” est représenté sur la figure 3.11. Il est constitué de trois niveaux : un niveau local, un niveau régional et un niveau global qui doit transmettre la décision au CTP. Le “trigger” traite l’ensemble des 21000 canaux de lecture en 600 ns de qui laisse un facteur de sécurité suffisant par rapport aux 800 ns demandées par le CTP.

– Le niveau local

Il est constitué de cartes électroniques au format VME 9U développées au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. Les signaux issus du FEE (“Front End Electronics”) (cf. Chapitre 4) sont acheminés par des câbles de 16 paires torsadées sur chaque carte qui reçoit sur sa face d’entrée les signaux des “strips” X et Y en provenance des quatre plans du spectromètre ainsi que ceux provenant des cartes voisines nécessaires à l’algorithme de trigger [70].

Dans le plan de déviation, les étapes suivantes sont effectuées :

- Le “déclustering” permettant de définir le centre du “cluster”.
- L’ouverture de mini-routes entre les deux plans d’une même station et l’ouverture de routes (± 8 “strips”) entre deux stations de “trigger”.
- Une coïncidence de 3 plans sur 4 afin de s’affranchir de l’inefficacité d’un plan.
- Le dernier stade est le calcul de la déviation minimum correspondant à la plus grande impulsion transverse.

Dans le plan de non-déviation, les trois premiers points sont effectués avec l'ouverture d'une route de ± 1 "strip".

A ce stade la coupure en impulsion transverse est réalisée grâce aux "Look Up Table" préalablement programmées. Rappelons que deux coupures en impulsion transverse sont accessibles, l'une où $p_T^{Seuil} = 1$ GeV/c qui correspond à la physique des résonances J/ψ et ψ' , l'autre où $p_T^{Seuil} = 2$ GeV/c et qui concerne les bottomonia (Υ , Υ' et Υ''). Pour chaque seuil en impulsion transverse ($p_T > p_T^{Seuil}$), la carte locale délivre la position X et Y du "strip" touché ainsi que la déviation. Il est important de noter que nous pouvons réutiliser ces informations lors de l'analyse des données, mais aussi, qu'elles peuvent servir à l'élaboration d'un trigger de niveau 3 qui permettrait de réduire considérablement les taux de déclenchement et part la même, le nombre d'événements enregistrés. En outre, ces cartes comporteront des "masques" programmables permettant de tester via un système auxiliaire le bon fonctionnement de l'électronique de "trigger" ainsi que le FEE. Elles intègrent également une mémoire locale permettant d'enregistrer l'image des "strips" touchés et restituer cette information $1,2 \mu s$ plus tard lors de l'arrivée d'un "trigger" de niveau 0 en provenance du CTP.

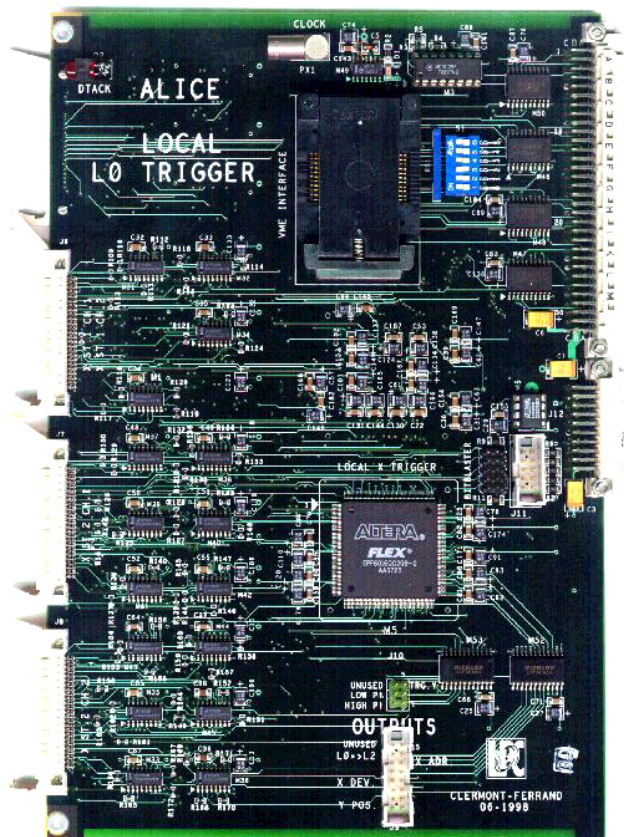


FIG. 3.12 – Vue d'une carte de "trigger" locale avec ces circuits FPGA de marque FLEX ALTERA.

Le traitement des 21000 voies de lecture nécessite 234 cartes incorporées dans 18 chassis

VME. Ceux-ci comporteront un bus J1 standard et des bus spécifiques J2 et J3 développés au Laboratoire de Physique Corpusculaire en partenariat avec SUBATECH. Du point de vue technologique, la majorité des circuits de ces cartes est de type FPGA de marque FLEX ALTERA (Fig. 3.12) ce qui permet la reprogrammation à tout moment de l’algorithme de “trigger” (modification de la largeur des routes, coïncidence 4/4 des plans de station ...).

– Le niveau régional

Les cartes correspondant à la même région du détecteur sont regroupées dans un châssis VME. Dans chaque châssis, une carte de type régional centralise les informations délivrées par les cartes locales et fournit un signal de “trigger” intermédiaire. Ces signaux sont traités par un algorithme à plusieurs étapes [70] prenant en compte le signe de la déviation et permettant de donner les différentes configurations de sortie : simple trace, double trace de même signe, double trace de signe opposé. Ces cartes régionales basées sur une logique combinatoire rapide, synchrone de l’horloge LHC, procurent une réponse 25 ns après l’arrivée des signaux issus des cartes locales.

– Le niveau global

Les signaux issus des 16 cartes régionales sont collectés par la carte de niveau global dont l’algorithme est similaire à celui des cartes régionales. Elle va envoyer au CTP les informations correspondant aux cas suivants :

- Muons de mêmes signes, haut et bas p_T .
- Muons de signes opposés, haut et bas p_T .
- Muon simple, haut et bas p_T .
- Télescope (système permettant le contrôle de l’efficacité des RPC).

Cette carte sera située dans un châssis VME dédié recevant les informations de niveaux 1 et 2 en provenance du CTP. Le châssis incorporera également une carte “DAQ” permettant le traitement et le transfert des données au système d’acquisition.

En guise de conclusion, nous donnons dans le tableau 3.5 le volume d’électronique nécessaire au système de déclenchement du spectromètre dimuons de l’expérience ALICE.

FEE			
Connections aux “strips”	41984	Prise en charge	Clermont + Turin
Cartes FEE (8 voies)	2624	...	Clermont
Cartes terminaison 50 Ω	2624	...	Clermont
Câbles 16 paires	1312	...	Clermont
Electronique de “trigger”			
Cartes locales	234	Prise en charge	Clermont
Chassis VME	16	...	Clermont + Nantes
Cartes régionales	16	...	Nantes
Carte globale	1	...	Nantes
Carte “DAQ”	1	...	Nantes

TAB. 3.5 – Récapitulatif du volume des électroniques de FEE et de “trigger” du spectromètre dimuons du détecteur ALICE.

3.6 Performances du spectromètre dimuons

L’ensemble des performances du spectromètre a fait l’objet de nombreuses simulations [85]. Les principaux résultats concernent :

- Le taux de bruit de fond vu par chaque station de chambres avec la configuration définitive des absorbeurs.
- L’efficacité de reconstruction prenant en compte des coups multiples.
- La résolution en impulsion.

Nous décrivons brièvement dans la suite de ce paragraphe ces résultats.

3.6.1 Taux de bruit de fond

Ces taux ont été calculés avec un facteur 2 de sécurité par rapport à la version de HIJING correspondant à 6000 particules chargées par unité de rapidité et à $y=0$. Nous donnons dans le tableau 3.6 les résultats obtenus avec GEANT (borne supérieure) et FLUKA (borne inférieure).

Ces impacts correspondent essentiellement à des particules chargées, des γ et des neutrons. Ces valeurs peuvent être comparées à celles qui ont été obtenues avec GEANT et C95 et qui sont présentées dans le tableau 3.1.

3.6.2 Efficacité de reconstruction et résolution en masse

L’efficacité de reconstruction du Υ en fonction du taux de bruit de fond est représentée sur la figure 3.13.

Station	N^{bre} total d'impacts	Densité max. ($10^{-2}p/cm^2$)
1	400 ± 40	5
2	505 ± 55	$2,1 \pm 0,1$
3	250 ± 20	0,7
4	225 ± 45	$0,50 \pm 0,05$
5	265 ± 35	$0,60 \pm 0,05$
6 (Trig.)	40 ± 5	$0,15 \pm 0,3$
7 (Trig.)	50 ± 10	$0,17 \pm 0,2$

TAB. 3.6 – Nombre d'impacts sur les diverses stations du spectromètre dimuons pour une collision centrale Pb-Pb (simulation GEANT+FLUKA).

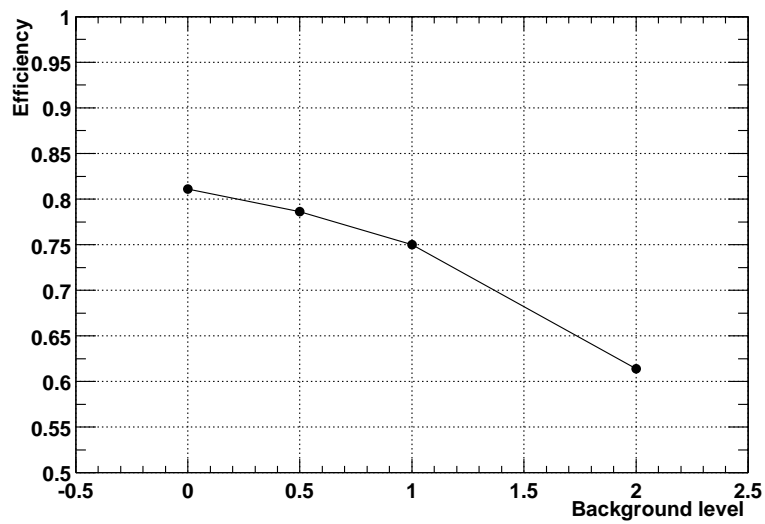


FIG. 3.13 – Efficacité de reconstruction du Υ en fonction du taux de bruit de fond [85].

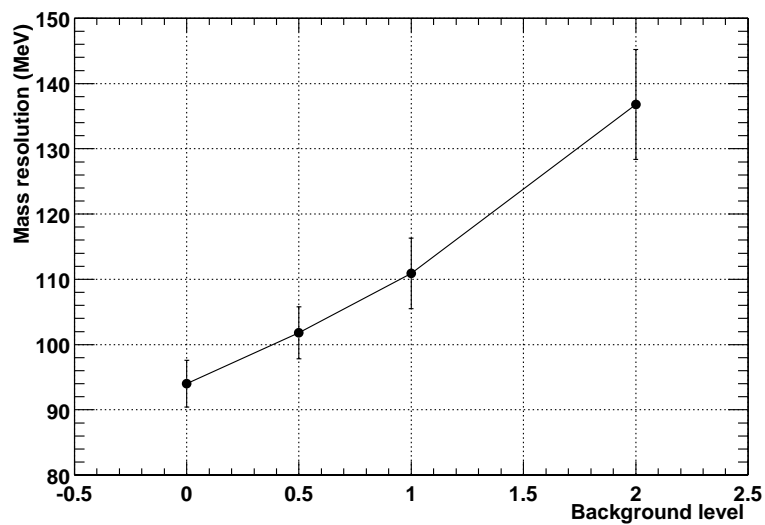


FIG. 3.14 – Résolution en masse du Υ en fonction du taux de bruit de fond [85].

Pour un taux nominal, l'efficacité de détection est de 75% et correspond à la reconstruction de la résonance Υ entre $9,77 \pm 0,3$ GeV/ c^2 . Sans le facteur 2 de sécurité, cette efficacité approche les 80%. La résolution en masse sur le Υ est représentée sur la figure 3.14 dans les mêmes conditions. Elle varie entre 110 et 100 MeV pour le taux de bruit de fond nominal et le taux de bruit de fond sans facteur de sécurité.

Après une description générale de l'expérience ALICE et du spectromètre dimuons, nous abordons dans le chapitre suivant les travaux de R&D sur les chambres de "trigger" et sur leur électronique de lecture.

Chapitre 4

Les chambres de “trigger”

Nous débuterons ce chapitre par un bref historique et par une description des chambres utilisées pour le “trigger” dimuons de ALICE, les RPC (“Resistive Plate Chamber”). Nous décrirons les deux modes possibles de fonctionnement de ce type de détecteur : “avalanche” ou “streamer”. Nous rappellerons ensuite les exigences de ALICE afin de justifier les choix technologiques. Enfin nous présenterons des résultats de tests sur faisceau et le développement d’une nouvelle électronique de lecture.

4.1 Les chambres RPC - Description générale

Les Chambres à Plaques Résistives (RPC) ont été mises au point par R. Santonico au début des années 80 [88]. Elles sont depuis utilisées avec succès dans différentes expériences. Leur faible coût, leur solidité, leur modularité et leurs très bonnes propriétés en terme de résolutions temporelle et spatiale ont permis de les utiliser aussi bien pour la détection de rayons cosmiques que pour des expériences sur faisceau.

Les RPC sont des détecteurs gazeux dérivés des chambres à étincelles auxquelles ont été substitué des plaques résistives afin de maîtriser le développement du signal. Dans leurs premières versions, les RPC ne fonctionnaient qu’en mode “streamer” et ne toléraient alors qu’un flux de quelques dizaines de Hz/cm². Durant ces dernières années, le fonctionnement en mode avalanche a été étudié par de nombreux auteurs [89 - 93]. Avec ce mode de fonctionnement et grâce à l’optimisation du mélange gazeux, du matériau constituant les plaques résistives et grâce à l’addition d’huile de lin sur les surfaces résistives, le flux maximal admis par les RPC a atteint plusieurs kHz/cm². Ainsi, ce détecteur a été choisi pour assurer la construction du “trigger” à muons des expériences ATLAS (“A Toroidal LHC ApparatuS”) [94] et CMS (“The Compact Muon Solenoid”) [95]. En ce qui concerne ALICE, les exigences en terme de tenue au flux sont moins drastiques, et la collaboration a émis l’idée de pouvoir

travailler en mode “streamer” à condition d’accroître le flux maximal acceptable par les RPC dans ce mode de fonctionnement. La structure de ce détecteur et ses caractéristiques varient en fonction de l’épaisseur et du nombre d’espaces gazeux (“gap” de gaz). Nous pouvons avoir ainsi des RPC simple “gap” (Fig. 4.1) ou “multi-gap”.

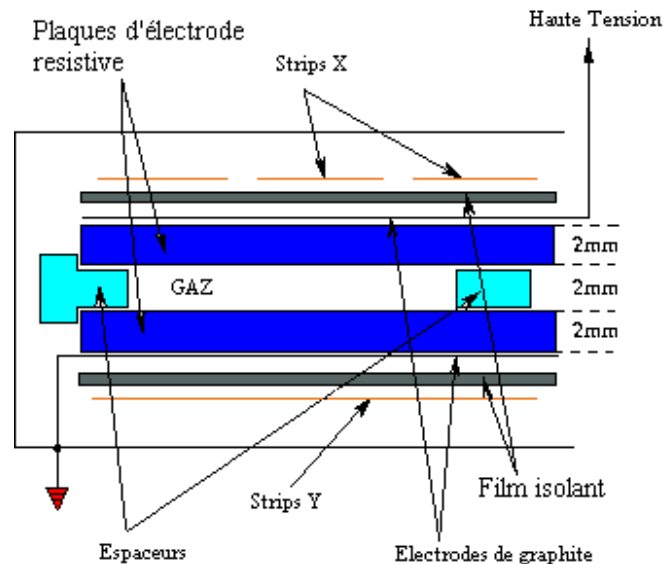


FIG. 4.1 – Vue en coupe d’une RPC utilisée dans ALICE.

La collaboration ALICE a choisi des RPC simple “gap”. Le mélange gazeux est contenu dans l’espace délimité par les plaques résistives qui, dans ALICE, font 2 mm d’épaisseur et sont maintenues à une distance de 2 mm par des espaceurs.

Le matériau de ces plaques résistives est en général de la bakélite dont les résistivités volumique et de surface sont comprises respectivement entre 10^9 - 10^{12} Ω .cm et 10 - 200 $k\Omega/\square^1$ (côté graphite). La haute tension, appliquée entre deux électrodes de graphite déposé sur la surface externe de la bakélite, crée un champ électrique uniforme dans le volume gazeux. Enfin, des bandes métalliques conductrices (“strips”) disposées en X et Y sur une mousse rigidificatrice, acheminent par effet d’influence les signaux collectés vers le système électronique de lecture.

4.1.1 Grandeurs caractéristiques

Le fonctionnement d’une RPC est caractérisé par certaines variables qui sont l’efficacité, la tenue au flux, la taille des “clusters” et la résolution en temps.

Nous présentons ici, une définition succincte de ces grandeurs ainsi que les paramètres pouvant les influencer.

1. Le \square est défini comme une surface de dimension arbitraire.

– Efficacité

L’efficacité d’une RPC est définie comme la capacité à détecter des particules chargées.

La référence, pour déterminer l’efficacité de détection des RPC, est un ensemble de scintillateurs plastiques qui sont extrêmement sensibles au passage des particules chargées. La figure 4.2 représente une courbe d’efficacité en fonction de la tension.

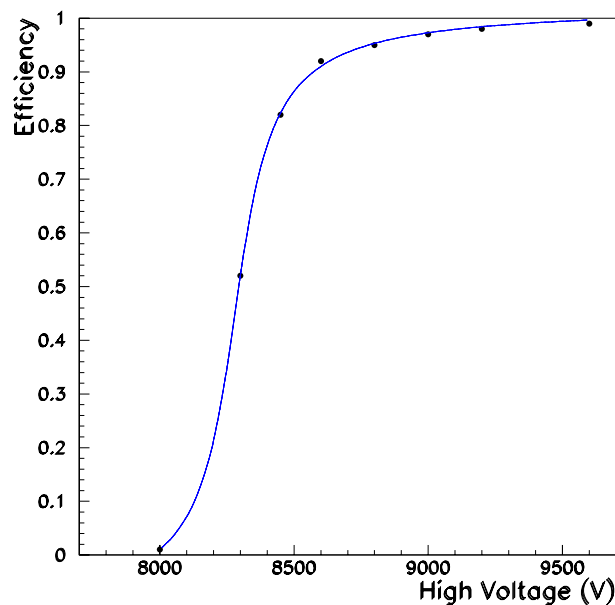


FIG. 4.2 – Courbe standard obtenue lors de la mesure de l’efficacité d’une RPC.

La haute tension appliquée au détecteur est un paramètre prépondérant. Ainsi, l’efficacité croît rapidement pour atteindre sa valeur limite proche de 100% pour une tension d’environ 45 kV/cm (soit 9000 V dans le cas présent). Cette partie définit le domaine de fonctionnement et est nommée plateau. Il se situe 400 à 600 V au-dessus de la zone délimitée par la montée au plateau et le plateau, zone qui détermine le “genou” de la courbe d’efficacité (pour un type de gaz et un mode de fonctionnement donné).

Le flux de particules incident est également un paramètre influent. En effet, pour un flux plus important, la courbe d’efficacité se déplacera de quelques centaines de volts. Il sera donc nécessaire d’augmenter la tension pour retrouver des conditions de fonctionnement normales.

– Tenue au flux

L’efficacité peut diminuer si le flux incident sur le détecteur est trop fort (la raison sera donnée par la suite). Ceci peut être compensé, dans une certaine mesure, par une augmentation de la tension appliquée. Cependant, il existe un flux maximal au-delà duquel toute intervention sur la haute tension ne peut rétablir une efficacité proche de 100%. Ce nombre maximal de

particule par seconde et par cm^2 symbolise la tenue au flux du détecteur. Celle-ci doit être assez importante pour que les RPC fonctionnent dans l’environnement de bruit de fond de ALICE (les simulations indiquent un taux maximum, proche du faisceau, de 50 Hz/cm^2 pour des collisions Ca-Ca).

La tenue au flux dépend fortement du mode de fonctionnement. Une RPC fonctionnant en mode avalanche présente une meilleure tenue au flux qu’en mode “streamer”. Dans des conditions similaires (mélange gazeux et électrodes), il y a un facteur de 10 à 30 entre ces deux modes. Nous verrons par la suite comment nous avons accru le flux maximal acceptable pour une RPC évoluant en mode “streamer”.

La tenue au flux est également très sensible à la résistivité volumique de la bakélite qui peut varier de 10^9 à $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$. Plus la résistivité est faible, plus la tenue au flux est bonne. Des résultats de tests seront présentés par la suite.

Le mélange gazeux employé modifie également ce paramètre. Nous détaillerons ultérieurement les tests effectués afin d’optimiser le mélange gazeux et son influence sur la tenue au flux.

– Résolution spatiale

Les “strips” récupèrent, par effet d’influence, une partie de la charge produite par une avalanche ou un “streamer” lors du passage d’une particule chargée dans le détecteur. Pour chaque “impact”, la résolution spatiale est quantifiée par le nombre moyen de “strips” adjacents touchés que l’on dénomme “taille de cluster”. La taille de “cluster” minimale est égale à l’unité, et nous nous efforcerons de nous rapprocher le plus possible de cette limite.

Le paramètre influençant le plus cette variable est la haute tension. En effet, si elle s’accroît, la charge liée à l’avalanche augmente, et sa dispersion sur les plans de “strips” est d’autant plus importante. Il s’en suit que, plus la haute tension est élevée, plus la taille des “clusters” est grande.

Le mélange gazeux joue également un rôle prépondérant. Les gaz rares sont fréquemment utilisés car ils ont l’avantage d’avoir un faible potentiel d’ionisation. Or, ils sont émetteurs de rayonnements ultraviolets. Ceci oblige à rajouter des “quencher”, tel l’isobutane, pour éviter l’extension de l’ionisation dans le détecteur qui provoquerait une augmentation de la taille des “clusters”. Un gaz électronégatif (par exemple : SF_6) limite également la dégradation de la résolution spatiale en atténuant l’amplification due aux gaz rares.

D’autre part, la résolution spatiale est différente suivant le mode de fonctionnement. Nous aborderons ce point par la suite.

De plus, une trop faible résistivité de surface, côté graphite, étale la charge collectée sur les “strips”, et détériore la résolution spatiale.

– Résolution en temps

La résolution en temps traduit la synchronisation des signaux.

Nous étudierons en détail ces aspects primordiaux de la synchronisation des signaux dans la suite de ce manuscrit.

Nous avons vu que le mode de fonctionnement influe sur de nombreux paramètres du détecteur. Nous allons maintenant préciser et illustrer les caractéristiques du mode avalanche ainsi que du mode “streamer”.

4.1.2 Modes de fonctionnement

Les RPC ont la particularité de pouvoir fonctionner soit en mode avalanche, soit en mode “streamer”. Le passage de l’un à l’autre est principalement fonction de la haute tension appliquée. Le mélange gazeux nécessite d’être optimisé pour chaque mode.

– Le mode avalanche

Le passage d’une particule chargée dans le détecteur induit un dépôt d’énergie due aux interactions coulombienne entre le champ électromagnétique de la particule et celui des molécules de gaz. Les atomes du gaz peuvent alors éjecter de leur cortège des électrons qui forment ainsi des groupes d’ionisation primaires. Or, nous établissons un champ électrique élevé dans l’espace gazeux entre les deux électrodes. Les électrons sont alors accélérés et acquièrent une énergie supérieure au potentiel d’ionisation du gaz. Ils vont eux-mêmes provoquer des ionisations. Un phénomène d’avalanche se crée suivant le mécanisme de Townsend [96]. Si le phénomène continue sa progression, il y a transition avalanche-streamer (ceci sera détaillé par la suite).

– Le mode “streamer”

Si l’on considère le nombre de porteur de charges, n_0 , dans une avalanche, leur multiplication M dans un champ électrique uniforme E_0 est exponentielle. En effet :

$$n = n_0 \cdot \exp(\alpha \cdot d) \quad (4.1)$$

où α est le coefficient de Townsend et d la distance inter-électrodes.

Le facteur de multiplication M , ou gain dans le gaz, est alors donné par l'équation 4.2 :

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha d) \quad (4.2)$$

Cette équation est satisfaite jusqu'à une valeur de $M < 10^6$. Ceci traduit le fait que l'intensité du champ électrique des charges d'espace, E_{ce} (champ électrique entre les électrons et les ions de l'avalanche), reste négligeable devant le champ électrique, E_0 , appliqué entre les deux électrodes. Quand le nombre de porteurs de charge augmente et lorsque $M \geq 10^6$, le champ de charge d'espace perturbe le champ électrique appliqué E_0 . Le champ total résultant devient inhomogène (Fig. 4.3) et lorsque M atteint la condition de Raether, [97], soit $M = 10^8$, il y a création du “streamer”.

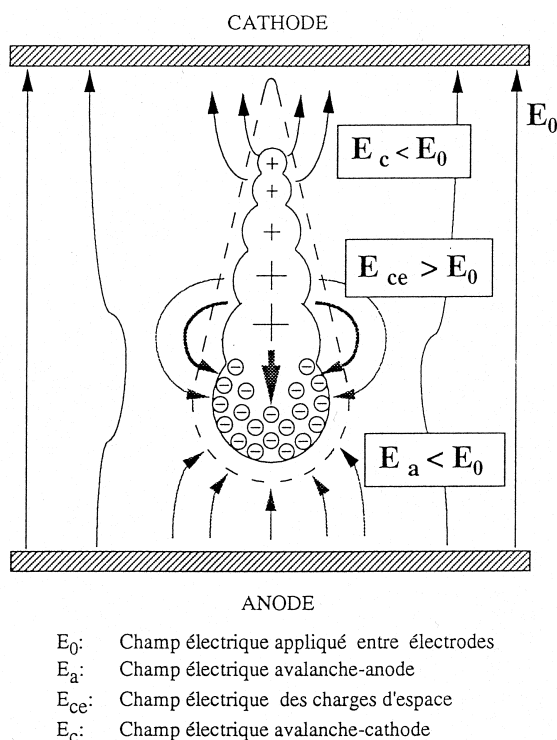


FIG. 4.3 – Schématisation des phénomènes de la création d'un “streamer” à l'intérieur d'une chambre type RPC [98].

La photo-émission intervient également dans la formation du “streamer”. En effet, l'excitation d'un atome requiert moins d'énergie que son ionisation. Des atomes excités par les électrons vont alors émettre des photons, dont l'énergie est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz, et vont à leur tour créer d'autres porteurs de charge qui amplifieront le phénomène.

Les impulsions délivrées en mode avalanche sont de l’ordre de quelques millivolts/50 Ω tandis qu’elles atteignent plusieurs dizaines de millivolts en mode “streamer”. En conséquence, il faut amplifier (gain ~ 300) par une électronique dédiée les signaux analogiques reçus en mode avalanche. Ceci s’avère inutile pour le mode “streamer” étant donné qu’une amplification suffisante se produit dans le gaz.

4.1.3 Quelques résultats en mode avalanche et en mode “streamer”

Divers tests ont été effectués afin de déterminer le mode de fonctionnement approprié pour le détecteur du “trigger” du spectromètre dimuons de l’expérience ALICE [87]. Nous présentons ici les principaux résultats obtenus pour chacun des deux modes lors de tests au CERN.

– Efficacité et tenue au flux

L’efficacité ainsi que son évolution en fonction du flux et de la résistivité de la bakélite sont représentées sur la figure 4.4.

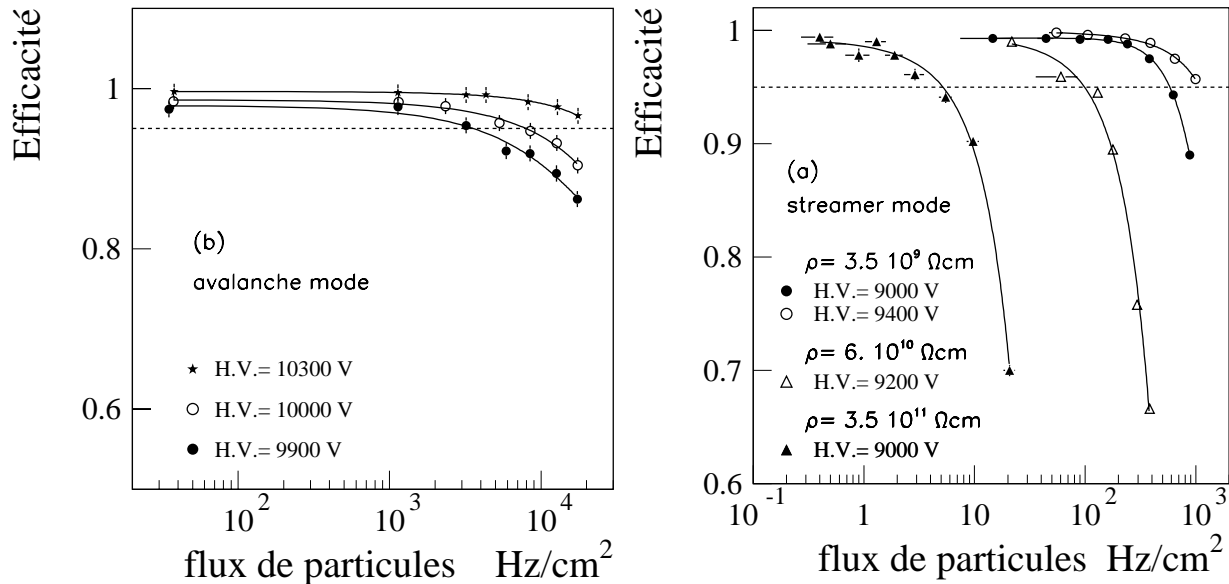


FIG. 4.4 – Efficacité de détection d’une RPC en fonction du flux de particules incidentes et de la résistivité du matériau résistif.

Nous avons vu dans le paragraphe 4.1.1 que la tenue au flux était fonction de la résistivité volumique de la bakélite. Ceci provient du fait que pendant la durée de formation du

“streamer”, le courant qui s’établit dans le gaz provoque une chute de tension localisée sur une petite surface de la bakélite. Un champ normal ne sera rétabli qu’à la fin de la décharge sur les plaques résistives. Très schématiquement, une RPC fonctionnant en mode “streamer” peut être assimilée à un circuit RC. Elle aura donc un temps de récupération $\tau = RC$ où R est la résistance de la bakélite calculée à partir de la résistivité volumique.

Il s’en suit que, plus la résistivité est importante, plus le temps de récupération est long et donc plus le flux acceptable par le détecteur est faible.

En mode avalanche, le phénomène précédent est très atténué car les quantités de charge mises en jeu sont plus faibles. Les flux acceptés par le détecteur peuvent atteindre quelques kHz/cm². En revanche, pour le mode “streamer”, et pour une forte résistivité volumique de la bakélite, de l’ordre de 10^{11} - 10^{12} $\Omega.cm$, le détecteur ne supporte pas plus de quelques Hz/cm², ce qui ne pourrait être acceptable dans les conditions de fonctionnement de ALICE. A plus basse résistivité (10^9 - 10^{10} $\Omega.cm$) cette limite est repoussée à quelques centaines de Hz/cm², valeur qui dépasse, avec un facteur de sécurité confortable, les flux maximum attendus en collisions noyau-noyau sur le “trigger” de ALICE.

– Taille des “clusters”

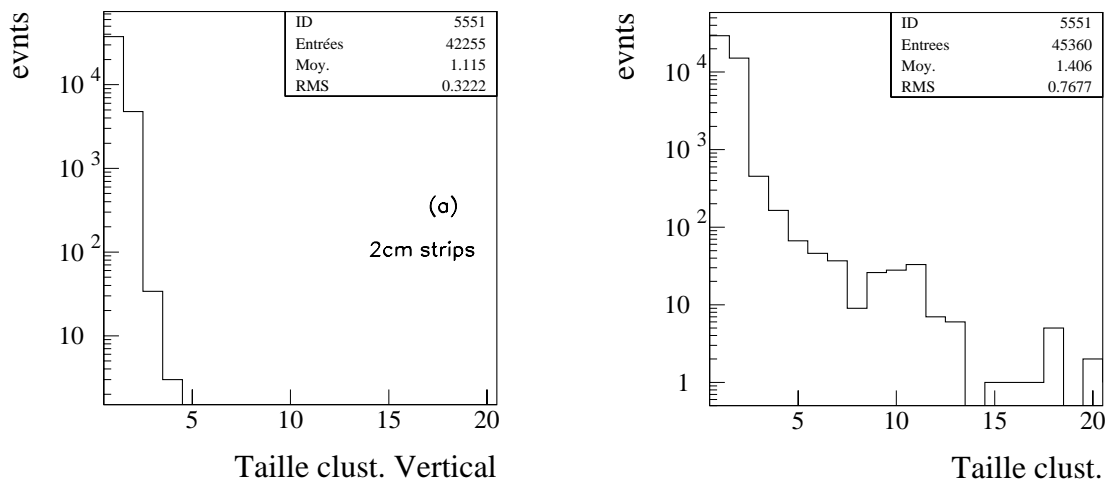


FIG. 4.5 – Taille de cluster en mode streamer (a) et en mode avalanche (b) pour des strips de 2 cm.

Une très bonne résolution spatiale revêt un caractère prépondérant pour assurer une bonne sélectivité du système de “trigger”. Ainsi, la taille de “clusters” moyenne doit être la

plus faible possible (limite inférieure = 1).

La taille des “clusters” donnée dans la figure 4.5 pour des strips de 2 cm est égale à 1,1 pour le mode “streamer” à la tension de fonctionnement. En comparaison, pour le mode avalanche et pour des strips de 2 cm, nous obtenons une valeur moyenne de 1,4. La dispersion de la charge et l’amplification électronique externe nécessaire pour ce mode de fonctionnement peuvent être la source de la dégradation de la résolution spatiale.

– Résolution en temps

Intrinsèquement, la résolution en temps des RPC fonctionnant en mode avalanche est meilleure (à tension égale par rapport au mode “streamer”). Ceci a été confirmé par ces tests de 1997 et 1998. Ainsi, le RMS (“Root Mean Square”) du spectre en temps, obtenu avec des discriminateurs à fraction constante et en mode “streamer”, est de 1 ns à 9400 V pour un flux de 100 Hz/cm² et de 4 ns à 9400 V pour un flux de 1kHz/cm². En mode avalanche, cette résolution s’améliore nettement, la valeur obtenue pour un flux de 1kHz/cm² est de 0,9 ns.

Nous verrons dans la suite, comment nous avons pu améliorer cette résolution en temps pour une RPC fonctionnant en mode “streamer”, grâce au développement et à l’optimisation d’une électronique dédiée.

– Composition du mélange gazeux

La composition du mélange gazeux a été optimisée lors de tests effectués en laboratoire [70]. Quelques mélanges testés sont présentés dans le tableau 4.1. Afin que la résolution spatiale ne soit pas détériorée, l’efficacité des voisins (corrélée à la taille des “clusters”) ainsi que la charge produite doivent être minimales. Pour le mode “streamer”, le dernier des quatre gaz figurant dans le tableau 4.1 donne les résultats les plus satisfaisants.

Ainsi, les compositions des gaz employés au cours des expériences sont :

- Pour le mode “streamer” : 49% Ar + 40% C₂H₂F₄ (Forane) + 7% C₄H₁₀ (ISO) + 4% SF₆ (mélange “standard”).
- Pour le mode avalanche : 95% C₂H₂F₄ + 3% C₄H₁₀ + 2% SF₆.

Nous pouvons donc conclure que chaque mode de fonctionnement a ses propres qualités et ses propres défauts. Le mode avalanche permet d’obtenir une meilleure tenue au flux ainsi qu’une meilleure résolution en temps mais il donne des tailles de “clusters” nettement moins bonnes que le mode “streamer”. Nous allons énumérer les conditions que doivent remplir les RPC pour leur intégration dans ALICE.

Mélange gazeux	HT (V)	Efficacité au plateau	Efficacité des voisins	Charge (pC)	Résolution en temps	Amplitude moyenne (mV)
Ar 70% ISO 20% Forane 10%	6700	92 %	46%	330	<2 ns	393±173
Ar 10% ISO 7% Forane 83%	10000	94%	15%	106	<2 ns	183±53
Ar 80% ISO 20% SF ₆ 4%	7300	94%	13%	70	<2 ns	144±51
Ar 49% ISO 7% Forane 40% SF ₆ 4%	9500	94%	11%	48	<2 ns	113±44

TAB. 4.1 – Caractéristiques d’une RPC fonctionnant en mode “streamer” et avec différents mélanges gazeux.

4.1.4 Exigences de ALICE

Afin de pouvoir remplir sa fonction dans le “trigger” du bras dimuons de l’expérience, le détecteur doit satisfaire certaines contraintes dont les principales sont répertoriées ci-dessous.

– En terme d’efficacité

Le détecteur doit être efficace pour que le “trigger” conserve toute sa fonctionnalité. Une efficacité, aux particules chargées, proche de 100% est ainsi nécessaire tout en ayant une très faible sensibilité aux particules neutres telles que les neutrons et les gamma.

– En terme de tenue au flux

Le flux maximal, attendu en Ca-Ca à une luminosité de $10^{29}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, est de 50 Hz/cm². En prenant en compte certains facteurs de sécurité, le détecteur doit pouvoir soutenir un flux de quelques centaines de Hz/cm².

– En terme de résolution spatiale

Une bonne résolution spatiale est exigée pour assurer la sélectivité du “trigger”. Ainsi, la taille des “clusters” doit être la plus proche possible de l’unité pour des “strips” de 1 cm, qui est la largeur minimale pour le “trigger” de ALICE.

– **En terme de résolution en temps**

Au LHC, dans ALICE, la mise en forme des signaux par l’électronique de lecture devra avoir une largeur de 20 à 25 ns pour :

- Assurer un rejet efficace du bruit de fond retardé dans les collisions A-A.
- Avoir une réponse à chaque croisement de faisceau, toutes les 25 ns, en mode p-p.

Ceci demande une bonne résolution temporelle du détecteur (typiquement meilleure que 3 ns) pour conserver l’efficacité lors de la capture des signaux par l’électronique de “trigger” à 40 MHz.

Prenant en compte ces exigences, nous allons exposer les choix technologiques pris par le groupe “trigger” ALICE concernant le fonctionnement du détecteur.

4.1.5 Choix effectués pour le détecteur

En premier lieu, des RPC simple “gap” ont été choisies comme détecteur du “trigger” du spectromètre dimuons. D’autres candidats envisagés au début avaient été des tubes de Iarocci ou des scintillateurs plastiques mais leur fonctionnement (résolution temporelle) ou leur coût, respectivement, ne remplissent pas les exigences de la collaboration ALICE. Seules les RPC en mode “streamer” ou avalanche restaient candidats.

Les tests effectués en 1997-1998, dont certains résultats ont déjà été présentés, nous ont fait choisir de fonctionner en mode “streamer”. En effet, la mise en œuvre du mode avalanche, nécessite l’amplification des signaux délivrés par les RPC, ce qui entraîne une dégradation de la résolution spatiale. Les résultats obtenus en terme de résolution en temps et d’efficacité en mode “streamer” satisfont les exigences de ALICE. De plus, en employant une bakélite de “faible” résistivité ($\rho \sim 10^9 \Omega.cm$), la tenue au flux devient tout à fait acceptable [99].

4.1.6 Tests des RPC en 1999

Ces tests se sont déroulés au CERN avec un faisceau du PS, et avaient pour but principal d’étudier la résolution spatiale du détecteur.

4.1.6.1 Dispositif expérimental

Des chambres à fils positionnées en amont et en aval de la RPC (Fig. 4.6), fournissent le système de trajectographie.

La résistivité de bakélite est $\rho = 3.10^9 \Omega.cm$ et les dimensions de la RPC sont de $50 \times 50 \text{ cm}^2$. Le mélange gazeux est le mélange “standard”.

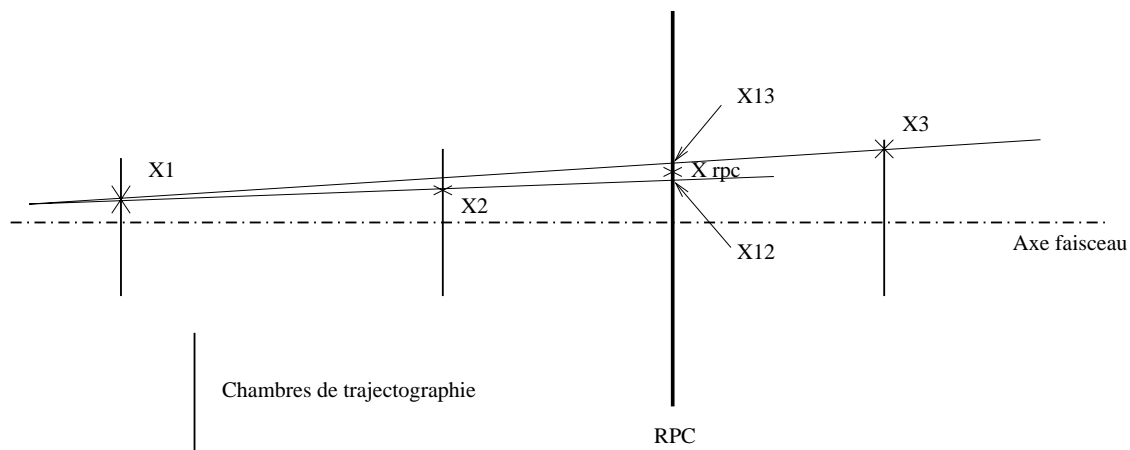


FIG. 4.6 – Schéma du dispositif expérimental des tests de 1999 - Système de trajectographie.

Par rapport aux résultats présentés précédemment (obtenus en utilisant des discriminateurs à fraction constante), une nouvelle électronique de lecture utilisant des discriminateurs à seuils fixes ajustables, est utilisée. Cette électronique sera détaillée dans la section suivante.

4.1.6.2 Résultats

– Le système de trajectographie

Pour déterminer l’efficacité de détection des RPC, un scintillateur plastique est placé en amont de la chambre à environ 10 m, et des hodoscopes verticaux et horizontaux, formés chacun de plusieurs scintillateurs, sont placés juste en arrière du détecteur. Ceux-ci couvrent presque entièrement la surface de la RPC et le “trigger” est défini par la coïncidence de l’ensemble de ces scintillateurs.

Les trois chambres de trajectographie (Fig. 4.6) fournissent les positions précises du passage des particules. Nous sélectionnons ainsi des événements qui ne comportent qu’une seule trace. La première chambre de trajectographie détermine l’abscisse X_1 de l’impact de la particule, les deuxième et troisième chambres donnent les abscisses X_2 et X_3 . Le point de passage de la particule sur la RPC ($\Rightarrow X_{12}$) est calculé par extrapolation linéaire à partir de X_1 et X_2 . La même démarche est reproduite avec X_1 et X_3 ($\Rightarrow X_{13}$). Le point d’impact sur la RPC, X_{rpc} , est ensuite obtenu par un calcul de barycentre avec les points X_{12} et X_{13} déterminés précédemment. La résolution du système de trajectographie, pour des “strips” de 1 cm, est de 2 mm, ce qui est tout à fait satisfaisant pour l’étude de la taille des “clusters”.

Ce système a également permis de valider le “déclustering” [87]. En effet, la taille des “clusters” introduit une incertitude sur la localisation des traces, ce qui tend à rendre le “trigger” moins précis sur la détermination de la position de passage de la particule et donc sur le calcul de son impulsion transverse.

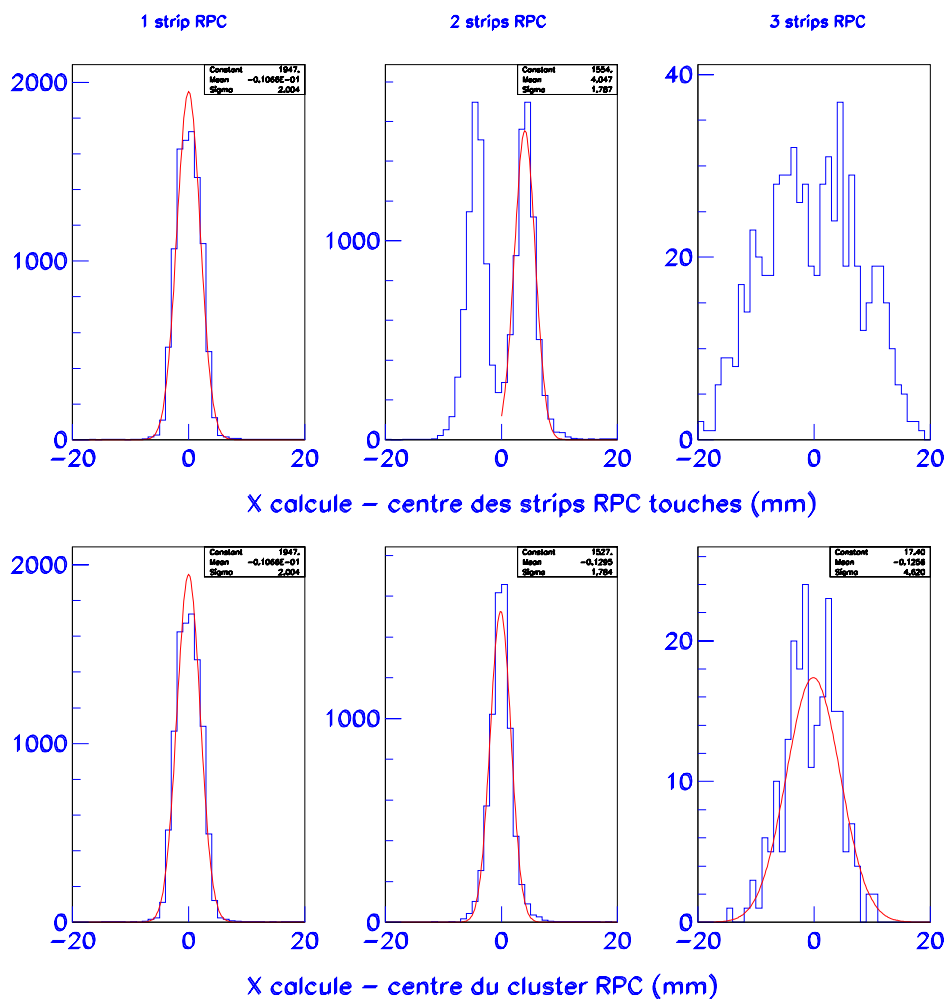


FIG. 4.7 – Résolution spatiale du système de trajectographie pour des “strips” de 1 cm.

Typiquement, une particule qui induit un “cluster” de taille 2, est considérée comme passant entre les deux “strips” touchés. Les résultats expérimentaux, illustrés par la figure 4.7, corrobore cette hypothèse. L’électronique de “trigger” intègre un algorithme qui vise à corriger ces effets en doublant le nombre de bits de codage et en déterminant le centroïde (comme illustré dans le tableau 4.2), ce qui permet d’améliorer la résolution spatiale du détecteur.

Taille des “clusters”	1	2	3
Codage du “cluster”	0 0 1 0 0	0 0 1 1 0	0 1 1 1 0
Codage après “déclustering”	000010000	000001000	000010000

TAB. 4.2 – Principes de l’algorithme de “déclustering” [87].

Il est également important de noter, qu’avec des “strips” de 1 cm, la proportion de “cluster” de taille 2 est proche de 50% : le “déclustering” s’avère alors primordial pour assurer la précision du “trigger”.

– Résolution spatiale

Comme nous l’avons précisé au début de ce paragraphe, les seuils des discriminateurs employés peuvent être ajustés. Nous avons donc étudié la résolution spatiale en fonction de ce paramètre.

La courbe d’efficacité du détecteur est fonction du seuil. Plus le seuil est haut, plus la tension devant être appliquée pour retrouver un point de fonctionnement est importante. En effet, il est nécessaire d’accroître l’amplitude du signal de “streamer” pour que celui-ci puisse être détecté. Pour un seuil de 80 mV, par rapport à un seuil de 60 mV, la courbe d’efficacité se déplace de 100 V. En tenant compte de ces effets de seuil, et donc en “renormalisant” les hautes tensions (référence 60 mV), nous obtenons la figure 4.8. Cette figure correspond à une taille de “strips” de 1 cm et un flux de 100 Hz/cm².

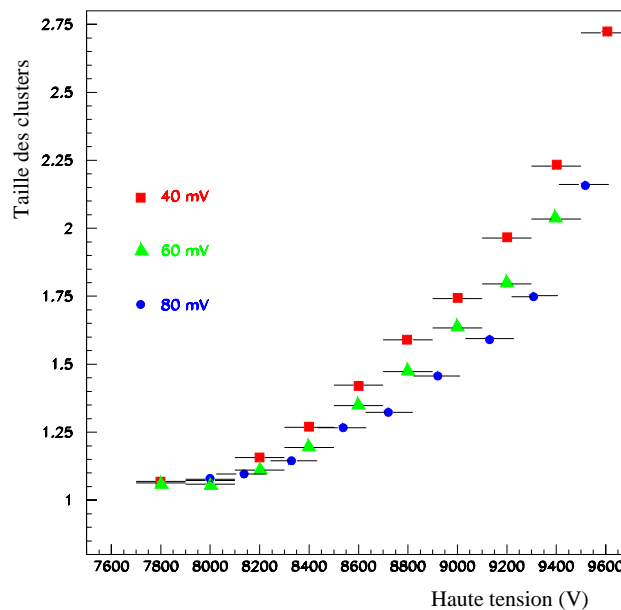


FIG. 4.8 – Taille des clusters en fonction de la haute tension renormalisée à la valeur obtenue pour 60 mV et avec différents seuils de discrimination.

Une plus haute tension provoque une dégradation de la résolution spatiale, mais, l’élévation de la valeur du seuil de détection a un effet antagoniste. Ainsi, nous pouvons noter qu’un seuil de 80 mV procure des tailles de “clusters” meilleures que celles où le seuil est fixé à 40 ou à 60 mV.

De plus, cet effet de dépendance au seuil est légèrement plus marqué pour des “strips” de 2 cm que pour des “strips” de 1 cm.

– Récapitulatif des principaux résultats

Ces tests ont permis de justifier l’emploi d’une RPC dont la résistivité de la bakélite est faible ($\rho \sim 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$). La tenue au flux atteint alors quelques centaines de Hz/cm^2 , ce qui intègre totalement les exigences de ALICE.

De plus, en élevant le seuil de discrimination, nous sommes arrivés à nettement améliorer la résolution spatiale sans dégrader l’efficacité ni la résolution en temps du détecteur.

Enfin, les résultats obtenus grâce au système de trajectographie incorporé dans le dispositif expérimental ont permis de valider l’algorithme de “déclustering” implanté dans l’électronique de “trigger” local.

4.2 L’électronique de lecture et le streamer

Le laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand a la charge d’étudier et de développer l’électronique de lecture ou “Front End Electronics” (FEE). Ce système est intégré sur le détecteur. Ainsi, chaque “strip” est relié directement par l’une de ses extrémités à une voie de FEE et par son autre extrémité à une résistance d’adaptation de 50Ω .

4.2.1 Description générale

Le FEE doit intégrer la discrimination et la transformation du signal analogique acheminé par les “strips”, en signal logique d’une largeur de 20 ns. Ceux-ci sont alors envoyés en mode différentiel vers l’électronique de “trigger” à travers des câbles longs d’une vingtaine de mètres.

– Principes de fonctionnement et exigences

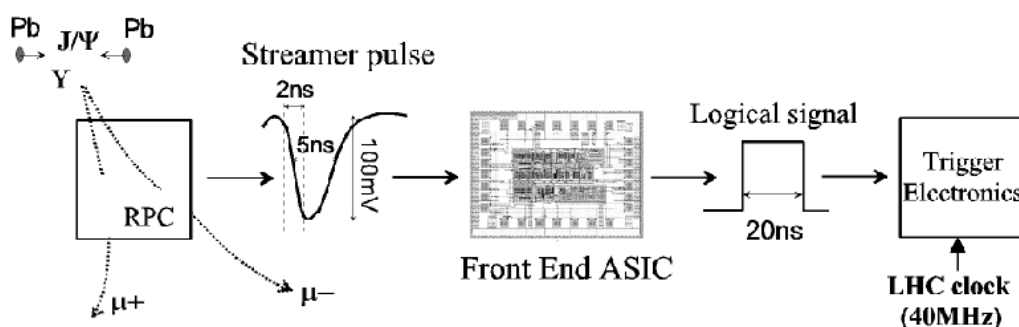


FIG. 4.9 – Traitement du signal du détecteur à l’électronique de lecture.

Les signaux “streamer”, de temps de montée d’environ 2 ns, de largeur à mi-hauteur de quelques ns et d’amplitude typique de 100 mV, acheminés par les “strips” de la RPC, sont

discriminés grâce à un comparateur rapide. Une solution avec un comparateur à simple seuil sera présentée pour les analyses de 1999 et un système plus complexe a été utilisé en 2000.

Le FEE intègre également un système permettant de neutraliser l’électronique pendant 100 ns, système dénommé “one shot”. En effet, lorsque le comparateur détecte un “streamer”, il active un monostable. L’état de sortie de ce dernier change immédiatement et rend le comparateur aveugle pendant 100 ns. Ce dispositif a été mis en place pour éviter qu’un rebond des signaux “streamer” ne provoque un re-déclenchement de l’électronique de FEE.

Un retard programmable, variant de 0 à 50 ns, fait aussi partie intégrante du dispositif.

– Choix technologiques

Lors des tests 1999, le traitement des signaux était effectué avec un discriminateur à seuil simple (“leading edge discriminator”). Le FEE était basé sur un composant “commercial” de technologie ECL qui est assez rapide pour discriminer les signaux “streamer” mais dont le principal désavantage est une consommation élevée (200 mW/voie pour ce prototype) [70].

Depuis, l’équipe de Clermont-Ferrand a opté pour le développement du FEE en micro-électronique. Ce choix a été motivé par une consommation moindre (100 mW par voie) et par la taille réduite du système de lecture. La technologie AMS BiCMOS 0,8 μm a été choisie pour la fabrication de cette puce de micro-électronique en raison de son adéquation avec la réalisation de discriminateurs rapides. L’étage discriminateur est complexe et sera détaillé par la suite.

4.2.2 Résolution en temps - Résultats des tests de 1999

Les discriminateurs à seuil simple sont utilisés pour la première fois lors de cette campagne de tests au CERN. Auparavant, des discriminateurs à fraction constante avaient été employés [70]. De plus, nous disposons d’un FEE “on-board”, c’est à dire directement intégré sur le détecteur. Les signaux des “strips” sont récupérés par une connectique dédiée dont le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand assure l’étude et le développement.

Nous allons exposer les résultats obtenus avec cette nouvelle électronique.

Les particules incidentes sont des pions d’impulsion 7 GeV/c, la résistivité de la bakélite est d’environ $3 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ et le gaz employé est le mélange “standard”. Le seuil du discriminateur est fixé à 60 mV.

Dans ces conditions, la courbe d’efficacité présente un point d’inflexion à 8800 V (genou) et donc, donne un point de fonctionnement à 9200 V. L’efficacité de la chambre est alors proche de 100% (Fig. 4.10, partie haute).

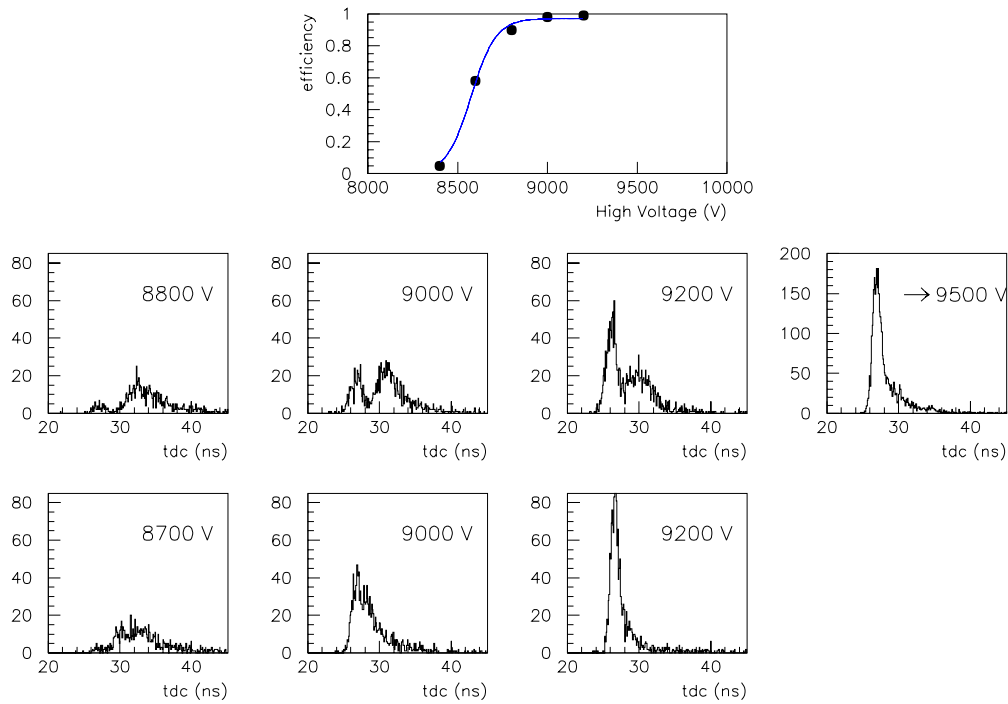


FIG. 4.10 – Résolution en temps avec deux systèmes de discrimination différents, partie supérieure : discriminateur à simple seuil ; partie inférieure : discriminateur à fraction constante.

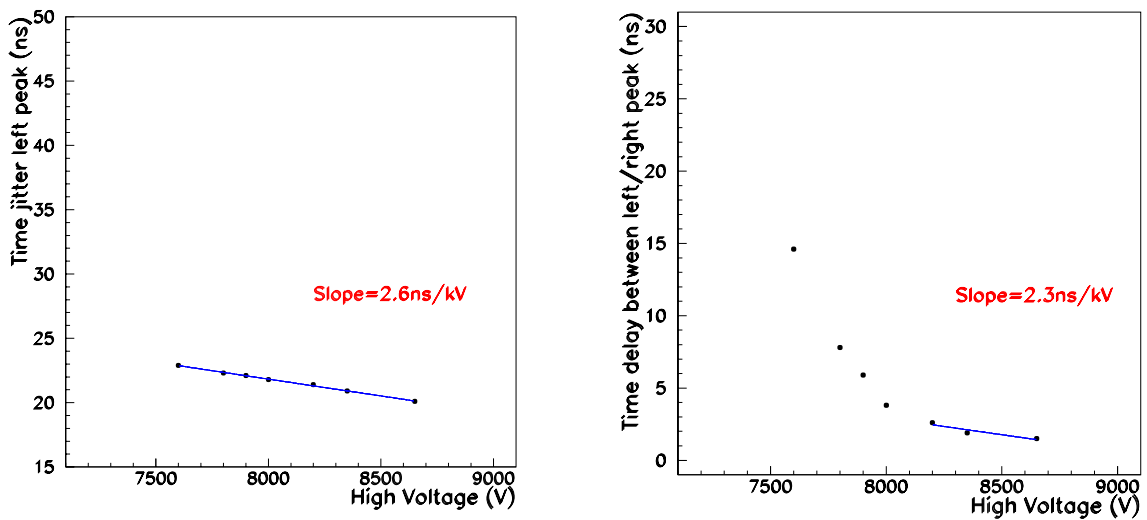


FIG. 4.11 – Décalage en temps des pics des spectres TDC en fonction de la haute tension appliquée au détecteur. Partie gauche : Décalage en temps du pic de gauche. Partie droite : Décalage en temps du pic de droite.

La figure 4.10 présente aussi les spectres en temps issus des TDC et obtenus avec un discriminateur à simple seuil. Ces distributions sont toutes normalisées à 1000 entrées.

Nous distinguons nettement une double structure pour les trois plus faibles tensions. La résolution en temps correspondant à une tension inférieure ou égale à 9200 V n’est donc pas satisfaisante. Or, la population dans le pic de gauche augmente avec la haute tension et finalement, à 700 V au dessus du genou, le pic de droite a complètement disparu. Nous pouvons donc obtenir les résolutions en temps souhaitées mais en travaillant à haute tension. Ceci, n’est pas acceptable dans le cadre de ALICE, car, comme nous l’avons vu précédemment, la taille des “clusters” évolue conjointement avec la tension appliquée au détecteur. La résolution spatiale est alors nettement dégradée. De plus, un voltage excessif serait susceptible de provoquer la détérioration du détecteur.

Nous avons étudié le comportement temporel de ces deux pics en fonction de la haute tension appliquée au détecteur. Nous obtenons des caractéristiques tout à fait distinctes suivant le pic considéré. Ainsi, celui de gauche se décale linéairement avec la haute tension avec une pente de 2 ns/kV (Fig. 4.11 partie gauche) tandis que l’évolution du pic de droite est linéaire dans un premier temps puis exponentielle (Fig. 4.11 partie droite).

En parallèle, nous avons la possibilité d’étudier la réponse en temps du détecteur équipé de discriminateurs à fraction constante (dispositif utilisé en 1998 et 1999). Les spectres obtenus sont présentés dans la partie inférieure de la figure 4.10. A tension égale, nous n’observons plus de double structure mais les distributions s’avèrent larges et présentent une traînée sur leur droite. Nous pouvons donc conclure que cette solution pour optimiser la résolution en temps n’est que partielle.

Afin de comprendre la forme de ces distributions, nous allons étudier en détail la formation du “streamer” dans les RPC.

4.2.3 Le développement du “streamer” dans les RPC

Le développement du “streamer” dans les détecteurs à plaques parallèles a été étudié par différents auteurs [100, 101]. Nous allons ici reprendre les principales étapes de la formation du signal.

– Phase proportionnelle

Lorsqu’une particule traverse le détecteur, des groupes d’ionisation primaire sont en général créés dans la région cathodique du détecteur.

1. Les électrons et les ions ainsi produits sont amplifiés dans le gaz.
2. Une avalanche “classique” de Townsend se développe.

3. Le courant externe augmente (Fig. 4.12).
4. Le champ appliqué n'est que peu perturbé par les effets de charges d'espace.

Cette étape correspond à la formation du précurseur avalanche.

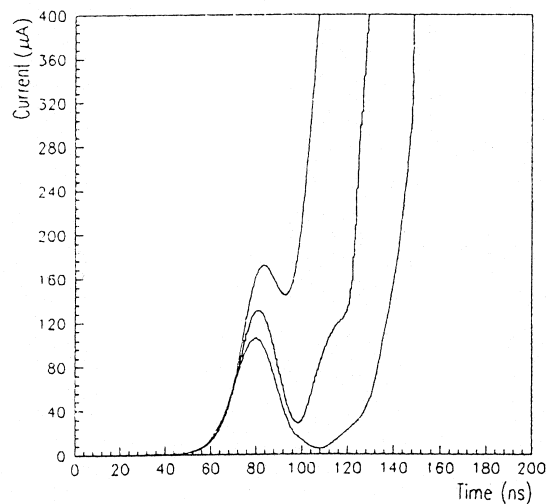


FIG. 4.12 – Evolution du courant externe pour différents gains.

– Phase de transition

Les électrons sont alors absorbés par l'anode et ne compensent plus les ions présents dans le milieu.

1. La densité d'ions augmente.
2. Le courant externe diminue (Fig. 4.12).
3. Le champ électrique côté cathode devient de plus en plus important.

Dans la région de fort gain (entre cathode et pic de densité maximale d'ions), des photo-électrons provoquent une très forte ionisation du gaz et catalysent le développement. Ceci est un phénomène de “feed-back” à courte portée des photons.

– Phase de propagation

Les effets de charges d'espace deviennent très importants.

1. Le déplacement du pic de densité des ions laisse un plasma dans lequel les charges s'organisent pour neutraliser le champ.

2. Le “streamer” se développe.
3. Le courant externe augmente très rapidement (Fig. 4.12).

Le décalage en temps entre le précurseur avalanche et le “streamer” dépend essentiellement du gain.

Dans le cas particulier où le groupe d’ionisation primaire se forme loin de la cathode, une avalanche se développe, mais le gain dans cette région n’est pas suffisant pour la création d’un “streamer”. Il se peut aussi qu’un photon se dégage de cette avalanche et ionise de nouveau le gaz dans la région cathodique. Une nouvelle avalanche se produit et aboutit à la création d’un “streamer” [101]. Ceci est appelé phénomène de “feed-back” à longue portée des photons. L’avalanche sera pratiquement indétectable et le “streamer” sera retardé.

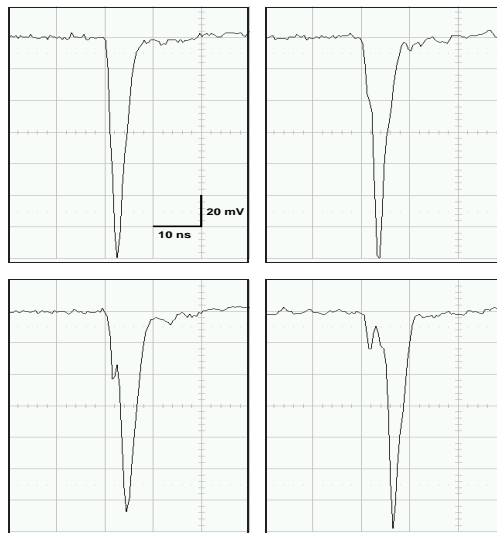


FIG. 4.13 – Différentes formes d’impulsions de “streamer” délivrées par une RPC pour une haute tension fixée à 9200V. En haut à gauche : “Streamer” en coïncidence avec l’avalanche. En bas à droite : “Streamer” retardé.

Ce développement particulier du “streamer” dans une RPC induit des signaux dont la forme varie avec la tension appliquée au détecteur. A 500V au dessus du genou, le “streamer” se développe rapidement et nous obtenons principalement un “streamer” en coïncidence avec l’avalanche. Le signal du précurseur est alors confondu avec celui du “streamer”. Pour une plus faible valeur de la tension, le gain est moins fort et la formation du “streamer” est plus longue : nous avons un “streamer” retardé.

Il est important de remarquer que les fluctuations de gain entraînent la possibilité d’avoir différentes formes d’impulsions pour un même point de fonctionnement (Fig. 4.13). Ces fluctuations de gain peuvent être d’origine statistique mais peuvent également provenir d’une inhomogénéité du “gap” de gaz, et/ou d’une différence locale de flux.

Notons que, dans la référence [94], l'évolution en fonction de la haute tension du précurseur avalanche et du “streamer” a été étudiée. Ces résultats sont directement comparables à ceux présentés dans la figure 4.11. Ainsi, nous pouvons conclure que les discriminateurs à seuil simple (60 mV) employés lors des tests 1999 détectent soit un “streamer” en coïncidence temporelle avec l'avalanche ce qui forme le pic de gauche des spectres en temps observés, soit un “streamer” retardé, ce qui constitue le pic de droite (Fig. 4.10).

D'autre part, le pic de gauche a les propriétés du précurseur avalanche soit, des fluctuations en temps très faibles en fonction de la haute tension (2 ns/kV). Il est important de rappeler que si ces sources de décalage en temps devenaient importantes, elles pourraient détériorer l'efficacité du détecteur.

Nous avons alors développé une nouvelle technique de discrimination utilisant au mieux ces caractéristiques d'impulsion afin d'améliorer la résolution temporelle des RPC fonctionnant en mode “streamer” [102].

4.3 Le système ADULT (A DUaL Threshold)

Nous avons vu précédemment que l'une des principales qualités du mode “streamer” est la possibilité de détecter les signaux sans avoir besoin de les amplifier. Le mode avalanche fournit, lui, une meilleure résolution en temps car les signaux induits sont mieux synchronisés et ont une faible dépendance temporelle par rapport aux variations de gain.

L'idée consiste donc à profiter de cette référence de temps fournie par le mode avalanche tout en travaillant en mode “streamer”. Nous avons étudié la possibilité d'utiliser deux discriminateurs à simple seuil :

- Un premier seuil de détection au niveau du précurseur avalanche.
- Un deuxième seuil validant la formation du “streamer”.

Une coïncidence est ensuite réalisée avec comme référence de temps le signal issu du premier seuil.

4.3.1 Elaboration de la méthode

Ces tests se sont déroulés au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand.

4.3.1.1 Objectifs des tests

Ils avaient pour but d'étudier la faisabilité de la méthode ADULT devant améliorer la résolution en temps du détecteur. Deux techniques différentes de discrimination étaient testées

simultanément :

- A l’aide de discriminateurs à simple seuil.
- Avec la méthode ADULT.

4.3.1.2 Dispositif expérimental en rayons cosmiques

Ces tests sont réalisés en rayons cosmiques. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 4.14.

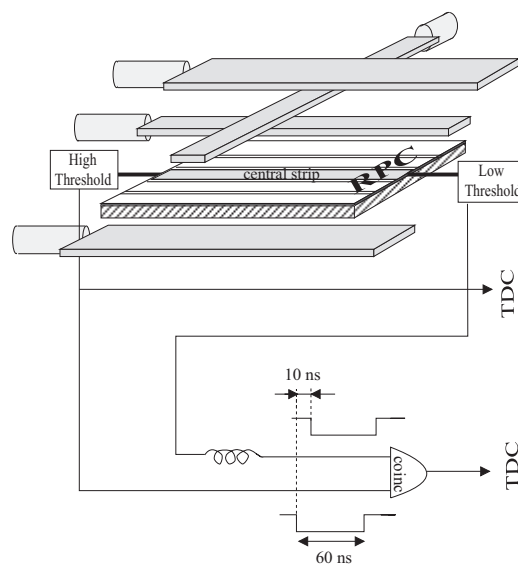


FIG. 4.14 – Dispositif expérimental des tests en rayons cosmiques effectués au Laboratoire de Physique Corpusculaire.

Nous utilisons une RPC de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ dont la résistivité de la bakélite est de quelques $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$, et la largeur des “strips” est de 2 cm. Cette valeur relativement élevée de résistivité n’est pas pénalisante pour des tests en rayons cosmiques étant donné le faible flux reçu par le détecteur. Le gaz utilisé est le mélange “standard”. Un ensemble de quatre scintillateurs plastiques constitue le système de déclenchement. La mise en coïncidence de trois de ces scintillateurs parallèles aux “strips”, définit une acceptation qui correspond à un “strip” de 2 cm de large et 50 cm de long ou “strip central”. Le quatrième scintillateur est orthogonal aux autres et contraint l’acceptation sur le “strip central” à une zone de l’ordre de 10 cm, afin de limiter les fluctuations en temps dues à la longueur du “strip”.

Les extrémités du “strip central” sont équipées chacune de FEE “on-board”, système identique à celui utilisé lors des tests de 1999. Le premier seuil (typiquement 10 mV) est appliqué à l’une des extrémités et permet de détecter le précurseur avalanche. Le deuxième seuil (typiquement 80 mV) est appliqué de l’autre côté et assure la présence du “streamer”. Après mise en forme, les signaux de sortie ont une largeur de 60 ns. Celui émanant du premier

seuil est retardé d'environ 10 ns et la coïncidence avec le signal donné par le deuxième seuil est réalisée. De ce fait, le signal provenant du premier seuil donne la référence en temps tant que le “streamer” n'est pas retardé de plus de 10 ns par rapport au précurseur avalanche.

Le signal de sortie de la coïncidence correspond à la réponse du système ADULT et est envoyé sur des TDC VME, ainsi que le signal fourni par le deuxième seuil, ceci afin d'établir la comparaison entre ADULT et discriminateur à seuil simple.

L'efficacité et une estimation de la taille des clusters sont déterminées par la réponse de cinq “strips” : le “strip central” et ses deux voisins de chaque côté.

En résumé, le deuxième seuil valide la formation du “streamer” et influence directement l'efficacité ainsi que la résolution spatiale. Le premier seuil ainsi que le retard introduit entre ces deux signaux déterminent la résolution en temps du détecteur.

Nous allons maintenant argumenter les choix de ces paramètres.

4.3.1.3 Choix des paramètres

– Valeur des seuils

Pour ce qui est de la valeur du premier seuil, elle doit être la plus faible possible afin de pouvoir détecter les précurseurs avalanche de faible amplitude. Par contre, elle doit rester impérativement au-dessus du bruit induit par le détecteur ou par l'électronique, pour éviter tout déclenchement intempestif. En fait, le bruit propre du détecteur est très faible et nous sommes limités par l'électronique employée lors de ces tests qui peut commencer à osciller pour un seuil de 5 mV. Une valeur de 10 mV semble un bon compromis.

Le choix du deuxième seuil est guidé par les résultats obtenus lors des tests précédents. Ainsi, une valeur trop basse dégrade la résolution spatiale tandis qu'une valeur élevée peut à long terme endommager le détecteur étant donné la correction de haute tension que nous devons introduire pour avoir une efficacité proche de 100%.

– Valeur du retard entre premier et deuxième seuil

La référence de temps est donnée par le dernier signal arrivant dans la coïncidence. Or, c'est le précurseur avalanche qui possède les qualités de bonne résolution temporelle. Nous devons donc différer l'arrivée de ce signal dans la coïncidence. Ce retard ne doit pas être trop faible, car le “streamer” donnerait alors la référence de temps. Il ne doit pas être non plus trop élevé car il y aurait alors la possibilité de discrimination d'événements non corrélés. Une valeur de 10 ns, au regard des impulsions reportées sur la figure 4.13, semble satisfaisante.

4.3.1.4 Résultats des tests en rayons cosmiques

Il est important de rappeler que la mise en œuvre des différentes techniques de discrimination (discriminateur à seuil simple et ADULT) est simultanée. Les résultats obtenus sont donc directement comparables, les conditions expérimentales étant strictement identiques pour les deux méthodes.

– Résolution spatiale

Rappelons que l’efficacité et la résolution spatiale ne sont dépendantes que de la valeur du deuxième seuil. Nous remarquons sur la figure 4.15 (gauche) que plus le deuxième seuil est haut, plus les courbes d’efficacité se décalent vers des tensions élevées. Pour des seuils de 50, 80 et 150 mV, le point de fonctionnement se situe à 9000, 9200 et 9600 V respectivement. Pour ces tensions, la taille des clusters est 1,18 pour le seuil de 150 mV, 1,23 pour celui de 80 mV et 1,26 pour le seuil de 50 mV (Fig. 4.15 partie droite). Ce comportement de la résolution spatiale du détecteur en fonction du seuil de discrimination avait déjà été signalé lors des tests 1999. Le seuil de 150 mV donne les meilleurs résultats en terme de résolution spatiale mais la tension de fonctionnement est alors de 9600 V comparée à 9200 V pour un seuil de 80 mV : ce dernier point de fonctionnement sera préféré.

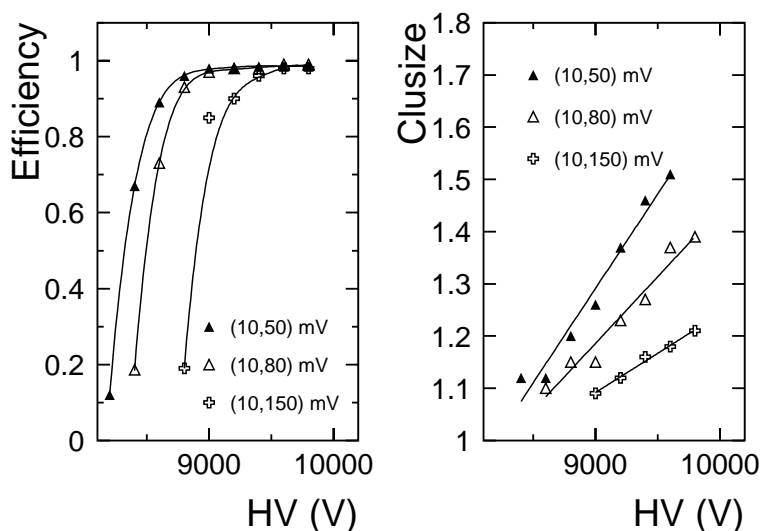


FIG. 4.15 – Courbes d’efficacité avec plusieurs valeurs de deuxième seuil (partie gauche) et évolution de la taille des “clusters” en fonction de la haute tension (partie droite).

– Résolution en temps

Nous avons vérifié que nous obtenions les mêmes résultats en terme de résolution temporelle que lors des tests effectués au CERN. La présence d’une double structure avec les discriminateurs à simple seuil, pour une valeur de 80 mV, est confirmée (Fig. 4.16 partie inférieure). Avec un seuil de 150 mV, le deuxième pic disparaît du fait de l’élévation de la haute tension mais le spectre en temps reste large et présente une traînée sur sa partie droite.

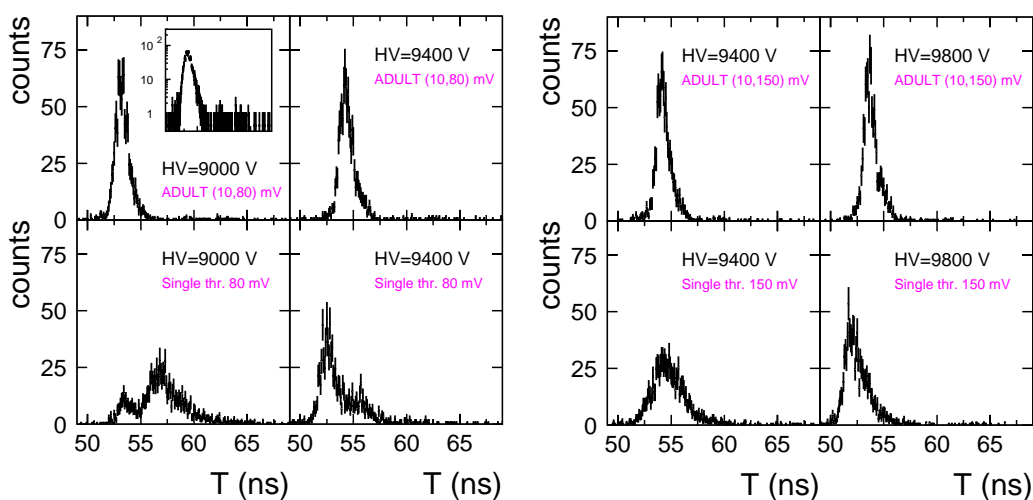


FIG. 4.16 – Spectres en temps avec le système ADULT avec des couples de seuils de (10-80) et (10-150) (partie supérieure) et spectres en temps avec des discriminateurs à seuil simple avec pour valeurs 80 et 150 mV (partie inférieure).

Par contre, avec la méthode ADULT, les spectres en temps ne présentent pas de double structure (Fig. 4.16 partie supérieure). De plus, les distributions s’avèrent étroites ($\sigma_T^{pic} \leq 1$ ns) dès que l’efficacité devient satisfaisante, et contiennent presque tous les événements. Seuls 2 à 3% d’entre eux se trouvent décalés en temps (queue de distribution à droite du pic, voir encadré en échelle logarithmique sur figure la 4.16). La baisse de la valeur du premier seuil ou l’augmentation du retard appliqué entre le premier et le deuxième seuil réduisent peu cette queue de distribution. Ces événements peuvent être attribués à un phénomène de “feed-back” à longue portée (cf. section 4.2.3) : l’avalanche n’est pas détectée (amplitude très faible) et le “streamer” est largement retardé. Par exemple, pour un premier seuil et un deuxième seuil fixés respectivement à 20 et 80 mV, le pourcentage d’événements localisés dans cette traînée double comparativement à 10 et 80 mV.

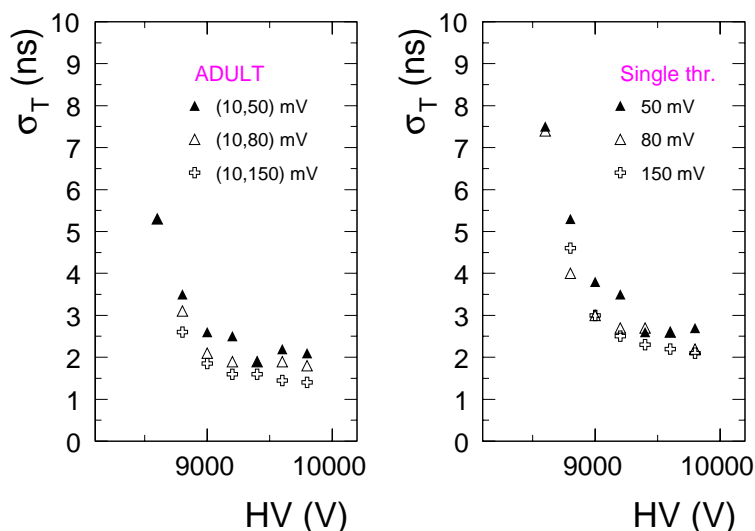


FIG. 4.17 – *RMS des distributions en temps obtenues avec le système ADULT et avec des discriminateurs à seuil simple.*

Les RMS (σ_T) des distributions en temps obtenues avec le système ADULT sont montrées dans la figure 4.17. Ces RMS, comprises entre 1,5 et 2,5 ns pour des tensions de fonctionnement correspondant aux couples de seuils utilisés, sont fortement dépendantes de la proportion d’événements compris dans la queue de la distribution. Toutefois, une valeur de deuxième seuil plus élevée améliore les résultats.

Dans cette même figure, nous pouvons voir les RMS des distributions en temps obtenues avec un discriminateur à seuil simple. Elles sont systématiquement plus mauvaises que celles obtenues avec le système ADULT à tension identique.

De plus, nous avons vu que l’une des motivations de la réalisation de la méthode ADULT est de tirer avantage de la référence de temps fournie par l’avalanche, ceci afin de réduire le décalage absolu en temps du signal délivré après discrimination. Cette dérive linéaire, en fonction de la haute tension, est de 2,2 ns/kV pour le système ADULT et correspond à celle du pic précurseur avalanche trouvée dans le paragraphe 4.2.2.

4.3.2 Conclusions de ces tests en rayons cosmiques

La forme particulière du signal “streamer” dans les RPC et les résultats en découlant ont conduit l’équipe ALICE du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand à développer une nouvelle méthode de discrimination nommée ADULT. Elle a pour originalité l’utilisation de deux discriminateurs à seuil simple, l’un permettant de tirer avantage de la détection du précurseur avalanche et donc d’atteindre une très bonne résolution temporelle, l’autre de valider la formation du “streamer” et donc de profiter des qualités en terme de résolution spatiale de ce mode de fonctionnement.

Un couple de seuils de 10 et 80 mV pour respectivement le premier et le deuxième seuil semble être un bon compromis. En effet, pour un deuxième seuil de 150 mV, les résultats en terme de résolution temporelle et résolution spatiale sont un peu meilleurs, mais cela oblige à travailler à plus haute tension ce qui pourrait, à long terme, être dommageable pour le détecteur. Par contre, un deuxième seuil fixé à 50 mV donne systématiquement de moins bons résultats qu’un seuil de 80 mV que ce soit pour les résolutions en temps ou spatiale. Enfin, pour ce qui est du premier seuil, à 5 mV l’électronique peut commencer à osciller et l’amélioration en terme de résolution spatiale est faible, et à 20 mV, nous observons une nette dégradation de la résolution temporelle.

Avec cette technique, nous obtenons des distributions en temps dont le σ est inférieur à 1 ns. Pour comparaison, avec un discriminateur à fraction constante, le sigma est égal à 2,5 ns et avec un discriminateur à seuil simple nous avons généralement une double structure, le σ atteignant alors quelques ns.

De plus, cette nouvelle méthode permet de réduire considérablement la dérive en temps des distributions en fonction de la haute tension. En effet, elle est de 2 ns/kV tandis qu’elle est nettement plus importante dans le cas d’un simple seuil. Ceci s’avère prépondérant pour le bon fonctionnement du “trigger” du spectromètre dimuons, les signaux devant être capturés à une fréquence de 40 MHz (toutes les 25 ns).

Enfin, cette très bonne résolution temporelle est atteinte dès que le détecteur est efficace à près de 100%. La méthode ADULT offre donc la possibilité de travailler à une tension plus faible, ce qui améliore encore les performances en terme de résolution spatiale des RPC fonctionnant en mode “streamer”.

Rappelons que lors de ces expériences en rayons cosmiques, le flux incident est très faible. Ainsi, afin de valider cette technique dans un environnement plus hostile, des tests ont été planifiés au CERN. Les résultats sont détaillés dans le paragraphe suivant.

4.3.3 Tests en 2000 avec un faisceau du PS

Après avoir validé la méthode ADULT en rayons cosmiques, il était nécessaire de confronter cette nouvelle technique de discrimination à des conditions plus contraignantes : flux élevé, environnement de bruit de fond. Ces tests se sont donc déroulés au CERN en zone T10 du PS.

4.3.3.1 Objectifs des tests en 2000

Il faut s’assurer que la valeur du premier seuil déterminée en rayons cosmiques ne provoque pas de déclenchements intempestifs à haut flux et, ainsi, déterminer le couple optimal

pour atteindre la pleine fonctionnalité de la méthode.

De plus, il faut mesurer toutes les grandeurs caractéristiques d’une RPC avec cette nouvelle technique de discrimination et les comparer à celles obtenues avec l’électronique de FEE incluant un seuil fixe (résultats 1999).

4.3.3.2 Dispositif expérimental

Une nouvelle électronique de lecture, réalisée en micro-électronique avec la technologie AMS BiCMOS $0,8 \mu m$ incorpore outre l’étage de discrimination ADULT (Fig. 4.18 et [103]), une protection de redéclenchement appelée “one-shot” et un retard ajustable afin de mettre en temps, si nécessaire, toutes les voies.

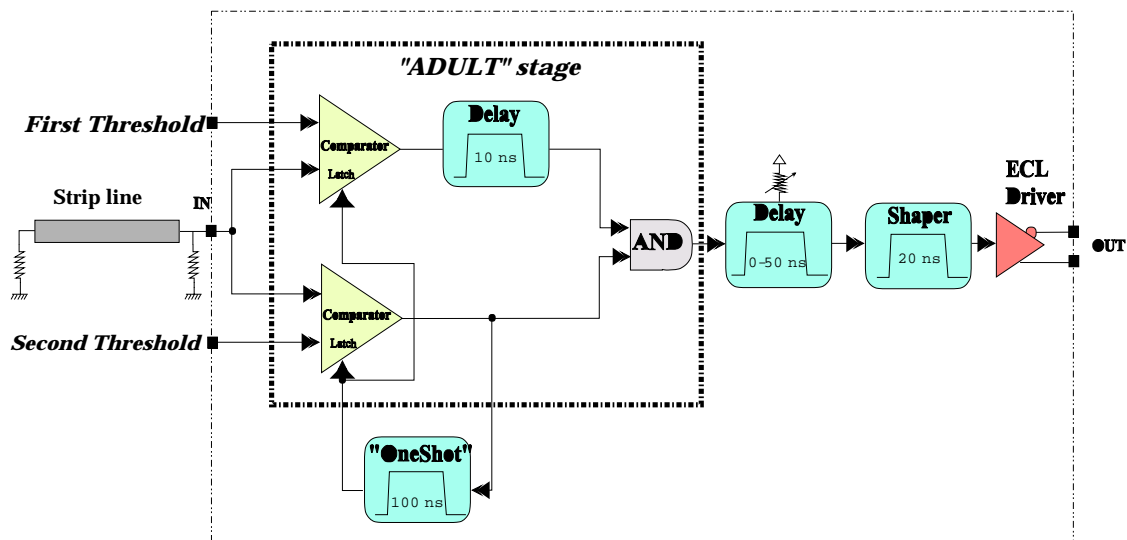


FIG. 4.18 – *Synoptique d’une voie d’électronique de lecture en micro-électronique avec le système ADULT.*

La chambre RPC a les caractéristiques suivantes :

- Surface de $50 \times 50 \text{ cm}^2$.
- Simple “gap” de gaz de 2 mm d’épaisseur.
- Mélange “standard” de composition : Ar 49% + $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ 7% + Forane 40% + SF_6 4%.
- Plans X et Y de “strips” de 2 cm de largeur.
- Résistivité de bakélite de $\rho = 8.10^9 \Omega.cm$.
- Equipée du système ADULT sur 8 “strips” horizontaux et du FEE “simple seuil” sur 16 “strips” verticaux.

Le système de déclenchement est constitué, d’un hodoscope de scintillateurs placé en arrière du détecteur, et d’un autre scintillateur positionné en amont donnant la référence en temps.

Des TDC (“Time Digital Converter”) fournissent les spectres en temps. L’intensité du faisceau de pions d’impulsion transverse de 3 GeV/c peut varier de quelques Hz/cm² à quelques centaines de Hz/cm² grâce à des collimateurs. Le flux central, maximal, est monitoré par la coïncidence de 2 scintillateurs qui délimitent une surface de 4 cm² sur le détecteur. Enfin, la RPC peut pivoter sur elle même et, ainsi, nous pouvons faire varier l’angle entre sa normale et l’axe du faisceau.

4.3.3.3 Résultats des tests en 2000

Etant donné que le détecteur est équipé sur l’une de ses faces du système ADULT et sur l’autre du FEE “simple seuil”, nous pouvons comparer directement les résultats obtenus pour chacune des deux techniques de discrimination, ce qui est systématiquement fait dans cette section.

– Tenue au flux

La résistivité de la bakélite étant assez faible, la tenue au flux atteint des valeurs élevées. Nous pouvons constater sur la figure 4.19 que pour le système ADULT et pour un couple de seuils fixé à 10 et 80 mV, le détecteur peut supporter près de 500 Hz/cm² ce qui remplit entièrement les exigences de ALICE. Les résultats sont identiques pour un discriminateur à seuil simple (correspondant au second seuil du système ADULT).

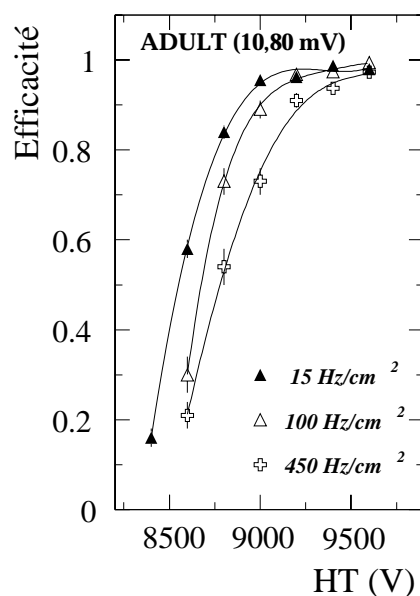


FIG. 4.19 – Courbes d’efficacité d’une RPC équipée du système ADULT en fonction de la haute tension et en fonction du flux.

– Efficacité

Rappelons que pour le système ADULT, l’efficacité n’est influencée que par le deuxième seuil, pour une tension donnée. Nous avons donc étudié l’évolution de cette efficacité en fonction de la valeur du deuxième seuil. Pour 50, 80 et 120 mV, les tensions de fonctionnement sont respectivement de 9000, 9200 et 9400 V pour un flux de 20 Hz/cm² (Fig. 4.20). Le comportement est identique à celui observé lors des tests en rayons cosmiques. Une augmentation de 40 mV du seuil correspond à une élévation de 200 V de la tension pour retrouver le même point de fonctionnement.

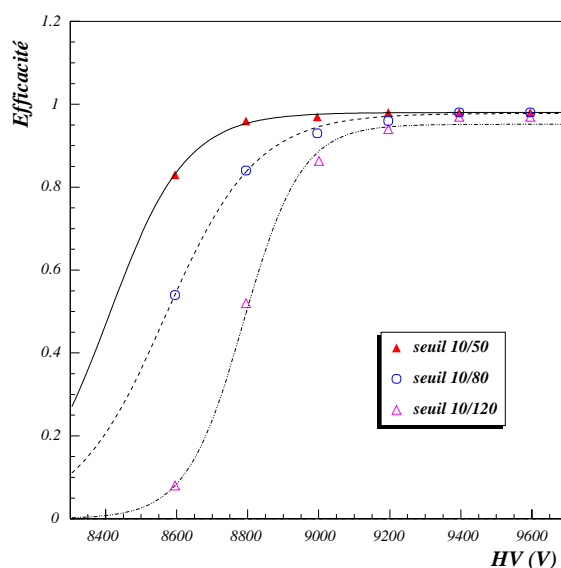


FIG. 4.20 – Courbe d’efficacité d’une RPC équipée du système ADULT en fonction de la haute tension et en fonction du deuxième seuil appliqué.

– Résolution spatiale

La taille des “cluster” n’est pas influencée par la valeur du premier seuil du système ADULT. Ainsi, les résultats en terme de résolution spatiale sont identiques pour les deux méthodes. Nous avons par contre étudié la taille des “clusters” en fonction de la valeur du deuxième seuil de ADULT. La figure 4.21 montre les résultats (les tensions sont renormalisées, avec pour référence le couple de seuil 10-80 mV). Nous constatons que la taille des “clusters” est pratiquement similaire pour un couple de seuils fixé à (10-80 mV) ou (10-120 mV). Par contre, pour (10-50 mV), la résolution spatiale est dégradée.

Lors des tests en rayons cosmiques, la taille des “clusters” pour des seuils fixés à 10 et 80 mV était de 1,23 pour la tension de fonctionnement. Dans le cas présent, pour les mêmes valeurs de tension et de seuil, nous obtenons 1,05. Cette différence peut s’expliquer par une

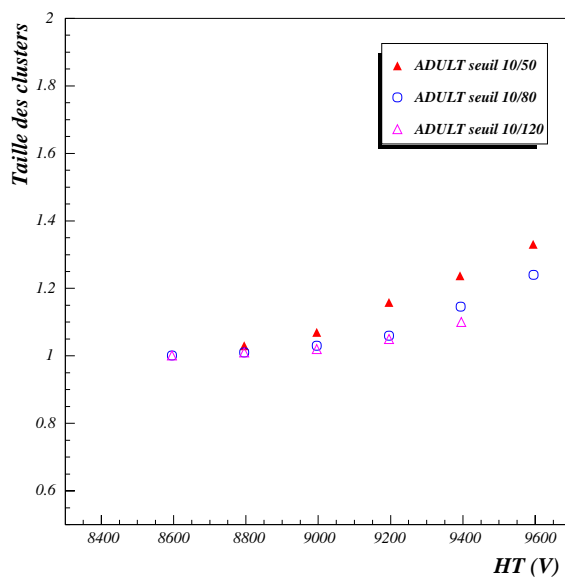


FIG. 4.21 – Taille des “clusters” en fonction de la haute tension et en fonction du deuxième seuil avec un flux de 20 Hz/cm^2 .

différence de détermination du point de fonctionnement et des différences sur les dispositifs expérimentaux des deux tests.

Il est intéressant de connaître l’effet de l’angle d’incidence des particules sur la taille de “clusters”. Nous avons vu dans le paragraphe 4.3.3.2 que notre dispositif expérimental permettait de faire varier l’angle d’incidence du faisceau sur la chambre RPC. La taille des “clusters”, pour le système ADULT et pour le FEE “simple seuil”, est accrue de 10% pour un angle variant de 0 à 60 degrés (l’angle est défini entre la normale à la chambre et l’axe du faisceau), ce qui reste tout à fait acceptable.

– Résolution en temps

La nouvelle technique de discrimination ADULT a été étudiée afin d’améliorer la résolution temporelle des RPC fonctionnant en mode “streamer”. Nous allons aborder ici les différents résultats que fournissent un discriminateur à seuil simple et le système ADULT.

Comme lors des tests 1999 et des tests en rayons cosmiques, les spectres de résolution en temps présentent une double structure lorsqu’un discriminateur à seuil simple est utilisé. Avec la technique ADULT, il n’y a plus qu’un seul pic qui intègre plus de 98 % des événements.

En premier lieu, nous nous sommes intéressés à l’évolution de la résolution en temps en fonction des premier et deuxième seuils. Dans le tableau 4.3, les RMS des distributions de résolution en temps sont données dans une fenêtre de 25 ns pour un flux de 20 Hz/cm^2 et pour différents couples de seuil et leur tension de fonctionnement associée.

Seuils (mV) / Haute tension (V)	RMS dans 25 ns (ns)
10-50 / 9000	1,35
10-80 / 9200	1,20
10-120 / 9400	0,90
5-80 / 9200	0,90
20-80 / 9200	1,70

TAB. 4.3 – Résolution en temps pour le système ADULT en fonction de la valeur des premier et deuxième seuils.

Une valeur de premier seuil plus faible (5 mV) améliore la résolution en temps, car le pourcentage d'événements hors pic diminue légèrement.

L'élévation de la valeur du deuxième seuil améliore également la résolution temporelle du détecteur. En effet, ceci oblige à travailler à plus haute tension, et dès lors une proportion plus importante de signaux “streamer” est en coïncidence avec le signal précurseur avalanche.

Par contre, le premier seuil ne doit pas être trop élevé car nous perdons la référence de temps donné par le précurseur avalanche et la résolution en temps se détériore. Notons que, pour ADULT, si les deux seuils étaient réglés à la même valeur, par exemple 80 mV, nous obtiendrions exactement les mêmes spectres qu'avec un discriminateur à seuil simple réglé à 80 mV.

La comparaison entre le système ADULT et un discriminateur à seuil simple est illustrée par la figure 4.22. Le deuxième seuil de ADULT et celui du discriminateur à seuil simple sont fixés à 80 mV, le flux est de 20 Hz/cm².

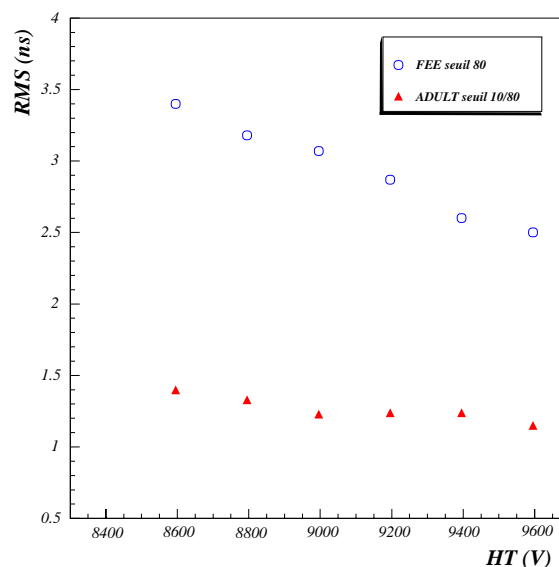


FIG. 4.22 – RMS des distributions de résolution en temps en fonction de la haute tension pour le système ADULT et pour un discriminateur à seuil simple.

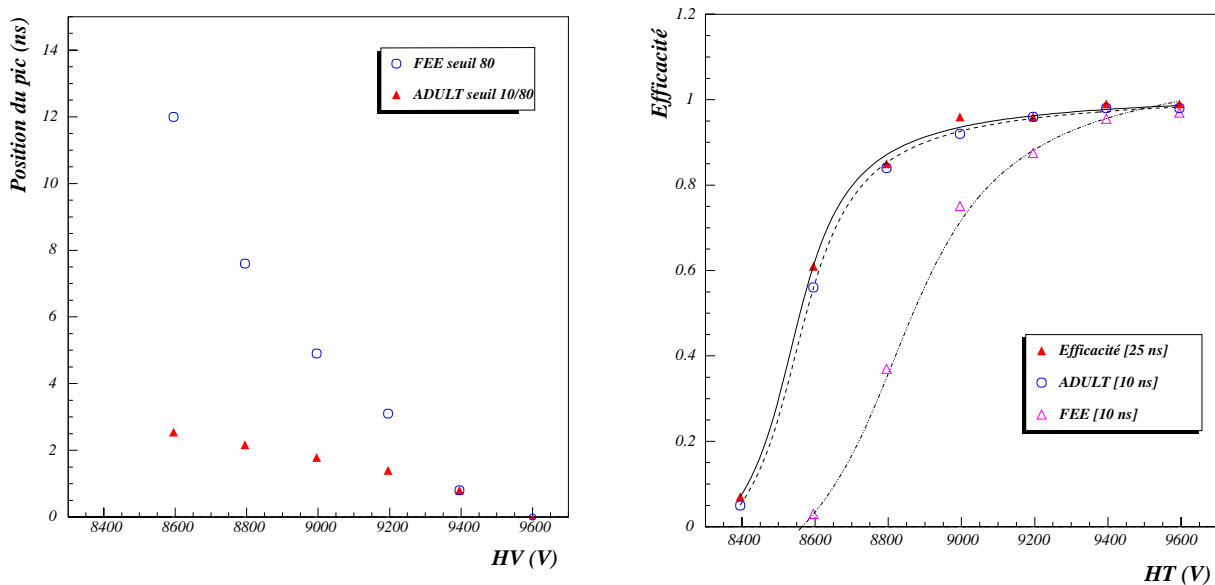


FIG. 4.23 – *Partie gauche*: Position relative des distributions en temps en fonction de la haute tension pour le système ADULT et pour un discriminateur à seuil simple. - *Partie droite*: Courbes d’efficacité dans une porte en temps.

La résolution en temps du système ADULT est nettement meilleure que celle obtenue avec l’électronique “simple seuil”. De plus, dans le cas où la technique ADULT est mise en œuvre, cette résolution est pratiquement indépendante de la haute tension appliquée au détecteur.

Les RMS représentées sur la figure 4.22 sont obtenues sans contrainte additionnelle sur la localisation des impacts sur le détecteur. Or, la localisation de ces impacts sur toute la longueur des “strips” introduit une dispersion temporelle. Pour obtenir la résolution corrigée de cet effet, les données sont analysées en contraignant les impacts dans la zone centrale d’une surface de 4 cm^2 . Dans ce cas, le σ_{pic} de la distribution en temps est égal à $0,6 \text{ ns}$ pour le système ADULT.

Nous avons vu que la position absolue du “streamer” se décale en temps en fonction de la haute tension (cf. paragraphe 4.2.2). La partie gauche de la figure 4.23 représente les positions relatives, normalisées à 0 pour 9600 V , des spectres en temps en fonction de la haute tension pour le système ADULT ainsi que pour le FEE “simple seuil”. Le flux est de 20 Hz/cm^2 .

Pour le discriminateur à seuil simple, lorsque les distributions en temps présentent une double structure, la position moyenne est prise en compte. Pour ADULT, nous n’obtenons qu’un seul pic, plus ou moins large, quelque soit la haute tension. La dérive est de $2,5 \text{ ns/kV}$ alors qu’elle atteint plus de 10 ns/kV pour un discriminateur à seuil simple, dans la gamme de haute tension de la figure 4.22. Cette dernière valeur est très élevée et a pour conséquence

une absence de plateau dans une fenêtre de 10 ns (Fig. 4.23 partie droite). Ainsi, pour pouvoir travailler en mode “streamer”, et avec un discriminateur à seuil simple, il faudrait appliquer une tension très élevée, ce qui dégraderait la résolution spatiale du détecteur et pourrait l’endommager à plus long terme. Pour le système ADULT, la courbe d’efficacité dans une porte de 10 ns est quasiment superposée à celle obtenue dans une porte de 25 ns.

D’autre part, que ce soit en fonction de l’angle d’incidence ou du flux du faisceau de particules, nous observons une dépendance similaire de la résolution en temps donnée par le système ADULT ou par un discriminateur à seuil simple. Ainsi, les RMS s’accroissent, de 30% pour un angle variant de 0 à 60 degrés, et de 10% pour un flux variant de 15 à 450 Hz/cm² pour les tensions de fonctionnement.

4.4 Conclusions

L’analyse des tests effectués en 1999 sur les RPC a démontré la nécessité de développer une nouvelle technique de discrimination afin d’améliorer la résolution temporelle de ce détecteur fonctionnant en mode “streamer”. Après avoir étudié différents aspects du fonctionnement d’une RPC en fonction des seuils de discrimination, le choix d’un couple de seuil de 10 et 80 mV, pour la technique ADULT, est confirmé grâce aux tests réalisés en 2000 dans la zone T10 du CERN-PS.

En effet, si le premier seuil est fixé à 20 mV la résolution temporelle se dégrade. Nous perdons alors la référence de temps donnée par le précurseur avalanche. Une valeur plus basse (5 mV) ne paraît pas assez importante pour s’affranchir de problèmes de bruit potentiel de l’électronique de lecture. Concernant le deuxième seuil, une valeur inférieure, par exemple fixée à 50 mV, dégrade les résolutions spatiales et temporelles. A l’inverse, un réglage à 120 mV améliore la résolution en temps, mais de manière peu sensible et oblige à travailler à une tension supérieure (200 V) ce qui pourrait avoir des effets néfastes pour le détecteur.

Nous avons alors pu établir une comparaison systématique des résultats obtenus avec un discriminateur à seuil simple fixé à 80 mV et avec la méthode ADULT dont les seuils sont de 10 et 80 mV. La nouvelle technique de discrimination ADULT permet d’obtenir une nette amélioration de la résolution temporelle d’une RPC fonctionnant en mode streamer. La RMS de la distribution est de 1,2 ns comparée à 2,9 ns pour un discriminateur à seuil simple pour la tension de fonctionnement. La dérive temporelle des spectres en temps en fonction de la haute tension est minimisée avec le système ADULT et a pour valeur 2,5 ns/kV. Ainsi, la courbe d’efficacité dans une porte de 10 ns avec ADULT est superposée à celle obtenue dans une porte de 25 ns, tandis qu’avec un discriminateur à seuil simple, elle ne présente pas de plateau de fonctionnement sauf à des tensions très élevées.

Les résultats en terme de résolution spatiale sont identiques pour les deux systèmes de

discrimination étant donné que seul le seuil le plus élevé du système ADULT influence cette variable. Nous obtenons une taille de “clusters” de 1,05 pour une tension de 9200 V et pour des “strips” de 2 cm de largeur. Ces valeurs remplissent les exigences de ALICE et sont en accord avec ceux de la référence [70].

Enfin, l'évolution de ces paramètres avec l'angle d'incidence du faisceau n'est pas problématique pour le bon fonctionnement du détecteur.

Le système ADULT et la puce de micro-électronique l'intégrant ont donné entière satisfaction. Récemment un nouveau prototype a été réalisé en micro-électronique au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand où l'étage de sortie ECL a été remplacée par un étage de sortie LVDS. La puissance consommée est alors réduite à moins de 100 mW par voie. Le “design” final comprend 8 voies par puce et la production de masse commencera mi-2002 et sera testée durant l'année 2003.

Nous allons aborder dans le prochain chapitre les simulations permettant d'évaluer les performances du “trigger” du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE.

Chapitre 5

Etude des résonances de haute masse

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la suppression des résonances de haute masse par écrantage de Debye constitue l'une des signatures les plus prometteuses de la formation du plasma de quarks et de gluons. La connaissance et l'identification de tous les processus attendus au LHC lors d'une collision Pb-Pb sont primordiales afin de pouvoir extraire les sections efficaces de production, et ainsi déterminer s'il y a eu suppression des résonances de haute masse et formation de plasma de quarks et de gluons.

Après avoir explicité les sources principales de production de muons dans ALICE, une description détaillée de tous les processus pris en compte sera effectuée. Les spectres en impulsion transverse des muons de désintégration seront présentés ainsi que les spectres de masse invariante. Les effets sur ces spectres, des coupures en impulsion transverse du "trigger" et ceux des coupures franches seront illustrés. Nous donnerons les résultats concernant l'extraction du signal de manière générale et en fonction du domaine en impulsion transverse des dimuons (rapports signal sur bruit et signification). Diverses techniques de soustraction du bruit de fond combinatoire seront décrites et testées et nous verrons comment nous pouvons estimer la section efficace de production de beauté. Enfin, l'effet de la perte d'énergie des quarks dans le milieu nucléaire sera étudiée.

5.1 Production de muons dans ALICE

Nous allons présenter les simulations permettant de décrire les collisions Pb-Pb attendues lors du démarrage de l'expérience ALICE en 2006 au LHC. Les processus physiques impliqués seront répertoriés ainsi que les outils qui ont été utilisés tant pour la génération que pour la désintégration des particules.

Afin de produire les spectres de masse invariante, il faut identifier les sources potentielles

de production de muons. Nous énumérons ici les voies prépondérantes dans ALICE.

- Muons de désintégration du Drell-Yan.
- Muons de désintégration des résonances de basse masse.
- Muons de désintégration des résonances de haute masse.
- Muons de désintégration de la beauté ouverte.
- Muons de désintégration du charme ouvert.
- Muons de désintégration des pions et des kaons.

La proportion attendue de muons provenant du Drell-Yan aux énergies LHC est faible par rapport aux autres composantes. De plus, bien que les muons de désintégration des résonances de basses masses soit nombreux, leur influence est importante surtout dans la région des faibles masses. Ainsi, seules les quatre dernières voies de production de muons sont prises en compte dans cette étude. Le tableau 5.1 regroupe les principales caractéristiques de ces différentes sources.

Particule	Masse (MeV/c ²)	Largeur (MeV/c ²)	$c\tau$	Rayon (fm)	Désintégration dominante	BR $\mu^+\mu^-$ (%)
J/ψ	3097	0,087	2268 fm	0,453	hadrons	5,88
ψ'	3686	0,277	712 fm	0,875	hadrons	1,03
Υ	9460	0,052	3752 fm	0,226	hadrons	2,48
Υ'	10023	0,044	4414 fm	0,509	$\Upsilon + X$ ($\sim 28\%$)	1,31
Υ''	10355	0,026	7503 fm	-	$\Upsilon, \Upsilon' + X$ ($\sim 17\%$)	1,81
D^0	1864	-	123,7 μm	-	$K + X$ ($\sim 90\%$)	9,5 en moy.
B^0	5279	-	464 μm	-	$K^+ + X$ ($\sim 80\%$)	10,5
π^\pm	139	-	7,8 m	-	$\mu^\pm + \nu_\mu$ ($\sim 100\%$)	~ 100
K^\pm	494	-	3,7 m	-	$\mu^\pm + \nu_\mu$ ($\sim 100\%$)	63,5

TAB. 5.1 – Principales caractéristiques des sources de muons.

Nous constatons que les rapports d'embranchement en voie muonique de la plupart de ces particules sont assez faibles. Nous verrons par la suite comment nous nous sommes affranchis de ce problème grâce à diverses techniques de simulation.

5.2 Environnement de simulation

Nous allons maintenant détailler les principes de génération et de désintégration de ces particules.

5.2.1 Le charmonium

– Génération

Tant pour le J/ψ que pour le ψ' , la génération se fait à l'aide d'une paramétrisation en impulsion transverse (Eq. 5.1) basée sur les résultats de CDF [104] pour les $p_T > 6$ GeV/c, et ceux issus de PYTHIA 5.7 [105] pour les impulsions transverses plus basses [106].

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{p_T}{(1 + (p_T/p_T^0)^2)^n} \quad (5.1)$$

avec $n = 3,6$ et $p_T^0 = 4$ GeV/c pour le J/ψ

avec $n = 4,1$ et $p_T^0 = 4$ GeV/c pour le ψ'

La paramétrisation de la distribution de rapidité est la suivante :

$$\frac{d\sigma}{dy} = \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2}\right) \quad (5.2)$$

avec $y_0 = 4$.

Pour la normalisation à une collision Pb-Pb centrale, nous utilisons les sections efficaces de production données par R. Gavai et al. [107] puis nous multiplions par la fonction de recouvrement des noyaux à paramètre d'impact nul $T_{AB}(0)$.

Les résonances sont générées dans tout l'espace de phase. Nous verrons par la suite qu'il n'en est pas de même pour les pions et les kaons.

– Désintégration

Après avoir attribué à chaque particule une impulsion transverse et une rapidité en tirant de manière aléatoire dans les distributions décrites ci-dessus, nous calculons les diverses variables cinématiques. Les résonances sont ensuite forcées à se désintégrer en voie muonique à l'aide de JETSET 7.4 [108]. La décroissance de 100 000 particules de chaque type permet d'obtenir une statistique satisfaisante en vue de l'élaboration des spectres de masse invariante. Nous appliquons ensuite à chaque muon un poids correspondant au rapport d'embranchement en voie muonique des charmonia (Tab. 5.1).

5.2.2 Les résonances de la famille du Upsilon

– Génération

Les paramétrisations en impulsion transverse et en rapidité sont de la même forme que pour les charmonia (Eq. 5.1 et 5.2) mais avec les constantes suivantes :

$$n = 2,5 \text{ et } p_T^0 = 5,3 \text{ GeV}/c \text{ pour le } \Upsilon$$

$$n = 3,1 \text{ et } p_T^0 = 6,3 \text{ GeV}/c \text{ pour le } \Upsilon'$$

$$n = 2,1 \text{ et } p_T^0 = 4,0 \text{ GeV}/c \text{ pour le } \Upsilon''$$

$$y_0 = 3 \text{ pour l'ensemble des trois particules}$$

Le nombre de particules générées (pour chaque type) est également de 100 000.

Ainsi que pour les charmonia, les sections efficaces totales de production sont extraites de la référence [107] et renormalisées à une collision centrale Pb-Pb.

– Désintégration

En ce qui concerne la désintégration en voie muonique, les principes énoncés ci-dessus sont appliqués pour le Υ et pour le Υ' . Pour ce qui est du Υ'' , cette particule n'existe pas dans la version 7.4 de JETSET. Il est donc nécessaire de “cloner” un Υ' pour ensuite traiter la désintégration muonique forcée via JETSET. De la même façon que pour les charmonia, le poids correspondant au rapport d'embranchement en voie muonique est appliqué à chaque muon (Tab. 5.1).

5.2.3 Les pions et les kaons

– Génération

Des simulations effectuées à l'aide du logiciel HIJING et réalisées par A. Morsch et K. Eggert [106] ont permis de déduire des paramétrisations qui sont utilisées ici pour la génération des pions et des kaons. Les particules considérées sont les π^\pm , les K^\pm et les K_L^0 . Les π^0 et les K_S^0 ayant une probabilité quasi-nulle de se désintégrer en muons ne sont pas pris en compte.

La distribution en fonction de la pseudo-rapacité pour les pions et les kaons est la suivante :

$$\frac{dN}{d\eta} = a_1 \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_1)^2}{2\Delta\eta_1^2} \right] + a_2 \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_2)^2}{2\Delta\eta_2^2} \right] \quad (5.3)$$

avec les paramètres du tableau 5.2.

Pour limiter les temps de calcul, nous ne générons pas les pions et les kaons dans tout l'espace de phase. En effet, les particules sont générées dans l'intervalle $[0^\circ\text{-}20^\circ]$, car des

Pb-Pb	a_1	η_1	$\Delta\eta_1$	a_2	η_2	$\Delta\eta_2$
π^\pm	4913	0,22	1,47	1819	3,66	1,51
K^\pm	497,6	0,79	1,54	215,6	4,09	1,40

TAB. 5.2 – Paramètres pour la distribution $dN/d\eta$ pour les pions et les kaons chargés et pour une collision Pb-Pb.

pions ou des kaons hors de ces limites ont une probabilité quasi-nulle de se désintégrer dans l’acceptance du spectromètre dimuons [2° - 9°]. Afin de respecter les conditions “HIJING 6000” où l’on dénombre 6000 pions et kaons chargés par unité de pseudo-rapacité, par collision Pb-Pb et à $\eta = 0$, nous générons 17 000 particules dans l’intervalle [0° - 20°] et par collision Pb-Pb.

En ce qui concerne le tirage en impulsion transverse, la distribution est la suivante pour les pions :

$$\frac{dN_\pi}{dp_T^2} \propto \exp \left[-(m_\pi^2 + p_T^2)^{\frac{1}{2}} / 0,16 \right] \quad p_T < p_T^{lim} \quad (5.4)$$

$$\frac{dN_\pi}{dp_T^2} \propto (1/(1 + p_T/p_T^0))^n \quad p_T > p_T^{lim}$$

$$\text{avec } p_T^{lim} = 0,5, p_T^0 = 0,74 \text{ et } n=7,2.$$

et pour les kaons [109] :

$$\frac{dN_K}{dp_T^2} = 0,3 \times \left(\frac{(m_\pi^2 + p_T^2)^{\frac{1}{2}} + 2}{(m_K^2 + p_T^2)^{\frac{1}{2}} + 2} \right)^{12.3} \times \frac{dN_\pi}{dp_T^2} \quad (5.5)$$

En fait ces paramétrisations reproduisent les données de PYTHIA qui présente des distributions en impulsion transverse plus “dures” (i.e. p_T plus grand) que celle de HIJING, ce qui constitue une hypothèse conservatrice. Ces distributions sont reportées sur la figure 5.1.

Nous constatons qu’il y a 8 ordres de grandeur en ordonnée pour une impulsion transverse variant de 0 à 20 GeV/c. Dès lors, un tirage aléatoire dans ces distributions induit de très faibles statistiques à haute impulsion transverse. En effet nous avons une probabilité quasi-nulle d’obtenir des pions et kaons de “grande” impulsion transverse (>10 GeV/c).

Ainsi, afin d’avoir une statistique importante et équivalente quelque soit le domaine en impulsion transverse, le tirage est effectué à partir d’une fonction plate. Cette distribution est renormalisée à l’unité tout comme les paramétrisations décrites ci-dessus. Ensuite, à chaque p_T et pour chaque particule, nous déterminons la valeur $\frac{dN}{dp_T}$ à partir de la paramétrisation.

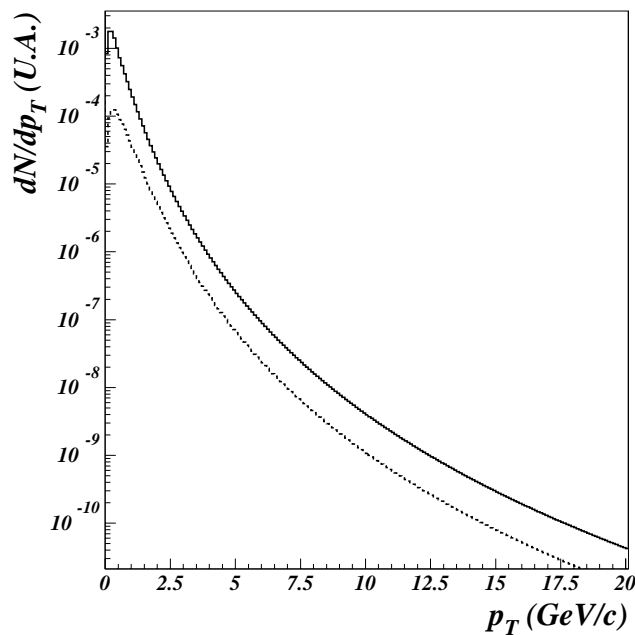


FIG. 5.1 – Paramétrisation des distributions en p_T des pions (traits pleins) et des kaons (traits pointillés).

Ce poids est affecté aux pions et aux kaons pour la reconstruction du spectre en impulsion transverse.

– Désintégration

Ces pions et kaons sont ensuite désintégrés via JETSET. Les rapports d'embranchement sont de $\sim 100\%$ pour les pions chargés π^\pm , 64% pour les kaons chargés K^\pm et de 27% pour les kaons neutres K_L^0 . En outre, les $c\tau$ sont de $7,8$ m, $3,7$ m et $15,51$ m respectivement pour les π^\pm , K^\pm et les K_L^0 . PYTHIA considère donc ces particules comme stables. Nous avons vu dans le chapitre 3 que le spectromètre dimuons est protégé du bruit de fond par un absorbeur frontal. Nous considérons ici un absorbeur parfait. Ainsi, nous ne prenons en considération que les particules qui se désintègrent à moins d'un mètre du point d'interaction du fait de la position de l'absorbeur dans le spectromètre.

Afin d'avoir une statistique suffisante nous générons $1\,000\,000$ de collisions Pb-Pb comprenant chacune $17\,000$ pions et kaons.

5.2.4 Le charme ouvert et la beauté ouverte

5.2.4.1 Génération

Le charme ouvert correspond à la génération d'un méson charmé à partir d'un des quarks des paires $c\bar{c}$ produites lors d'une collision Pb-Pb.

Plusieurs paramètres tels que la fonction de structure des partons, le k_T primordial (impulsion transverse intrinsèque aux partons), les processus “Next to Leading Order” (NLO) ou “Leading Order” (LO) peuvent influencer, soit la section efficace de production de quarks $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$, soit la forme des distributions des différentes variables cinématiques.

Nous allons maintenant caractériser l’influence de ces paramètres.

– Fonction de structure des partons

Les fonctions de structure principalement employées pour l’étude menée ici sont : GRV HO [110] et MRS D-’[111].

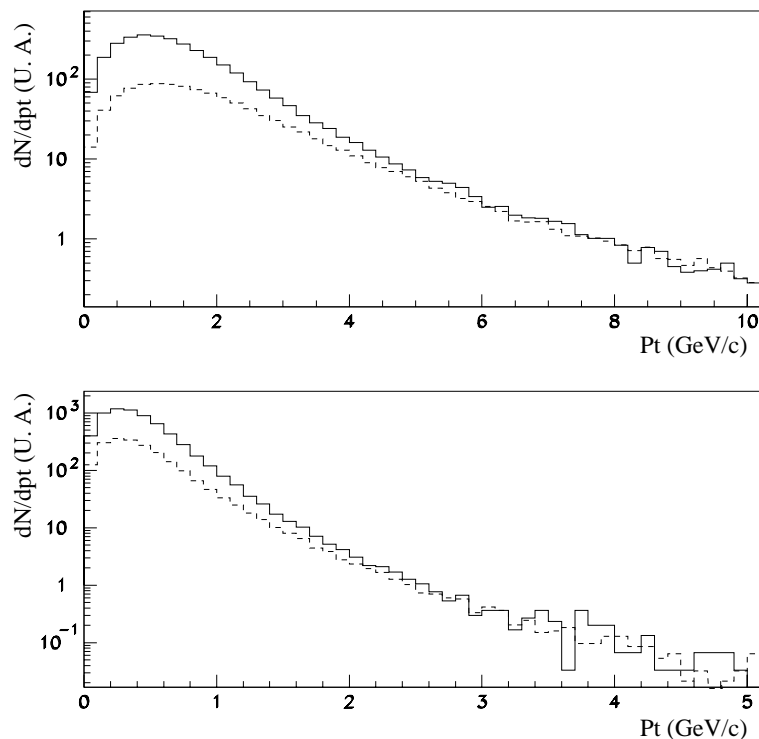


FIG. 5.2 – Distribution des impulsions transverses des quarks (partie supérieure) et des muons de désintégration de mésons charmés (partie inférieure) avec la fonction de structure partonique GRV HO (traits pointillés) et MRS D-’ (traits pleins).

En ce qui concerne le charme ouvert, nous constatons sur la figure 5.2 que les distributions en impulsion transverse des quarks sont similaires pour GRV HO et MRS D-’ et pour $p_T > 5$ GeV/c mais différent sensiblement pour des impulsions transverses plus faibles à cause des changements de comportement des fonctions de structure utilisées à petit x . Cette différence reste présente lorsque nous comparons l’impulsion transverse des muons provenant de la désintégration du charme ouvert (Fig. 5.2 partie inférieure) généré par l’une ou l’autre des fonctions de structure partonique. Dans le cadre de cette étude, nous sommes

principalement sensibles aux muons de “forte” impulsion transverse. Le type de fonction de structure devient alors moins crucial. D’autre part, les sections efficaces de production du charme et de la beauté diffèrent sensiblement pour les fonctions de structure GRV HO et MRS D-’ (Tab. 5.3 et 5.4). La valeur calculée pour la fonction GRV HO semble toutefois plus appropriée. Ainsi, cette fonction de structure partonique a été choisie pour la génération des quarks charmés .

Pour la beauté ouverte, le choix de la fonction de structure partonique est moins problématique que pour celle de quarks charmés. Pour s’en rendre compte, nous pouvons comparer les valeurs des sections efficaces de production des tableaux 5.3 et 5.4. A $\sqrt{s} = 5,5$ TeV, pour les processus NLO et pour la production de charme il y a un facteur 3 entre les fonctions MRS D-’ et GRV HO. Pour les quarks $b\bar{b}$ la différence n’est plus que 10%. Comme pour le charme ouvert, nous choisissons la fonction de structure GRV HO.

– Le k_T primordial

Cette variable, définie comme impulsion transverse intrinsèque aux partons, modifie sensiblement la cinématique de production du charme ouvert.

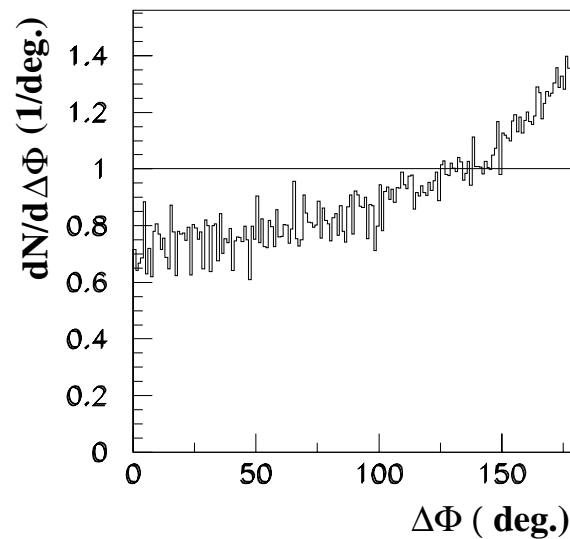


FIG. 5.3 – Effet de la valeur de k_T sur l'angle azimutal entre les deux quarks d'une paire $c\bar{c}$.

La figure 5.3 représente la différence entre les angles Φ des deux quarks d'une paire $c\bar{c}$ générée avec un $k_T = 0,44$ GeV/c divisée par la différence entre les angles Φ des deux quarks d'une paire $c\bar{c}$ générée avec un $k_T = 1$ GeV/c. Nous remarquons que pour un k_T égal à 0,44 GeV/c, les valeurs proches de 180 degrés sont dominantes : l'émission “back-to-back” est privilégiée.

Or, les résultats expérimentaux de WA92 et WA75 montrent qu'il y a, certes, une tendance à une émission "back-to-back" dans les collisions hadrons-hadrons mais moins prononcée que celle prédite par la QCD perturbative. L'addition d'une impulsion transverse intrinsèque aux partons de valeur $k_T = 1 \text{ GeV}/c$ permet de mieux reproduire ces données [112].

La valeur de k_T dans cette étude est donc fixée à $1 \text{ GeV}/c$ pour la génération de charme ouvert et de beauté ouverte.

– Processus LO et NLO

Pour les collisions hadrons-hadrons, il est nécessaire d'introduire la production de "jets QCD" à travers les processus $2 \rightarrow 2$ (processus NLO). Ils correspondent à des corrections d'ordre supérieur par rapport aux deux premiers diagrammes (a et b) de la figure 5.4 (processus LO).

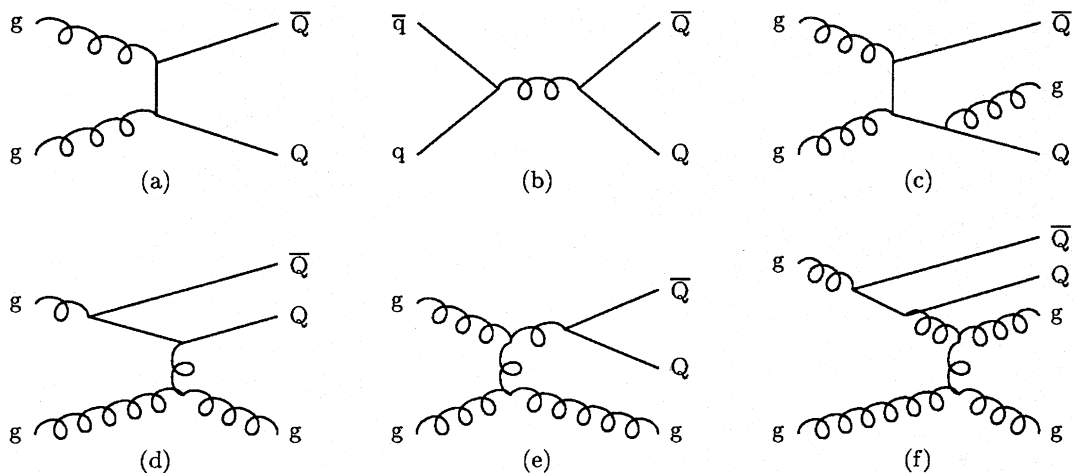


FIG. 5.4 – Exemples de diagrammes de production de saveurs lourdes. **a, b** : "Leading Order", **c** : Création d'une paire (avec émission de gluon), **d** : Excitation de couleur, **e** : "Gluon splitting", **f** : Mélange "gluon splitting" et excitation de couleur.

En fait, lorsque l'énergie de la collision augmente, l'importance des processus NLO est accrue. Par exemple, aux énergies LHC, seulement 10% de la production de quarks b proviendrait des diagrammes d'ordre inférieur (diagrammes a et b de la figure 5.4) [105, 108].

Ainsi, dans cette étude, toutes les voies de production de saveurs lourdes représentées par les diagrammes de la figure 5.4 sont prises en compte dans PYTHIA pour la génération des paires de quarks $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

– Génération en tranches

Afin de bénéficier d’une statistique équivalente dans tout l’espace de phase, le charme ouvert et la beauté ouverte sont générés en 10 tranches d’impulsion transverse dure, appelée “ p_T hard”. Cette variable représente l’impulsion transverse échangée par les partons lors des processus de diffusion $2 \rightarrow 2$.

En outre dans PYTHIA, les éléments de matrice des processus NLO (diagrammes c, d, e, et f de la figure 5.4) sont calculés pour des quarks de masse nulle [105]. En conséquence, les sections efficaces divergent pour une impulsion transverse tendant vers 0. Il est donc nécessaire d’introduire des coupures cinématiques à la production. Ainsi pour le charme ouvert, la première tranche de génération est réalisée avec les processus LO (diagrammes a et b de la figure 5.4) et correspond au domaine 0-3 GeV/c en “ p_T hard”. Les 8 tranches suivantes sont générées via les processus NLO et ont une largeur de 2 GeV/c. Enfin, la dernière tranche (19- ∞ GeV/c) permet de couvrir l’ensemble de l’espace de phase sans introduire de biais quant à la section efficace totale de production de charme ouvert.

Pour la beauté ouverte, ce sont les deux premières tranches correspondant au domaines cinématiques 0-3 et 3-5 GeV/c qui sont générées via les processus LO et les huit autres tranches via les diagrammes d’ordre supérieur (NLO).

Chaque tranche est ensuite assemblée avec les autres afin d’obtenir un spectre continu couvrant l’ensemble de l’espace de phase. Cette étape passe par le calcul d’un poids affecté à chaque muon de désintégration du charme ouvert et de la beauté ouverte provenant de chaque tranche en “ p_T hard”.

– Calcul des poids

Pour chaque tranche générée, PYTHIA fournit une section efficace de production prenant en compte les diverses voies de production ouvertes. Par exemple, pour la tranche 5 - 7 GeV/c en “ p_T hard”, les processus NLO donnent une section efficace de 17,34 mb pour la production de charme et de beauté. Si nous demandons 100 millions de processus de formation pour cette tranche, nous obtenons environ 9 millions de paires $c\bar{c}$ contre 1 million de paires de quarks $b\bar{b}$. Ce nombre de paires est noté $N_{Obtenues}^{Paires}$ dans l’équation 5.6.

Le poids de la tranche qui dans un premier temps a la dimension d’une section efficace sera :

$$Poids_{Etape1}^{Tranche5-7} = \sigma_{5-7}^{PYTHIA} \times \frac{N_{Obtenues}^{Paires}}{N_{Demandes}^{Processus}} \quad (5.6)$$

Cette opération est répétée pour l’ensemble des tranches. Les pseudo-sections efficaces de chaque tranche ainsi calculées sont additionnées et renormalisées à l’unité (Eq. 5.7).

$$Poids_{Etape2}^{Tranche5-7} = \frac{Poids_{Etape1}^{Tranche5-7}}{\sum Poids_{Etape1}^{Tranches}} \quad (5.7)$$

Nous devons maintenant appliquer la section efficace de production de paires $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ attendue à l'énergie de la collision et avec la fonction de structure GRV HO. Ces valeurs sont extraites de la référence [113] dont sont issus les tableaux 5.3 et 5.4.

	MRS D0'		GRV HO		MRS D-'	
\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{c\bar{c}}^{LO}(\mu b)$	$\sigma_{c\bar{c}}^{NLO}(\mu b)$	$\sigma_{c\bar{c}}^{LO}(\mu b)$	$\sigma_{c\bar{c}}^{NLO}(\mu b)$	$\sigma_{c\bar{c}}^{LO}(\mu b)$	$\sigma_{c\bar{c}}^{NLO}(\mu b)$
63	31,87	75,21	30,41	72,09	26,88	64,97
200	105	244,2	122,6	350,8	139,3	343,7
500	194,8	494	291,6	959	449,4	1138
5500	558,2	1694	1687	6742	7013	17680
14000	742,4	2323	2962	12440	16450	41770

TAB. 5.3 – Section efficace totale de production de paires de quark $c\bar{c}$ à différentes énergies de collisions proton-proton et avec différentes fonctions de structure partonique [113].

	MRS D0'		GRV HO		MRS D-'	
\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{b\bar{b}}^{LO}(\mu b)$	$\sigma_{b\bar{b}}^{NLO}(\mu b)$	$\sigma_{b\bar{b}}^{LO}(\mu b)$	$\sigma_{b\bar{b}}^{NLO}(\mu b)$	$\sigma_{b\bar{b}}^{LO}(\mu b)$	$\sigma_{b\bar{b}}^{NLO}(\mu b)$
63	0,0458	0,0884	0,0366	0,0684	0,0397	0,0746
200	0,981	1,82	0,818	1,51	0,796	1,47
500	4,075	8,048	4,276	8,251	3,847	7,597
5500	40,85	112	88,84	202,9	98,8	224
14000	78,46	233,9	222,9	538,4	296,6	687,5

TAB. 5.4 – Section efficace totale de production de paires de quark $b\bar{b}$ à différentes énergies de collisions proton-proton et avec différentes fonctions de structure partonique [113].

$$Poids_{Etape3}^{Tranche5-7} = Poids_{Etape2}^{Tranche5-7} \times \sigma_{q\bar{q}}^{NLO} \quad (5.8)$$

avec $\sigma_{q\bar{q}}^{NLO} = 6,742 \text{ mb}$ pour le charme et $0,2029 \text{ mb}$ pour la beauté.

Or, cette production de beauté et de charme ouvert est effectuée grâce à PYTHIA qui ne traite que des collisions proton-proton. Nous devons donc renormaliser ces sections efficaces calculées via l'équation 5.8 à celles d'une collision Pb-Pb aux énergies LHC ($\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$). Ceci est réalisé grâce à la fonction de recouvrement des deux noyaux notée $T_{AB}(b)$ [114] où b est le paramètre d'impact.

Pour les collisions centrales, l'équation s'écrit (Eq. 5.9) :

$$\overline{N}_{AB}^{q\bar{q}}(0) = \sigma_{pp}^{q\bar{q}} \times T_{AB}(0) \quad (5.9)$$

où $\overline{N}_{AB}^{q\bar{q}}(0)$ est le nombre de paires $q\bar{q}$ ($q = b$ ou c) créées dans une collision A - B , $\sigma_{pp}^{q\bar{q}}$ est la section efficace de production de la saveur considérée en collision p - p , et $T_{AB}(0)$ est la fonction de recouvrement des noyaux à paramètre d'impact nul.

Dans le cadre du calcul des poids de normalisation des tranches, l'expression finale s'écrit :

$$Poids_{final}^{Tranche5-7} = Poids_{Etape3}^{Tranche5-7} \times T_{AB}(0) \quad (5.10)$$

En effectuant une analyse dimensionnelle, nous remarquons que la pseudo-section efficace calculée à l'aide de l'équation 5.8 correspond à la section efficace proton-proton de l'équation 5.9. Le poids final est, comme prévu, sans dimension ($T_{AB}(0)$ s'exprime en mb^{-1}) et est assimilable à un nombre de paires $q\bar{q}$ générées par tranche de " p_T hard". Ce poids est affecté par tranche à l'ensemble des quarks qui sont hadronisés puis désintégrés via JETSET.

5.2.4.2 Fragmentation et désintégration

– Fonction de fragmentation

JETSET/PYTHIA intègre différentes fonctions de fragmentation (Field-Feynman, Lund, Bowler) propres à chaque processus étudié. La fonction de fragmentation utilisée afin de reproduire les données expérimentales liées aux saveurs lourdes est la fonction de fragmentation de Peterson [115] dont la formule est donnée par l'équation 5.11 :

$$f(z) \propto \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2} \quad (5.11)$$

où $\epsilon_Q \propto \frac{1}{m_Q^2}$ ($\epsilon_Q = 0,05$ pour le charme et $0,005$ pour la beauté) avec m_Q : masse du quark considéré et $z = \frac{p_{Hadron}}{p_{Quark}}$.

– Désintégration

Les hadrons ainsi formés sont ensuite forcés à se désintégrer en voie muonique afin d'accroître sensiblement la statistique. Les particules prises en compte dans cette étude sont les D^0 , \overline{D}^0 , D^\pm , D_s , \overline{D}_s ainsi que leurs états excités D^{*0} , \overline{D}^{*0} , $D^{*\pm}$, D_s^* , \overline{D}_s^* pour le charme ouvert, et les B^0 , \overline{B}^0 , B^\pm , B_s , \overline{B}_s ainsi que leurs états excités pour la beauté ouverte. Ces états excités sont désintégrés à 100% en un état non-excité par JETSET.

En ce qui concerne les mésons charmés, chacun a son propre rapport d'embranchement. Par exemple, le processus $D^+ \rightarrow \mu^+ + X$ représente 17,2% de l'ensemble des voies de désintégration de cette particule tandis que le processus $D^0 \rightarrow \mu^+ + X$ ne représente que 6,6%. Prenant en compte l'ensemble de ces rapports d'embranchement ainsi que la proportion de chaque type de particule, nous arrivons à une valeur moyenne de 9,5%. Ainsi nous appliquons indifféremment un poids de 0,095 aux muons provenant de la désintégration du charme ouvert.

Contrairement aux mésons charmés, les mésons beaux ont quasiment tous le même rapport d'embranchement égal à 10,5%. Il n'est donc pas nécessaire de calculer une moyenne comme pour le charme. Un poids de 0,105 est appliqué à tous les muons provenant de la décroissance de la beauté ouverte.

Nous prenons également en considération la désintégration en chaîne des mésons beaux. En effet nous pouvons avoir le schéma de désintégration représenté par la formule 5.12.

$$B^0 \rightarrow \nu_\mu + \mu_{(1)}^+ + D^- \text{ et } D^- \rightarrow \nu_\mu + \mu_{(2)}^- + \bar{K}^0 \quad (5.12)$$

Les muons notés (1) et (2) proviennent du même quark \bar{b} et donc de la même tranche en " p_T hard". Ils devraient avoir le même poids. Or, il existe une étape intermédiaire dans la désintégration. Il faut alors multiplier le poids de la tranche par les rapports d'embranchement $B \rightarrow D$ et $D \rightarrow \mu$.

D'autre part, comme les $K^0 - \bar{K}^0$, les systèmes $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ subissent un phénomène de mélange particule-antiparticule. Ainsi la probabilité intégrée sur le temps que le B_d^0 se désintègre comme le \bar{B}_d^0 est de 0,17 (0,49 pour le B_s^0). Ceci est très important pour l'identification des muons de désintégration. Il faut dès cette étape identifier le parent et le grand-parent du muon pour pouvoir repérer sa voie de création.

5.2.5 Temps de calculs

Afin de s'affranchir des fluctuations statistiques, il est nécessaire d'avoir un nombre de particules confortable pour tous les ingrédients de cette étude.

La génération de la beauté et du charme ouvert sont les processus qui demandent le plus de temps de calcul. D'une part, nous forçons les mésons à se désintégrer en voie muonique. Ceci permet d'augmenter d'un facteur 10 la statistique étant donné que dans ce cas 100% des mésons fournissent un muon contre normalement un rapport d'embranchement d'environ 10%. Mais, d'autre part, nous prenons en compte les diagrammes d'ordre supérieur (NLO) qui ne donnent que dans 10% des cas une paire $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$.

Ainsi, nous demandons entre 50 et 100 millions de processus de formation en fonction de

la tranche en “ p_T hard” pour la beauté et le charme ouvert. En incluant la génération des autres composantes et leur désintégration, ceci représente environ 250 jours de CPU sur un ordinateur cadencé à 700 MHz. Le stockage de l’ensemble des fichiers de production nécessite un espace disque d’environ 20 Go.

Après avoir effectué toutes les étapes décrites dans cette section, nous disposons de fichiers caractérisant les muons de désintégration des charmonia, bottomonia, des pions et des kaons, du charme ouvert et de la beauté ouverte. Les effets d’appareillage appliqués à l’ensemble de ces données vont être décrits dans la section suivante.

5.3 Prise en compte des effets d’appareillage

– Résolution en fonction de l’impulsion transverse

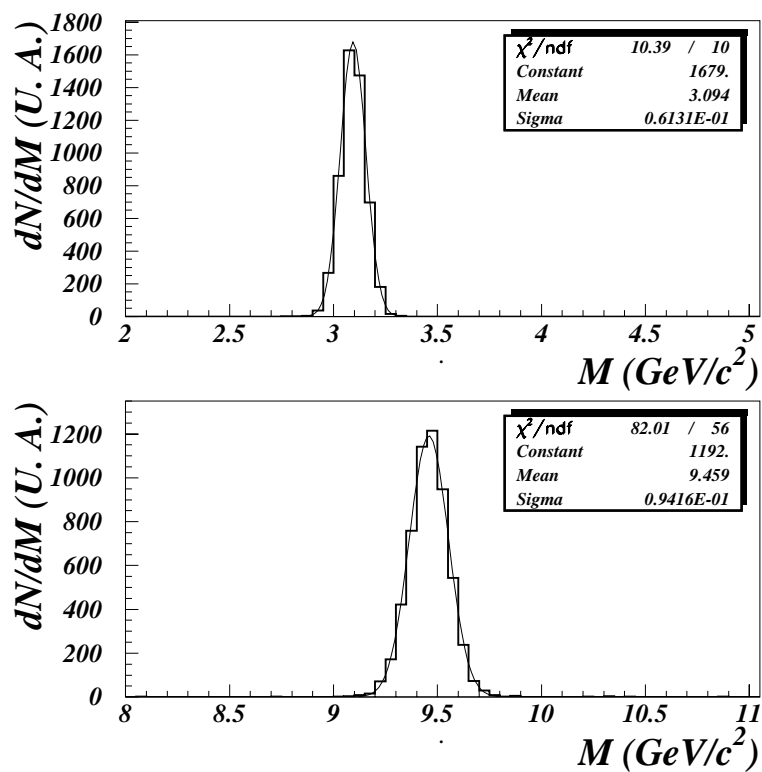


FIG. 5.5 – Résolution en masse de la résonance J/ψ (partie haute) et de la résonance Υ , sans bruit de fond extérieur (partie basse).

Afin de pouvoir séparer dans le spectromètre dimuons de l’expérience ALICE, le Υ de ses états excités Υ' et Υ'' , nous devons atteindre une résolution inférieure ou égale à 100 MeV dans cette région de masse. Afin d’obtenir cette valeur, nous introduisons à l’aide d’une paramétrisation, une résolution en fonction de l’impulsion transverse sur tous les muons.

La reconstruction de la masse invariante des résonances J/ψ et Υ (Fig. 5.5), sans bruit de fond extérieur, valide le choix de cette paramétrisation. Après ajustement des spectres, nous constatons que nous avons une résolution de 60 MeV dans la région de masse du J/ψ et de moins de 100 MeV dans celle du Υ ce qui est en accord avec les performances attendues du spectromètre dimuons (Fig. 5.6).

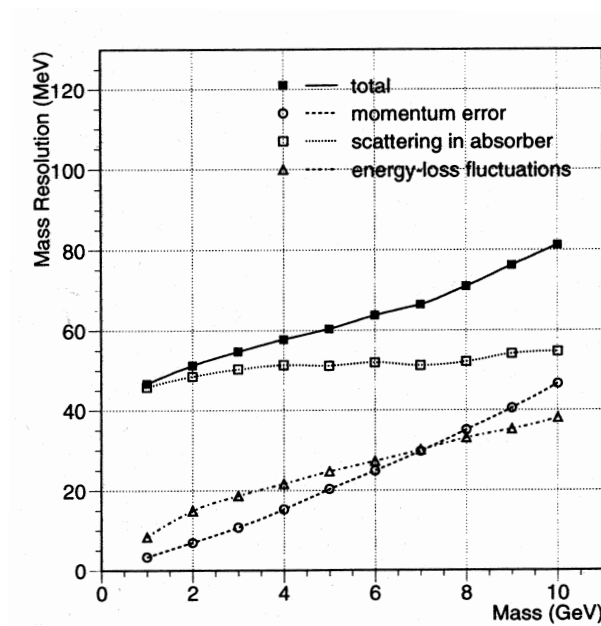


FIG. 5.6 – Résolution en masse attendue dans le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE en fonction de la masse des résonances [69].

– Coupure en acceptance

Le spectromètre dimuons de l'expérience ALICE couvrant le domaine angulaire $[2^\circ - 9^\circ]$, soit $2,5 < \eta < 4$, nous ne prenons en compte que les muons de désintégration qui ont une pseudo-rapacité comprise ces valeurs.

– Coupure en impulsion transverse

La figure 5.7 représente l'efficacité du trigger en fonction de l'impulsion transverse des muons (A noter qu'une description plus détaillée de cette figure est donnée dans le paragraphe 3.5.2). Nous nous apercevons que des muons d'impulsion transverse inférieure à 0,5 GeV/c ont une probabilité quasi-nulle d'être détectés. Les fichiers de simulation ne comportent donc que des muons dont l'impulsion transverse est supérieure ou égale à 0,5 GeV/c. Ceci permet de réduire la taille de ces fichiers d'un facteur 3 comparativement à ceux où tous les muons

seraient pris en compte.

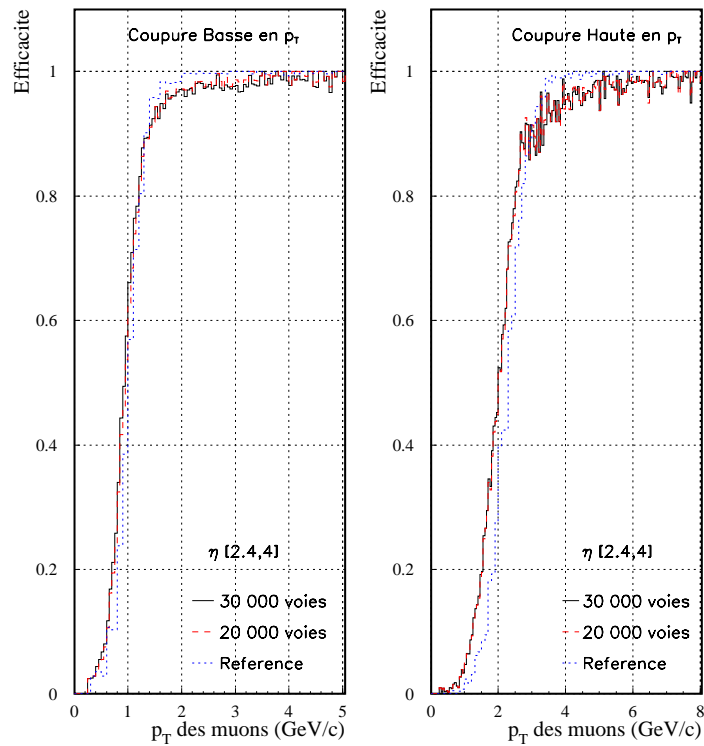


FIG. 5.7 – Efficacité de détection du “trigger” en fonction de l’impulsion transverse pour les seuils bas (partie gauche) et haut (partie droite) [87].

Les fichiers dont nous disposons comprennent l’ensemble des informations relatives aux muons de désintégration des diverses particules nécessaires à cette étude. Ces variables sont explicitées dans l’annexe A. Les poids calculés précédemment sont introduits directement dans le programme de traitement des données qui est détaillé dans l’annexe B.

5.4 Résultats des simulations

Il faut noter qu’aucun scénario de suppression du à la formation de QGP a été pris en compte dans cette étude.

Nous avons énuméré dans le paragraphe 5.1 les différentes sources de production de muons aux énergies LHC. La figure 5.8 représente le nombre moyen de muons par collision centrale Pb-Pb, en fonction d’un seuil en p_T et dans l’acceptance du spectromètre pour ces différentes sources. Elle résume donc l’importance relative de chacune de ces composantes. Elle est composée de muons simples provenant des désintégrations des pions et kaons, du charme ouvert, de la beauté ouverte et de la résonance J/ψ . Il est important de rappeler que

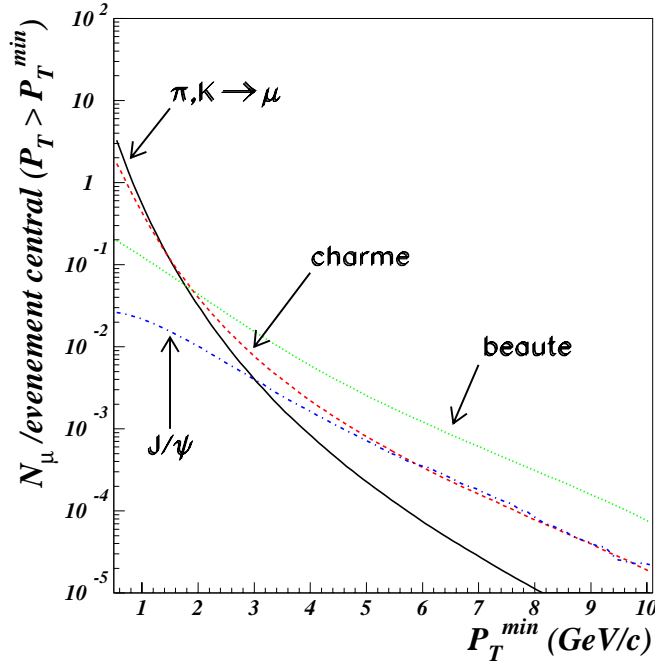


FIG. 5.8 – Nombre moyen de muons par collision centrale Pb-Pb dans l'acceptance du spectromètre avec $p_T > p_T^{min}$ et pour les différentes sources. Les muons de désintégration des bottomonia ($\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$) ne sont pas indiqués étant donné leur très faible contribution.

nous avons introduit, à la génération des fichiers, une coupure à 0,5 GeV/c pour l'ensemble des muons (cf. paragraphe 5.3).

Nous constatons que pour $p_T^{min} = 0,5$ GeV/c, la contribution des pions et des kaons est légèrement supérieure à celle du charme. S'il n'y avait pas la coupure en impulsion transverse, la contribution des pions et des kaons serait largement prépondérante vu que la désintégration de ces particules donne un spectre de muons piqué à faible impulsion transverse (Fig. 4 Ref. [116]). Les deux courbes (charme et pions+kaons) se croisent à $p_T^{min} = 1,5$ GeV/c et les muons provenant de la désintégration de mésons charmés dominant jusqu'à $p_T^{min} = 2$ GeV/c. Au delà de cette limite, la beauté ouverte représente la source majoritaire de muons. Le signal donné par la désintégration de la résonance J/ψ domine celui des pions et des kaons pour un $p_T^{min} > 3$ GeV/c, et représente la même proportion que le charme pour un $p_T^{min} > 5$ GeV/c.

Ayant répertorié et analysé la contribution des différentes sources muoniques, nous allons aborder dans les prochains paragraphes l'élaboration des spectres de masse invariante, l'influence de diverses coupures cinématiques suivant le domaine en masse considéré et la soustraction du bruit de fond.

5.4.1 Spectres de masse invariante

Ces spectres sont réalisés à partir de la combinaison de tous les muons provenant des diverses particules. Le calcul de masse invariante est effectué avec les paires de muons de signes opposés. Nous avons à identifier les paires corrélées et non-corrélées. Ainsi deux muons provenant de la même paire de quarks initiaux, ou du même quark, formeront une paire corrélée tandis que la combinaison des autres formeront les paires non-corrélées.

Dans un premier temps, nous allons présenter les courbes correspondant au cas où les muons de désintégration des pions et des kaons sont pris en compte et dans un deuxième temps, nous comparerons ces courbes avec celles où les muons de “bruit de fond” ne sont pas intégrés. Nous aborderons ensuite les effets de coupures cinématiques.

– Spectres avec contribution des muons de désintégration des π et des K

La figure 5.9 représente un spectre de masse invariante pour une collision Pb-Pb centrale. Aucune coupure cinématique n’a été introduite sauf celles appliquées par défaut : les muons ont tous une impulsion transverse supérieure à 0,5 GeV/c et leur pseudo-rapidité est comprise entre 2,5 et 4 (cf. paragraphe 5.3).

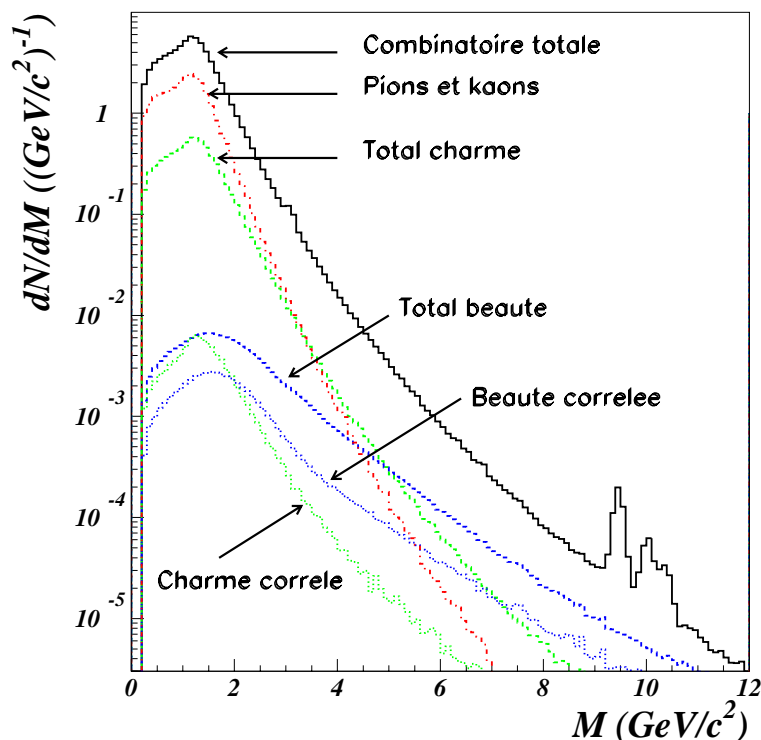


FIG. 5.9 – Spectre total de masse invariante pour une collision Pb-Pb centrale et pour des muons dont $p_T > 0,5 \text{ GeV}/c$ et η compris entre 2,5 et 4.

Dans la suite de ce manuscrit, tous les spectres de masse invariante seront présentés sous ces conditions et pour une collision centrale Pb-Pb sauf mention contraire.

La composante indiquée “*Pions et kaons*” sur la figure 5.9 ne correspond qu’à des processus non-corrélés. En effet, nous ne pouvons pas avoir deux muons provenant du même pion ou du même kaon. Cette composante représente la quasi-totalité du spectre de masse combinatoire pour les faibles valeurs. En effet, nous avons vu sur la figure 5.8 que les muons provenant des pions et des kaons dominant à faible impulsion transverse. D’autre part, l’impulsion transverse de ces muons est piquée à faible p_T . Ceci provoque une chute assez brutale du spectre de masse et, pour des masses supérieures à $5 \text{ GeV}/c^2$, les signaux donnés par la beauté et le charme dominant.

La courbe correspondant à la légende “*Total charme*” comprend le charme corrélé et le charme non-corrélé. Cette composante est également assez importante à faible masse. Pour une masse $M < 2 \text{ GeV}/c^2$, le signal total donné par les muons de désintégration des mésons beaux se trouve deux ordres de grandeur au-dessous. D’autre part, le spectre en fonction de l’impulsion transverse des muons provenant des mésons charmés est assez “piqué” à petites valeurs. Cette caractéristique provoque la disparition du signal corrélé pour des masses supérieures à $7 \text{ GeV}/c^2$ et celui du signal non-corrélé pour des valeurs légèrement supérieures.

A partir d’une masse supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$ et surtout dans la région de masse de la résonance Υ , le spectre est dominé par le signal provenant de la beauté corrélée et non-corrélée.

Nous constatons également que le signal donné par la résonances J/ψ est peu très discernable de la combinatoire totale et que les résonances Υ , Υ' Υ'' sont séparées.

En outre, le point d’infléchissement de l’ensemble des courbes pour une masse inférieure à $1 \text{ GeV}/c^2$ est du à la coupure en impulsion transverse introduite pour l’ensemble des muons ($p_T > 0,5 \text{ GeV}/c$).

– Comparaison avec les spectres sans contribution des muons de désintégration des π et des K

Afin de pouvoir évaluer la contribution des muons de désintégration des pions et des kaons, nous présentons dans la figure 5.10 les courbes correspondant à la combinatoire totale avec et sans ces muons de désintégration.

L’introduction des muons de désintégration des pions et des kaons modifie sensiblement le spectre de masse invariante. En effet, la combinatoire totale à faible masse devient beaucoup plus importante étant donné le nombre élevé de muons provenant des pions et kaons à faible

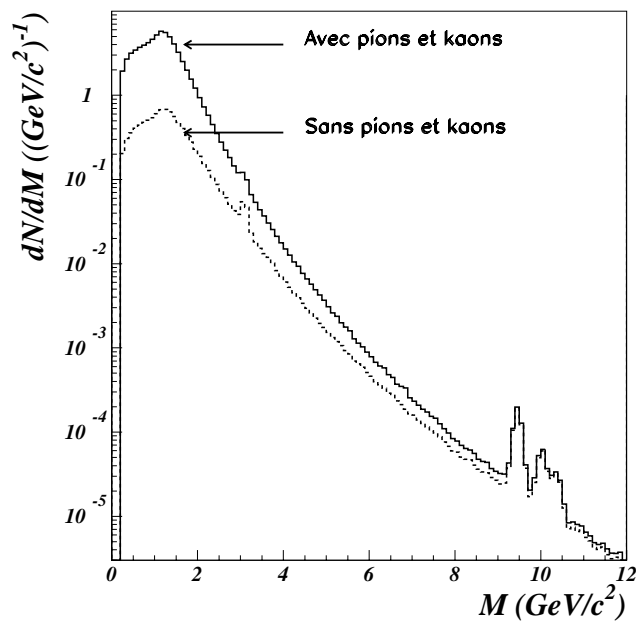


FIG. 5.10 – Combinatoire totale avec et sans la contribution des muons provenant des pions et des kaons.

impulsion transverse (Fig. 5.8). La source principale de bruit de fond, au niveau du trigger, provient donc clairement de la composante à bas p_T des muons de désintégration des pions et des kaons.

Une coupure sur l'impulsion transverse peut donc être effectuée pour réduire le bruit de fond tout en conservant un signal maximum des résonances.

– Coupure franche en impulsion transverse

Toutes les composantes sont prises en compte et nous appliquons une coupure sur l'impulsion transverse des muons simples. Elle prend deux valeurs, soit 1 GeV/c, soit 2 GeV/c correspondant respectivement aux seuils envisagés pour la physique du J/ψ et du Υ . La figure 5.11 présente les deux spectres correspondant au seuil bas et au seuil haut.

Une coupure de 1 GeV/c réduit considérablement le bruit de fond combinatoire à faible masse (Fig. 5.11). Ainsi, le signal donné par les muons issus des pions et des kaons est supprimé d'un facteur 100 tandis que le charme corrélé et non-corrélé est réduit d'un facteur 30, ceci dans la région des faibles masses ($M < 3$ GeV/c²). Comparativement, la beauté n'est que peu affectée ainsi que le signal des résonances J/ψ et ψ' (76% de détection pour les résonances). En effet, pour ces deux composantes, les muons de désintégration ont généralement une haute impulsion comparée à celle des muons provenant des pions et des kaons ou du charme et donc sont peu sensibles à ce bas seuil. Cette coupure permet donc de réduire considérablement le bruit de fond dans la région de masse des charmonia tout en conservant

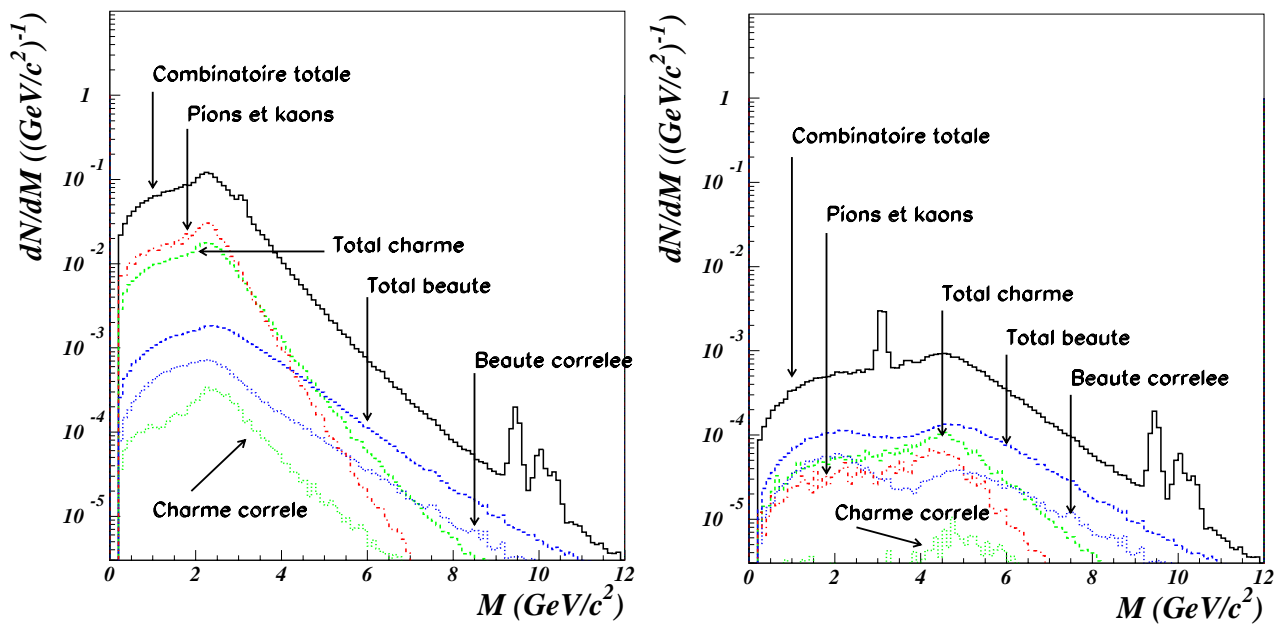


FIG. 5.11 – Spectre de masse invariante pour des muons avec $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ (à gauche) et avec $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (à droite).

la quasi-totalité du signal.

En ce qui concerne la coupure à $2 \text{ GeV}/c$, elle entraîne la quasi-suppression du signal lié aux pions et kaons ainsi que celui du charme corrélé. Elle affecte également largement les résonances J/ψ et ψ' mais ne modifie pas le spectre dans la région de masse des résonances Υ, Υ' et Υ'' . D'autre part, la courbe de beauté corrélée présente une double structure.

L'excès à faibles valeurs provient des événements de désintégration en chaîne des mésons B, notés “B chain” sur la figure 5.12 (cf. paragraphe 5.2.4.2). Ces désintégrations en chaîne induisent la formation de paires corrélées qui ont une cinématique totalement différente d'une paire corrélée “normale”. Les muons ont une forte impulsion transverse et passent aisément la coupure de $2 \text{ GeV}/c$ mais la masse est reconstruite à faibles valeurs.

5.4.2 Effets du “trigger”

Les coupures franches peuvent schématiser comment le “trigger” dimuons sélectionnera les événements. Or, les coupures en impulsion transverse effectuées grâce à l'algorithme de “trigger” local ne sont et ne peuvent pas être parfaites étant donné, la structure même du détecteur, la largeur des “strips” des chambres à plaques résistives ou les approximations de calcul de l'impulsion transverse [87]. Elles ne sont donc pas similaires à des coupures franches (Fig. 5.7). La motivation principale de ce point est d'introduire les effets de détecteur à l'aide

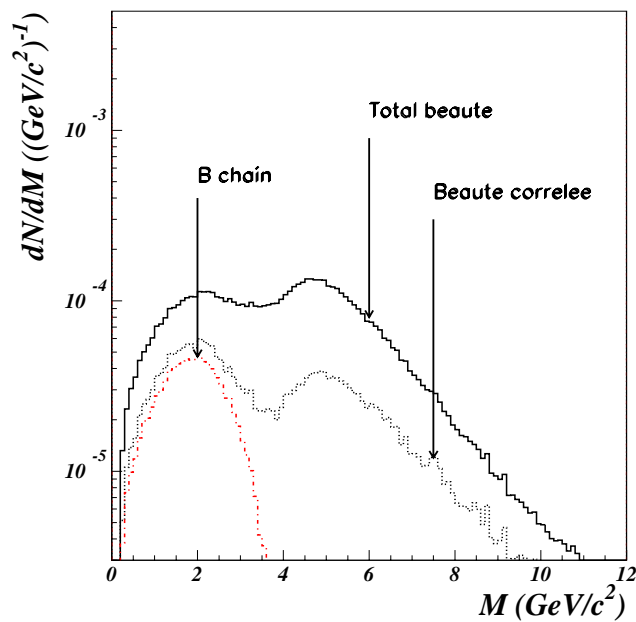


FIG. 5.12 – Spectre de masse invariante pour des muons issus de la désintégration des mésons B et dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$.

de paramétrisations pour la réalisation de simulations rapides, les rendant ainsi plus “réalistes” comparées à celles réalisées à l’aide de coupures franches.

– Description de la méthode

Les efficacités de détection du “trigger” (cf. paragraphe 5.3) en fonction de l’impulsion transverse pour les seuils bas et haut sont représentées sur la figure 5.7. Les seuils bas et haut sont définis pour une efficacité de détection du “trigger” de 50% pour respectivement des valeurs de $1 \text{ GeV}/c$ et $2 \text{ GeV}/c$ qui correspondent à la physique du J/ψ et du Υ . L’ajustement de ces courbes est représenté sur la figure 5.13.

Les équations correspondantes pour le seuil bas sont :

$$Eff \cdot \text{Seuil bas} = 0 \quad p_T < 0,5 \text{ GeV}/c$$

$$Eff \cdot \text{Seuil bas} = 0,355 \times \arctan\left(\frac{p_T - 0,9}{0,16}\right) + 0,450 \quad 0,5 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$$

$$Eff \cdot \text{Seuil bas} = 1 \quad p_T > 5 \text{ GeV}/c \quad (5.13)$$

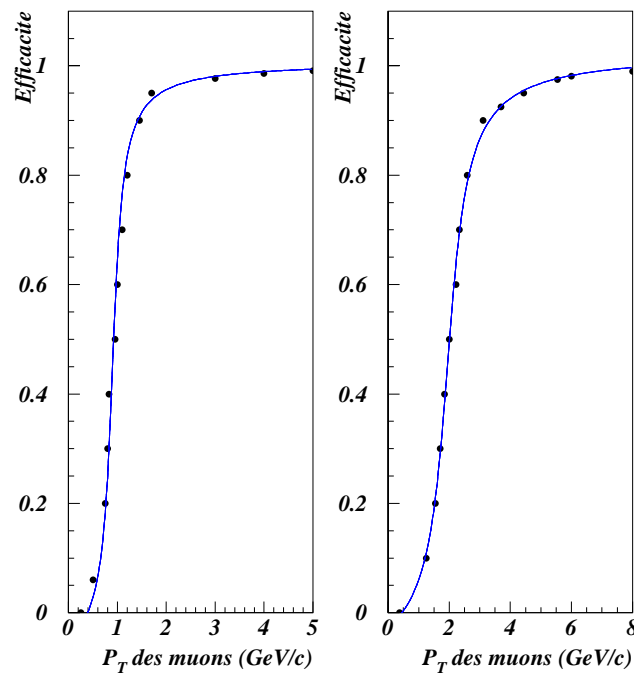


FIG. 5.13 – Ajustements des courbes d’efficacité de détection du trigger en fonction de l’impulsion transverse pour les seuils bas (partie gauche) et haut (partie droite).

et pour le seuil haut :

$$Eff.Seuil\ haut = 0 \quad p_T < 0,5\ GeV/c$$

$$Eff.Seuil\ haut = 0,364 \times \arctan\left(\frac{p_T - 1,945}{0,5}\right) + 0,455 \quad 0,5 < p_T < 8\ GeV/c$$

$$Eff.Seuil\ haut = 1 \quad p_T > 8\ GeV/c \quad (5.14)$$

A noter, que la condition $p_T < 0,5\ GeV/c$ n’a pas d’utilité dans cette étude étant donné que seuls les muons dont l’impulsion transverse est supérieure à cette valeur sont pris en compte. Ceci est indiqué dans le seul but d’une généralisation des équations.

Pour chaque muon simple, nous calculons l’efficacité de détection du “trigger” en fonction de l’impulsion transverse grâce aux équations 5.13 et 5.14. Le résultat, assimilable à un poids, est appliqué pour la réalisation des spectres de masse invariante en plus des poids correspondants aux tranches de génération des diverses composantes (cf. paragraphe 5.2.4.1).

Afin de valider ces paramétrisations, nous avons vérifié que nous obtenions bien les efficacités de détection du “trigger” après application de ces coupures, valeurs qui sont répertoriées

Coupure basse en impulsion transverse : $p_T = 1$ GeV/c à 50% d'efficacité	
Efficacités	
J/ψ	76% (détection)
Υ	99% (détection)
(π, K)	88% (rejet)
Charme	77% (rejet)
Beauté	38% (rejet)
Coupure haute en impulsion transverse : $p_T = 2$ GeV/c à 50% d'efficacité	
Efficacités	
Υ	90% (détection)
J/ψ	17% (détection)
(π, K)	98% (rejet)
Charme	96% (rejet)
Beauté	74% (rejet)

TAB. 5.5 – Efficacités de détection du signal et rejet du bruit de fond du “trigger” pour les seuils bas et haut [70].

dans le tableau 5.5. Ainsi nous reconstruisons, par exemple, 76% des J/ψ initiaux après application du seuil bas à chaque muon simple provenant des charmonia. Notons que pour les résonances, ces efficacités correspondent à la validation des paires de muons tandis que pour le bruit de fond, il s’agit de la validation des traces simples.

– Résultats

Sur la figure 5.14, nous pouvons voir dans la partie supérieure les spectres de masse invariante pour une coupure franche à 1 GeV/c (gauche) et à 2 GeV/c (droite) tandis que dans la partie inférieure, sont représentés les spectres avec application des poids correspondant au seuil bas (gauche) et au seuil haut (droite). Les courbes sont donc directement comparables deux à deux, et nous notons des différences importantes.

En effet, à basse masse, nous constatons que les valeurs obtenues avec les coupures franches sont systématiquement plus basses. Ceci est dû au fait que dans ce cas, nous ne prenons pas en considération les muons dont l’impulsion transverse est inférieure à la valeur de la coupure. Or, bien que ces muons présentent une faible efficacité de détection (Fig. 5.7), ils sont très nombreux (Fig. 5.8). Ainsi, en ne les prenant pas en compte, la combinatoire totale s’en trouve fortement réduite.

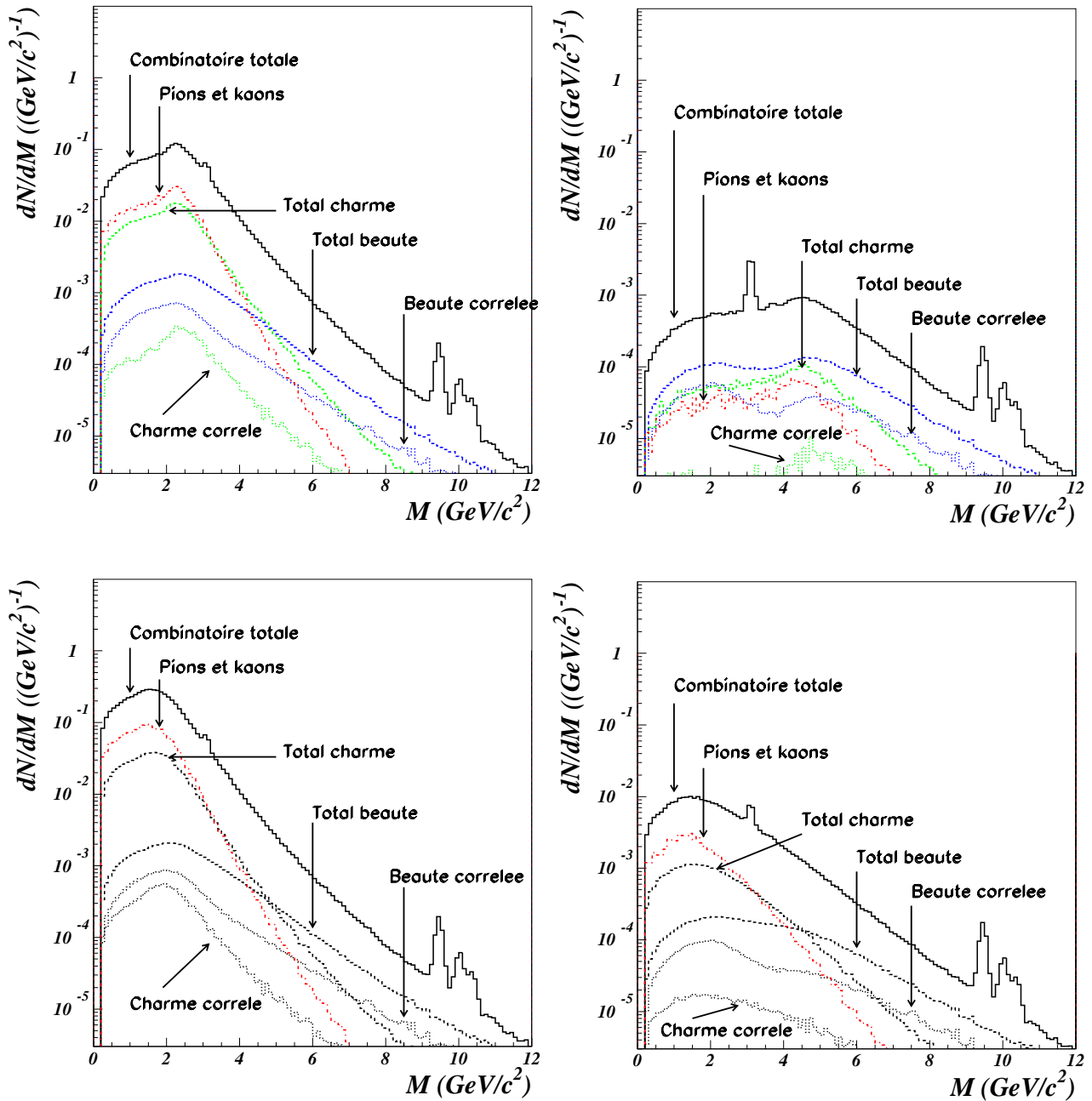


FIG. 5.14 – Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ (en haut à gauche), $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (en haut à droite), avec seuil bas coupure “trigger” (en bas à gauche), avec seuil haut coupure “trigger” (en bas à droite).

D'autre part, toujours à basse masse, la structure même des différentes courbes est modifiée avec l'application des coupures "trigger". En effet, ceci provient du fait que tous les muons sont pris en compte et que nous leur appliquons seulement une efficacité de détection. Ainsi, il n'y a pas de coupure brutale dans les spectres d'impulsion des muons et les courbes de reconstruction de masse invariante deviennent plus "lisses". Ces écarts à faible masse sont encore plus importants entre une coupure franche à 2 GeV/c et l'application du seuil haut de la coupure "trigger". En ce qui concerne le domaine de masse des résonances Υ, Υ' et Υ'' , les effets des diverses coupures sur le spectre de masse invariante sont semblables.

Il faut également noter que le taux de réjection du bruit de fond est plus important avec des coupures franches qu'avec les coupures "trigger". Pour les pions et les kaons, le rejet atteint 76% avec une coupure "trigger" basse. Cette valeur est inférieure à celle répertoriée dans le tableau 5.5 (88%) car dans cette étude, la référence est le nombre de muons qui ont une impulsion transverse supérieure à 0,5 GeV/c et non 0 GeV/c. Cette valeur peut être comparée à celle obtenue avec une coupure franche de 1 GeV/c qui est de 86%¹. Pour le charme nous obtenons 68% de rejet avec la coupure "trigger" basse contre 78% avec une coupure franche de 1 GeV/c. En ce qui concerne la beauté, les valeurs obtenues sont respectivement de 36 et 40% de réjection. Ce faible écart s'explique par le fait que ces muons provenant des mésons beaux ont une forte impulsion et donc ne sont que très peu sensibles à ces coupures.

D'autre part, la motivation première des coupures "trigger" est, certes, le rejet du bruit de fond mais également une détection optimale du signal provenant des résonances. De ce point de vue, nous obtenons les mêmes efficacités de détection si nous appliquons des coupures franches ou les coupures "trigger". Ainsi, nous avons 76% de détection du J/ψ après coupure à 1 GeV/c ou application du seuil bas et 90% de détection du Υ pour une coupure à 2 GeV/c ou application du seuil haut. Ceci est très important et confirme l'optimisation de détection du signal tout en rejetant une partie importante de bruit de fond.

Ces coupures fournissent donc des résultats différents mais pourront être appliquées successivement lors de l'analyse des données de l'expérience ALICE. Nous allons aborder dans la suite les effets sur les spectres de masse invariante de l'application simultanée de ces coupures.

1. Ces pourcentages de réjection sont donnés pour l'ensemble du domaine de masse tandis que les facteurs de réjection donnés dans le paragraphe 5.4.1 sont pour $M < 3 \text{ GeV}/c^2$.

– Coupure franche couplée avec coupure “trigger”

Lors de la réalisation de l’expérience ALICE, le “trigger” enregistrera les événements avec les coupures présentées ci-dessus. Mais lors de l’analyse, il sera possible de confronter ces données à celles issues du système de trajectographie. Ce dernier, plus précis dans la détermination de l’impulsion transverse des muons, pourra fournir des informations complémentaires qui pourront être utilisées pour appliquer, en plus de la coupure “trigger”, une coupure franche sur le p_T . La figure 5.15 présente les spectres de masse invariante obtenus, soit avec une coupure franche seule, soit avec la combinaison de ces coupures cinématiques.

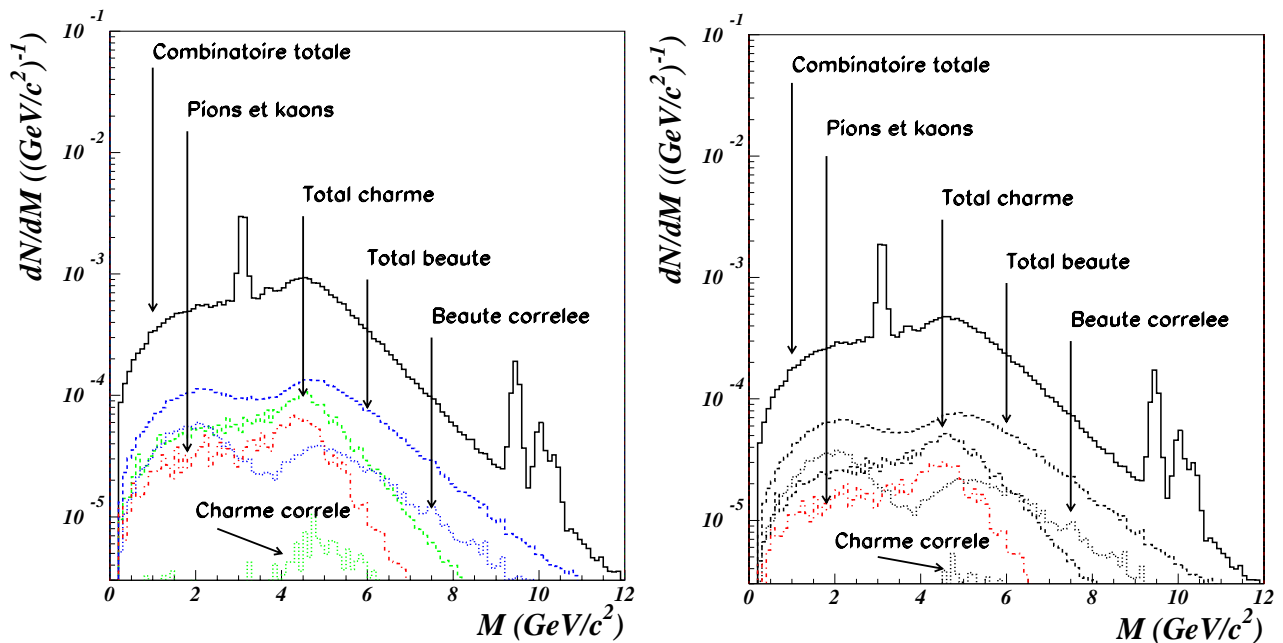


FIG. 5.15 – Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (à gauche) et $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ plus seuil haut coupure “trigger” (à droite) .

Nous ne constatons pas de différences sensibles entre les deux spectres hormis une diminution générale de la combinatoire totale et des signaux issus du charme et de la beauté. Ainsi, bien que les taux de réjection du bruit de fond ne diffèrent pas énormément (99 et 98% respectivement pour les pions-kaons et le charme pour une coupure franche contre 99,5 et 99% dans le cas où les coupures sont appliquées simultanément), la composante charme corrélé disparaît presque totalement du spectre lorsque la combinaison coupure franche et coupure haute “trigger” est appliquée. La composante provenant des pions et des kaons est elle fortement réduite. Le signal de la résonance Υ est quant à lui détecté à 96% dans le cas d’une coupure franche et à 90% lorsque nous appliquons la combinaison.

D’autre part, une autre combinaison de coupure a été testée. Il s’agit du seuil bas “trigger”, qui correspond à la physique du J/ψ , couplé à une coupure franche à $2 \text{ GeV}/c$ liée à l’étude

des résonances Υ, Υ' et Υ'' . Dans cette configuration, le taux de détection de la résonance Υ est nettement amélioré et atteint plus de 97%. Nous pouvons donc concevoir une stratégie d'acquisition avec une coupure basse "trigger" et appliquer ensuite, lors de l'analyse des données, une coupure franche à 2 GeV/c. Ceci permettrait d'augmenter de plus de 7% le nombre total de Υ (cf. paragraphe 5.4.3).

Il est important de rappeler que ces taux de réjection ou de détection sont calculés par rapport aux muons dont $p_T > 0,5 \text{ GeV}/c$.

5.4.3 Rapports S/B et signficance

Les paramètres importants pour l'extraction du signal sont les rapports Signal/Bruit (S/B) et la signficance donnée par la relation 5.15 :

$$\text{Signficance} = S/\sqrt{S+B} \quad (5.15)$$

où S est le signal et B le bruit de fond.

– Méthode

Afin d'extraire ces valeurs, nous réalisons un ajustement des spectres de masse invariante dans la région de masse désirée (J/ψ , ψ' et Υ , Υ' , Υ''). Cet ajustement passe par plusieurs étapes :

- Ajustement du bruit de fond combinatoire de part et d'autre des résonances par un polynôme.
- Ajustement du signal donné par les résonances par des gaussiennes.
- Somme des ajustements précédents.

– Résultats

Le signal est déterminé à $\pm 1\sigma$ autour de la valeur centrale de la gaussienne. Les valeurs données dans le tableau 5.6 sont calculées pour 10^6 s de fonctionnement du détecteur ALICE en collisions Pb-Pb avec un paramètre d'impact nul. La luminosité est égale à $L = 5.10^{26} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Luminosité ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	Résonance	Bruit de fond (B) (en unité de 10^4)	Signal (S) (en unité de 10^4)	S/B	$S/\sqrt{S+B}$
$J/\psi \rightarrow \mu\mu, p_T^\mu > 1 \text{ GeV}/c, 2,5 < \eta < 4,0$					
5.10^{26}	J/ψ	196	92	0,47	535
$\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu\mu, p_T^\mu > 2 \text{ GeV}/c, 2,5 < \eta < 4,0$					
5.10^{26}	Υ	0,15	1,08	7,2	97
	Υ'	0,14	0,33	2,3	48
	Υ''	0,13	0,16	1,2	30

TAB. 5.6 – Rapport S/B et signification pour les résonances J/ψ , Υ , Υ' et Υ'' en fonction d'une coupure franche sur l'impulsion transverse des muons, pour 10^6 s de fonctionnement du détecteur et dans l'acceptance du spectromètre dimuons.

Domaine $p_T^{\mu\mu}$ (GeV/c)	Résonance	Bruit de fond (B) (en unité de 10^4)	Signal (S) (en unité de 10^4)	S/B	$S/\sqrt{S+B}$
$J/\psi \rightarrow \mu\mu, p_T^\mu > 1 \text{ GeV}/c, 2,5 < \eta < 4,0$					
0 - 2	J/ψ	135	43	0,32	322
2 - 5	J/ψ	51	36	0,70	383
> 5	J/ψ	3,6	14	4	341
$\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu\mu, p_T^\mu > 2 \text{ GeV}/c, 2,5 < \eta < 4,0$					
0 - 2	Υ	0,016	0,18	11,2	40
	Υ'	0,014	0,06	4,3	21
	Υ''	0,013	0,03	2,3	13
2 - 5	Υ	0,068	0,45	6,6	64
	Υ'	0,052	0,14	2,7	32
	Υ''	0,052	0,08	1,5	21
> 5	Υ	0,085	0,37	4,3	55
	Υ'	0,071	0,08	1,1	21
	Υ''	0,071	0,04	0,6	12

TAB. 5.7 – Rapport S/B et signification pour les résonances J/ψ , Υ , Υ' et Υ'' en fonction d'une coupure franche sur l'impulsion transverse des muons et en fonction du domaine en p_T des dimuons, pour 10^6 s de fonctionnement du détecteur et dans l'acceptance du spectromètre dimuons.

Le rapport S/B pour le J/ψ est satisfaisant et permet d'étudier la production de cette résonance en fonction d'un domaine en impulsion transverse des dimuons. Les valeurs pour le ψ' ne sont pas indiquées car l'ajustement n'était pas réalisable dans de bonnes conditions sans soustraction du bruit de fond combinatoire (cf. paragraphe 5.4.4). Toutefois après soustraction cette mesure devient tout à fait réalisable. Pour les résonances de la famille du Υ , les rapports S/B sont tous supérieurs à l'unité quelque soit la particule considérée. En effet, dans cette région de masse et étant donné les coupures en impulsion transverse appliquées, le bruit de fond est faible. Les valeurs des significances sont très bonnes pour l'ensemble des résonances.

Si nous appliquons les coupures "trigger" basse et haute, les valeurs obtenues pour les rapports S/B sont très similaires : $S/B_{J/\psi} = 0,43$, $S/B_{\Upsilon} = 7,1$, $S/B_{\Upsilon'} = 2,3$ et $S/B_{\Upsilon''} = 1,1$. Les significances sont identiques. Nous pouvons nous attendre à ces résultats étant donné que les effets des coupures "trigger" par rapport à ceux des coupures franches se manifestent dans la région des faibles masses (cf. paragraphe 5.4.2).

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la résonance Υ était détectée à 90% lorsque nous appliquons une coupure franche à 2 GeV/c couplée à la coupure haute "trigger". Dans ce cas nous obtenons 9900 Υ dans l'acceptance du spectromètre et pour 10^6 s de fonctionnement. Si maintenant, nous appliquons toujours la coupure franche à 2 GeV/c mais couplée avec la coupure basse "trigger", nous obtenons 10700 Υ toujours dans l'acceptance du spectromètre et pour 10^6 s de fonctionnement, le bruit de fond étant quant à lui inchangé. Nous avons un gain de 8% sur le signal à bruit de fond équivalent, le rapport Signal/Bruit s'améliore donc dans la même proportion.

Le tableau 5.7 regroupe ces grandeurs données en fonction d'un domaine en impulsion transverse des paires de muons. Ceci a une importance particulière dans le cadre d'une étude sur le QGP. En effet, les résonances J/ψ de haute impulsion transverse sont moins supprimées que celles de basse impulsion transverse dans l'hypothèse de formation de QGP [117]. Notons que les valeurs reportées dans le tableau 5.7 et pour le J/ψ sont en accord avec ceux de la référence [59] mais qu'ils diffèrent pour les résonances de la famille du Υ . Ceci provient du fait que la coupure en impulsion transverse n'est pas la même dans les deux cas.

Nous avons étudié les divers effets que peuvent avoir des coupures cinématiques sur ces spectres comme par exemple les pourcentages de réjection ou de détection des diverses sources en fonction de ces coupures et les rapports S/B et significance. Nous allons maintenant aborder la soustraction du bruit de fond combinatoire par différentes techniques.

5.4.4 Soustraction du bruit de fond combinatoire

Comme nous l’avons vu dans les paragraphes précédents, les spectres de masse invariante reconstruits pour une collision Pb-Pb aux énergies LHC présentent outre les signaux des résonances, un bruit de fond combinatoire complexe et important. Afin d’extraire parmi ce bruit de fond les sections efficaces de production des résonances ou d’autres composantes, nous allons présenter et étudier deux techniques de soustraction du bruit de fond. D’autre part, nous verrons comment nous pouvons remonter à la section efficace de production de quarks beaux en combinant ces deux méthodes.

– Motivations

Dans les divers spectres présentés dans les paragraphes précédents, nous pouvons identifier les signaux provenant de toutes les résonances du fait qu’ils forment des pics émergeant du spectre total de bruit de fond combinatoire. Une technique classique pour isoler ces signaux consiste à réaliser un ajustement du spectre total (signal + bruit de fond) et de lui soustraire le bruit de fond parfaitement identifié. Cette technique ne peut pas être mise en œuvre dans plusieurs cas :

- Les courbes décrivant le signal et le bruit de fond ont une forme similaire.
- Le signal est faible par rapport au bruit de fond.
- La forme du bruit de fond est inconnue.
- Le signal est un continuum provenant par exemple de la désintégration de beauté ou charme ouvert.

L’extraction du signal demande alors d’estimer indépendamment le bruit de fond et de soustraire ce dernier au spectre total. Ceci est réalisable grâce à deux techniques que nous allons discuter. Elles sont applicables à des spectres de paires de particules de signes opposés.

5.4.4.1 Méthode des “like-sign”

Cette technique, détaillée dans l’annexe C, est couramment utilisée pour la soustraction du bruit de fond combinatoire dans les expériences de collisions d’ions lourds. Elle est basée sur l’hypothèse que les muons d’une paire de même signe ne sont pas corrélés physiquement [118]. Ainsi, les paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ détectées ne résultent que d’une coïncidence temporelle entre les deux muons. Ces derniers sont donc supposés n’avoir aucune corrélation physique entre eux. Ces paires de muons de même signe vont donc nous permettre d’estimer le bruit de fond combinatoire qui est déterminé par l’équation 5.16.

$$N_{fond}^{+-} = 2R\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (5.16)$$

où N^{++} et N^{--} sont respectivement le nombre de paires de muons positifs et négatifs et R un facteur correctif prenant en compte des effets de corrélation de charges.

Le désavantage de cette technique est qu'elle est dépendante du nombre d'événements à disposition et du nombre de paires N^{++} et N^{--} par événement. Ceci réduit fortement la statistique. Ce problème a été résolu partiellement par l'expérience NA50 qui utilise une méthode basée sur la combinaison de muons et nommée FOS ("Fake Opposite Sign") [119]. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit que nous utilisons une méthode dont le principe est similaire.

D'autre part, il est nécessaire de connaître précisément les effets d'asymétries de production ou de détection de paires chargées qui peuvent provoquer des biais dans la soustraction du bruit de fond [120] et/ou faire varier le terme R de l'équation 5.16. En effet, ce facteur est introduit afin de prendre en compte un effet de corrélation de charges [121]. Il varie avec l'impulsion transverse, la rapidité et la centralité de la collision (Fig. 2 et 3 Ref. [121]). Ainsi, pour des collisions périphériques ce facteur prend des valeurs supérieures à l'unité (NA38 prend $R = 1,2$ pour l'analyse des collisions p-W à 200 GeV). En ce qui concerne les collisions Pb-Pb centrales, la forte multiplicité de particules chargées dilue les effets de corrélation de charges et R est considéré comme égal à 1.

– Résultats

La figure 5.16 montre d'une part, le spectre de masse invariante construit comme expliqué dans le paragraphe 5.4.1 et d'autre part, la courbe correspondant au bruit de fond donnée par l'équation 5.16 où R est égal à 1. Ces deux courbes sont réalisées séparément et avec une coupure franche de $p_T^\mu > 2$ GeV/c. La courbe en traits pointillés semble correctement estimer le bruit de fond.

Afin de mieux s'en rendre compte, nous soustrayons cette courbe à celle correspondant à la combinatoire totale. Nous obtenons la courbe en pointillés de la figure 5.17 qui doit donner le signal extrait d'une collision Pb-Pb formulé par l'équation 5.17 (les fluctuations statistiques présentes sont la conséquence d'une analyse événement par événement qui diminue la statistique). Or, ce résultat est identifié par la courbe en traits pleins de la même figure 5.17.

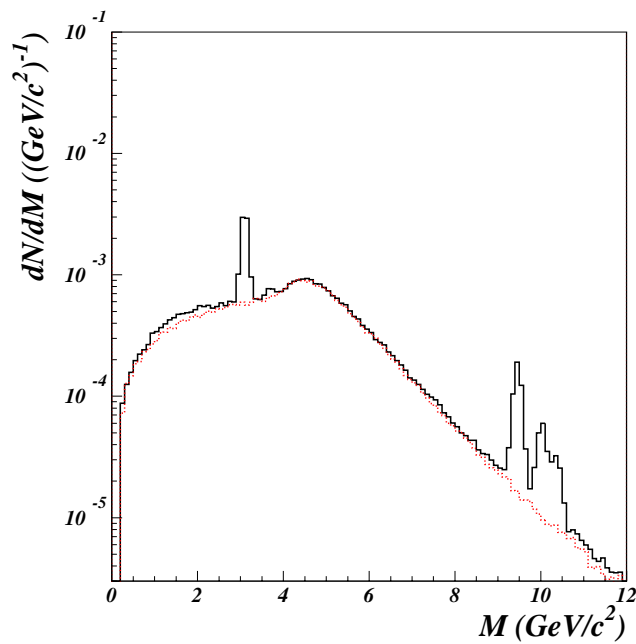


FIG. 5.16 – Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Somme des processus de bruit de fond déterminée par l'équation 5.16 (traits pointillés).

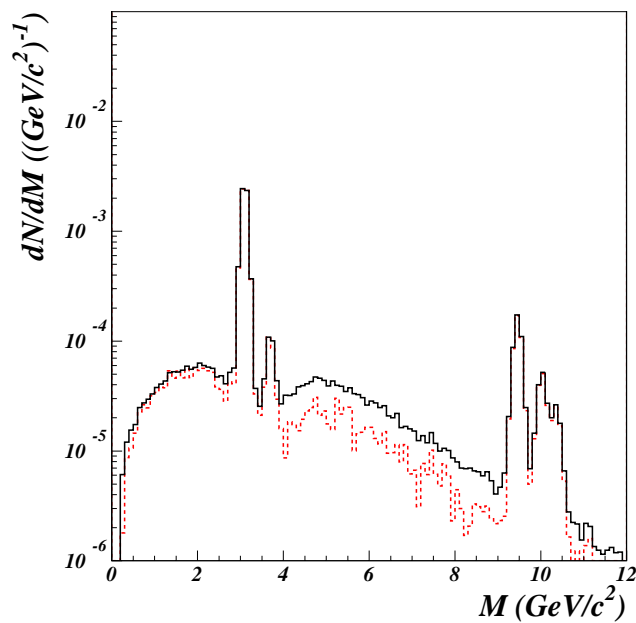


FIG. 5.17 – Spectre de masse invariante de la somme des paires de muons corrélés de signes opposés pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Spectre de masse invariante obtenu après soustraction du bruit de fond du spectre total par la méthode des “like-sign” (traits pointillés).

$$\text{Signal} = N_{Total}^{+-} - 2R\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (5.17)$$

où N_{Total}^{+-} est le nombre total de paires de muons de signe opposé dans une collision Pb-Pb.

Nous constatons que le signal est bien reproduit pour des masses inférieures à 4 GeV/c² mais que pour des valeurs supérieures, la courbe obtenue après soustraction du bruit de fond par la méthode des “like-sign” sous-estime le signal d’environ 20%. Ceci provient des voies de désintégration des mésons beaux qui produisent des paires de muons corrélés de même signe. En effet, comme nous l’avons énoncé dans le paragraphe 5.4.1, les mésons beaux peuvent présenter une désintégration en chaîne. Prenons un cas particulier de désintégration d’une paire de mésons $B^0 - \overline{B}^0$:

$$B^0 \rightarrow \nu_\mu + \mu_{(1)}^+ + D^- \quad \text{et} \quad D^- \rightarrow \nu_\mu + \mu_{(2)}^- + \overline{K}^0 \quad (5.18)$$

$$\overline{B}^0 \rightarrow \overline{\nu}_\mu + \mu_{(3)}^- + D^+ \quad \text{et} \quad D^+ \rightarrow \overline{\nu}_\mu + \mu_{(4)}^+ + K^0$$

Dans ce cas, nous pouvons avoir quatre paires corrélées dont les muons ont des signes opposés mais également deux paires corrélées avec des muons de même signe. En fait, cette composante de paires de muons corrélés et de même signe représente environ 50% de la totalité des processus corrélés pour la beauté et pour une masse supérieure à 4 GeV/c².

D’autre part, nous avons à prendre en considération les phénomènes de mélange de particule-antiparticule qui se produisent pour les systèmes $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ et $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ et qui fournissent également des paires de muons corrélés et de même signe. Cette fraction compte environ pour 30% dans le spectre des dimuons corrélés et de même signe [122].

Ainsi, le spectre total de dimuons de même signe contient une fraction de la composante corrélée. La soustraction du bruit de fond par la méthode des “like-sign”, qui rappelons le est basée sur le fait que les muons d’une paire de même signe ne sont pas corrélés physiquement, provoque la suppression du signal non-corrélé mais également d’une partie du signal corrélé.

Bien que les erreurs soient faibles (Fig. 5.17), cette technique ne fournit pas des résultats entièrement satisfaisants pour la soustraction du bruit de fond combinatoire pour des collisions Pb-Pb centrales aux énergies LHC. En effet, la forte production de beauté entraîne l’apparition de paires de muons corrélés et de même signe. Cette composante fait partie intégrante du bruit de fond combinatoire estimé et, dans le cas où le signal deviendrait

beaucoup plus faible (forte suppression des résonances due à la formation de QGP, collisions périphériques), l'erreur relative deviendrait très importante. En ce qui concerne le charme, la composante corrélée et de même signe est très faible et n'apparaît pas dans les spectres présentés.

Nous allons dans la suite présenter une autre technique de soustraction de bruit de fond, basée sur le mélange d'événements et dénommée "event-mixing", qui doit s'affranchir de ces problèmes et qui est plus appropriée à l'étude menée ici [123].

5.4.4.2 Méthode de "l'event-mixing"

Contrairement à la méthode des "like-sign", l'estimation du bruit de fond non-corrélé ne se fait pas grâce à la combinaison des muons à l'intérieur d'un même événement. En effet, la méthode repose sur la combinaison de muons d'un événement Pb-Pb donné avec les muons d'un ou de plusieurs événements distincts. Les paires de muons de signes opposés ainsi formées ne peuvent absolument pas être corrélées. Cette technique permet d'augmenter sensiblement la statistique, ce qui constituait un point faible de la méthode des "like-sign". L'inconvénient de cette méthode provient du fait que pour des collisions d'ions lourds, il est nécessaire que les différents événements combinés appartiennent au même domaine de centralité [124].

Le spectre de combinatoire totale de paires de muons de signes opposés est construit comme précédemment (cf. paragraphe 5.4.4.1) et le bruit de fond combinatoire, formé également de dimuons de signes opposés, est estimé par la combinaison des muons d'une collision Pb-Pb centrale avec les muons d'autres collisions Pb-Pb centrales. Dès lors, afin de normaliser les courbes aux nombres d'événements traités, il est nécessaire d'introduire un facteur 2 supplémentaire. En effet, prenons le cas où nous avons 3 muons dans le premier événement, dont deux positifs et un négatif. Nous pouvons alors former 2 paires de muons de signes opposés. Si maintenant, nous prenons en considération un autre événement Pb-Pb qui a la même multiplicité et également deux muons positifs et un négatif, et que nous le combinons avec le premier, nous pouvons alors former 4 paires de muons de signes opposés.

Dans le cas de données expérimentales, ce facteur de normalisation n'est pas forcément égal à 2. En effet, les effets d'appareillage (résolution du détecteur) et des fluctuations entre événements interviennent. Ce facteur est alors déterminé par le rapport des surfaces des spectres de masse invariante obtenus par la combinatoire et par "l'event-mixing" dans une région de masse où les processus corrélés sont négligeables [122].

Il faut également signaler que cette technique peut produire des biais dans la soustraction du bruit de fond. Prenons le cas extrême où nous n'avons qu'une paire corrélée dans deux collisions Pb-Pb. Bien que nous ne devrions pas avoir de muons non-corrélés, "l'event-

mixing” reconstruit un bruit de fond fantôme et la soustraction n’est plus viable. Notons que ce phénomène est également potentiellement présent avec la méthode FOS utilisée par NA50.

– Résultats

Ainsi que dans le paragraphe 5.4.4.1, les courbes présentées ont été réalisées avec une coupure franche de 2 GeV/c appliquée à l’ensemble des composantes. Les muons de désintégration des pions et des kaons sont intégrés en plus de ceux provenant, de la beauté et du charme ouvert, ainsi que ceux des résonances.

La figure 5.18 représente les spectres de masse invariante des dimuons de signes opposés (traits pleins) ainsi que le bruit de fond non-corrélé estimé par la méthode des “like-sign” (traits pointillés) et par la méthode de “l’event-mixing” (traits hachurés). Nous constatons dans la partie droite de cette figure, qui est un grossissement du domaine de masse 9 - 11 GeV/c², que la courbe correspondant à “l’event-mixing” se trouve en-dessous de celle obtenue par la méthode des “like-sign”. Ceci semble donc plus correct étant donné que nous avons vu dans le paragraphe 5.4.4.1 que la technique des “like-sign” sur-estime le bruit de fond surtout à haute masse.

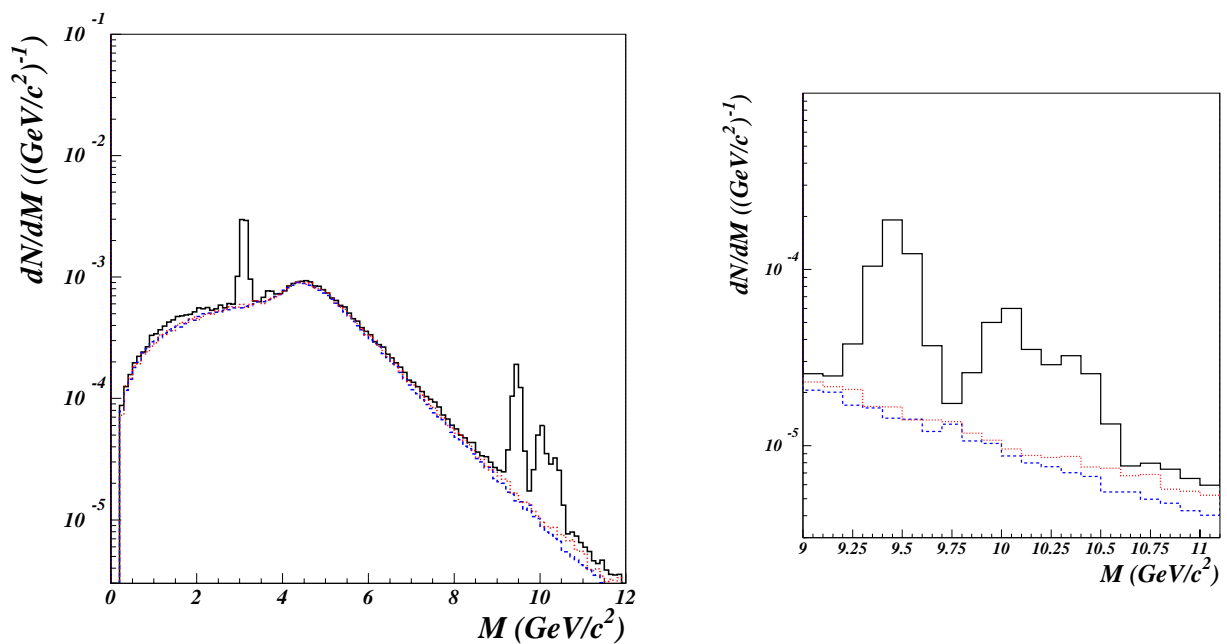


FIG. 5.18 – A gauche : Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Somme des processus de bruit de fond déterminée par la méthode des “like-sign” (traits pointillés). Somme des processus de bruit de fond déterminée par la méthode de “l’event-mixing” (traits hachurés). A droite : Grossissement dans le domaine de masse 9 - 11 GeV/c².

Ceci est confirmé par la figure 5.19 où nous voyons que la courbe obtenue après soustraction du bruit de fond estimé par la méthode de “l’event-mixing” (traits pointillés) se superpose, aux fluctuations statistiques près, à la courbe donnant le signal total des paires de muons corrélés et de signes opposés (traits pleins).

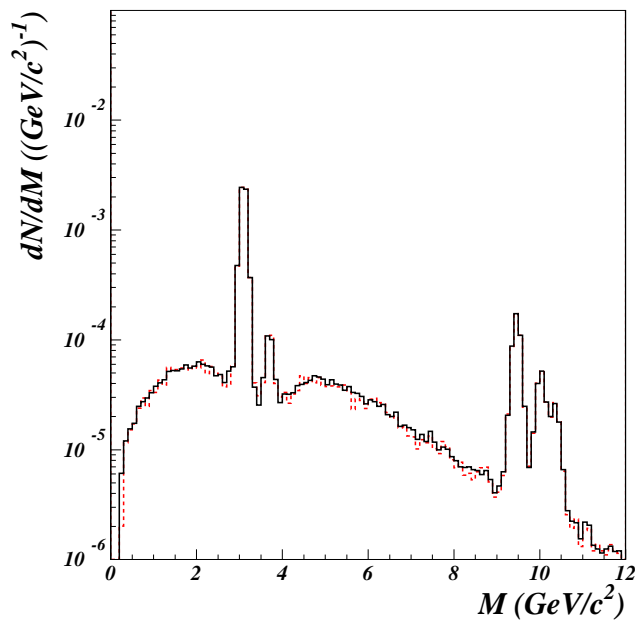


FIG. 5.19 – Spectre de masse invariante de la somme des paires de muons corrélés de signes opposés dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Spectre de masse invariante obtenu après soustraction du bruit de fond du spectre total par la méthode de “l’event-mixing” (traits pointillés).

La technique de “l’event-mixing” donne donc des résultats satisfaisants quant à l’estimation du bruit de fond combinatoire des collisions Pb-Pb centrales aux énergies LHC contrairement à la méthode des “like-sign”. Une vérification de cette bonne estimation peut-être effectuée grâce au rapport Signal/Bruit et à la signification. En parallèle à l’ajustement du bruit de fond combinatoire à partir du spectre total de masse invariante (cf. paragraphe 5.4.3), nous avons effectué un ajustement du spectre obtenu par la méthode de “l’event-mixing”. Nous déterminons alors le bruit de fond à partir de cet ajustement. Le signal est quant à lui toujours calculé à partir de l’ajustement du spectre total de masse invariante. La valeur obtenue pour le rapport S/B est par exemple pour le J/ψ de 0,49 à comparer à 0,47 du tableau 5.6 et la signification est de 545 contre 535.

Nous allons voir dans le prochain paragraphe comment nous pouvons profiter des caractéristiques propre à chaque technique pour estimer la section efficace de production de la beauté dans les collisions Pb-Pb aux énergies LHC.

5.4.5 Estimation de la section efficace de production de beauté

– Motivations

Comme nous l’avons démontré dans les paragraphes précédents, les estimations du bruit de fond combinatoire données par les méthodes des “like-sign” et de “l’event-mixing” ne sont pas identiques. En effet, les résultats fournis par la technique des “like-sign” sont biaisés étant donné qu’il existe une composante corrélée dans l’estimation du bruit de fond. Or, par construction même, la technique de “l’event-mixing” supprime ces paires étant donné qu’elle est basée sur la formation de paires de muons non-corrélés, de signes opposés et provenant de deux collisions Pb-Pb distinctes. En soustrayant les courbes obtenues à l’aide de ces deux méthodes et en analysant la résultante, nous nous attendons à pouvoir estimer la section efficace de production de beauté via la composante “like-sign” corrélée dont la statistique attendue est de 4 400 dimuons par année de fonctionnement en collision Pb-Pb.

– Résultats

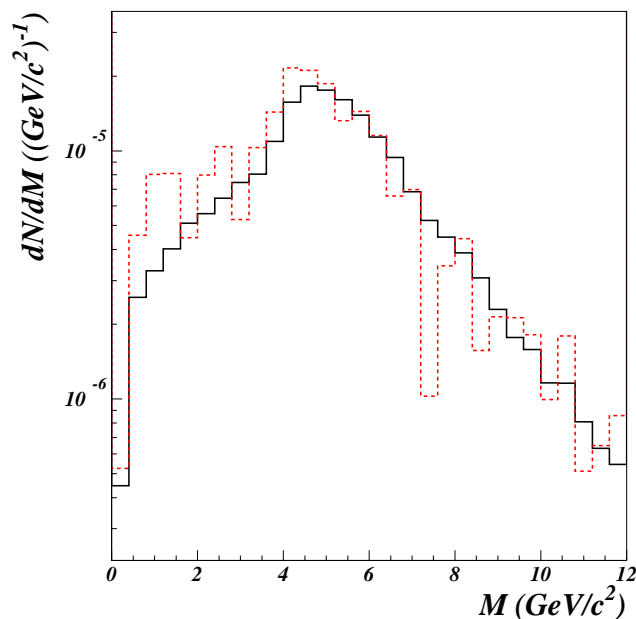


FIG. 5.20 – Spectre de masse invariante formé par des paires de muons corrélés et de même signe provenant de la désintégration de la beauté (traits pleins). Spectre de masse invariante obtenu après soustraction des spectres “like-sign” et “event-mixing” (traits pointillés).

Les courbes correspondant à l’estimation du bruit de fond combinatoire à l’aide des deux techniques ont été montrées dans les paragraphes précédents. Ces deux courbes sont donc soustraites afin de faire apparaître clairement les différences liées à l’élaboration même des deux méthodes (Fig. 5.20). La composante corrélée issue des muons de même signe provenant

de la désintégration des mésons B est représentée sur cette même figure. Nous constatons que les deux spectres se superposent aux fluctuations statistiques près, fluctuations principalement dues à la faible statistique obtenue par la technique des “like-sign”.

Nous pouvons donc reconstituer, en combinant les techniques de “l’event-mixing” et des “like-sign”, la distribution en masse de la beauté corrélée formée par des paires de muons de même signe. Or, ceci peut être directement relié aux nombres de paires $b\bar{b}$ produites dans la collision et donc à la section efficace totale de production de beauté dans une collision Pb-Pb aux énergies LHC. Il est important de noter que ceci n’est valable que dans le cas où il n’existe pas d’autres processus corrélés dans le bruit de fond estimé par la méthode des “like-sign”. C’est effectivement le cas dans les présentes simulations, où la composante corrélée formée par des muons de même signe issus du charme représente une fraction totalement négligeable.

Nous avons démontré dans ce paragraphe comment nous pouvons estimer une fraction de la section efficace de production de beauté dans des collisions Pb-Pb centrales aux énergies LHC. Toutefois, cette détermination n’est valable que sous certaines conditions réalisées dans les simulations précédentes. Or, la perte d’énergie des quarks dans le milieu nucléaire est susceptible de modifier profondément les résultats des simulations. Ce point est donc abordé dans la section suivante.

5.4.6 Perte d’énergie des quarks lourds

Nous n’avons pour l’instant pas pris en compte une possible perte d’énergie des quarks dans le milieu nucléaire lors de collisions Pb-Pb aux énergies LHC. Or, ce phénomène est susceptible de provoquer des changements importants autant dans la forme des spectres de masse invariante que dans leur composition [125 - 130].

Il est important de noter qu’aucune perte d’énergie n’est appliquée aux quarks formant les résonances. En effet, étant donné le temps de formation très bref de ces particules [131] (cf. paragraphe 1.5.1), les quarks constituant ne sont pas affectés par une perte d’énergie dans le milieu nucléaire. De plus, la perte d’énergie n’est pas appliquée aux quarks constituant les pions et les kaons. En effet, ces derniers sont produits très tardivement lors de la collision et constituent une faible fraction du spectre de masse invariante à haute masse.

Nous allons dans la suite décrire brièvement le cadre dans lequel s’inscrit cette étude.

5.4.6.1 Motivations

La formation d’un système de matière nucléaire dense est attendue lors des collisions Pb-Pb aux énergies LHC. Les partons produits lors de ces collisions traversent ce système dense

et peuvent perdre de l'énergie, soit par de multiples collisions élastiques avec les autres partons présents, soit par des processus radiatifs. En principe, l'énergie perdue par ces partons dans le milieu nucléaire, tant par les collisions élastiques que par les processus radiatifs, est indépendante de la masse du quark considéré dans l'hypothèse limite d'une énergie infinie. Pour des énergies finies, des études ont montré que la perte d'énergie provoquée par les collisions élastiques a une faible dépendance en masse [132]. Elle serait de $-1,5$ et $-0,5$ GeV/fm pour respectivement un quark charmé et beau d'impulsion de 10 GeV/c. La perte d'énergie due aux processus radiatifs, en prenant en compte les diffusions multiples, est plus importante et dépend de l'énergie initiale du parton et de la densité du milieu. Dans cette étude, nous considérons une perte d'énergie constante égale à $dE/dx = -1$ GeV/c.

Nous incluons également l'expansion longitudinale et les fluctuations thermiques du système de collision. En effet, ces phénomènes sont importants pour les spectres de dimuons provenant de la désintégration des mésons D et B formés après hadronisation des quarks lourds. Du fait de l'expansion longitudinale du système, la perte d'impulsion longitudinale des quarks lourds est différente de la perte d'impulsion transversale. En fonction du nombre de diffusions que subit le quark, celui ci peut quitter le milieu sans perte d'énergie, se thermaliser et/ou être totalement stoppé.

Les effets de perte d'énergie ont été mis en évidence aux énergies de RHIC par divers auteurs. Cette perte d'énergie entraîne une suppression des hadrons de grande impulsion transverse. L'observation de ce phénomène fournira la preuve que des conditions initiales totalement différentes, comparées à celles du SPS, ont été atteintes lors des collisions aux énergies de RHIC [133]. De plus, des simulations réalisées par Lin, Vogt et Wang [134] démontrent que nous observons une suppression significative des quarks lourds tant que $\left| \frac{dE}{dx} \right| \geq \frac{\langle p_T \rangle}{R_A}$ où $\langle p_T \rangle$ est l'impulsion transverse moyenne des quarks lourds qui produisent des leptons dans l'acceptance du détecteur et R_A le rayon du noyau.

Nous allons dans le prochain paragraphe expliciter le modèle permettant d'étudier les effets que provoque cette perte d'énergie sur les spectres de masse invariante obtenus pour une collision centrale Pb-Pb aux énergies LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV).

5.4.6.2 Description du modèle

Le modèle est basé sur les travaux de Z. Lin et R. Vogt [128].

Précisons tout d'abord les hypothèses faites sur l'ensemble du système quarks-matière dense. Premièrement, le flot transversal du milieu est négligé. Ainsi, les quarks lourds et le milieu nucléaire sont produits à $z=0$. D'autre part, les quarks ont la même vitesse longitudinale que le milieu où ils se trouvent pour n'importe quel point de l'espace-temps (z,t) . Ainsi,

le quark perd essentiellement son impulsion transverse mais conserve sa rapidité.

Le calcul de la perte d'énergie proprement dite s'effectue de la manière suivante. Le noyau est sphérique et son rayon a pour valeur $R_A = 1,2 A^{\frac{1}{3}}$. La quantité maximale de matière à traverser pour le quark est égale à cette valeur car nous négligeons l'expansion transverse du milieu. Nous tirons aléatoirement une position r où le quark peut être généré. Le parcours qu'il a alors à effectuer dans le milieu est donné par l'équation 5.19 :

$$l_T = R_A - r \quad (5.19)$$

Le quark ayant un libre parcours moyen λ dans le milieu, le nombre moyen de d'interactions est alors donné par l'équation 5.20 :

$$\mu = \frac{l_T}{\lambda} \quad (5.20)$$

Il faut préciser que le libre parcours moyen est introduit pour prendre en compte la probabilité que le quark a de s'échapper du milieu sans interaction ou sans perte d'énergie. Il est égal à 1 fm.

Le nombre d'interactions n que subit le quark est tiré dans une distribution de Poisson (Eq. 5.21) :

$$P(n, \mu) = \exp^{-\mu} \times \mu^n / n! \quad (5.21)$$

La perte d'impulsion du quark est alors formulée par l'équation 5.22 :

$$\Delta p = n \times \lambda \times \frac{dE}{dx} \quad (5.22)$$

$$\text{avec } \frac{dE}{dx} = -1 \text{ GeV}/\text{fm}.$$

Se pose alors le problème de la thermalisation des quarks. Un quark est considéré comme thermalisé si son impulsion transverse recalculée après perte d'énergie est inférieure à l'impulsion transverse moyenne des quarks thermalisés à la température T , prise ici égale à 150 MeV. Nous attribuons alors à ces quarks une impulsion tirée aléatoirement dans une fonction décrivant le comportement d'un parton thermalisé.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus pour des collisions Pb-Pb centrales aux énergies LHC.

5.4.6.3 Résultats

Nous allons dans un premier temps nous intéresser aux effets que provoque la perte d'énergie sur les spectres des muons simples puis, nous comparerons les spectres de masse invariante obtenus pour une collision avec et sans perte d'énergie des partons dans le milieu nucléaire.

– Effets sur les spectres d'impulsion transverse

La figure 5.21 représente le nombre moyen de muons de désintégration attendus lors d'une collision Pb-Pb centrale en fonction d'un seuil en p_T , dans l'acceptance du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE, avec (droite) et sans (gauche) perte d'énergie des quarks initiaux.

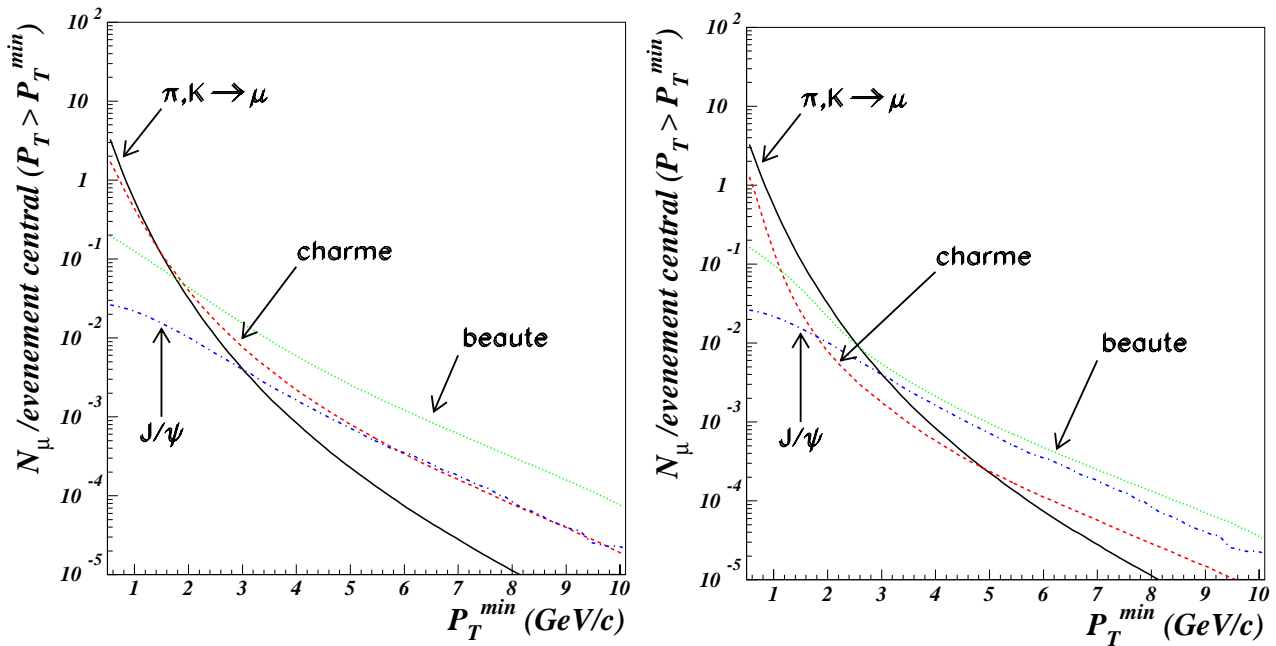


FIG. 5.21 – Nombre moyen de muons par collision centrale Pb-Pb dans l'acceptance du spectromètre pour les différentes sources en fonction d'une impulsion transverse minimum et sans perte d'énergie des quarks lourds (partie gauche). Même figure mais avec perte d'énergie des quarks lourds (partie droite).

Nous constatons qu'avec la perte d'énergie, le nombre de muons provenant de la désintégration de charme ouvert est réduit, pour un $p_T^{min} > 2$ GeV/c, de près d'un ordre de grandeur. Ainsi, les muons provenant de la désintégration de la résonance J/ψ dominent la composante charme ouvert pour un $p_T^{min} > 2$ GeV/c. En ce qui concerne la beauté ouverte, le spectre des muons simples est peu affecté par la perte d'énergie pour un $p_T^{min} < 2$ GeV/c.

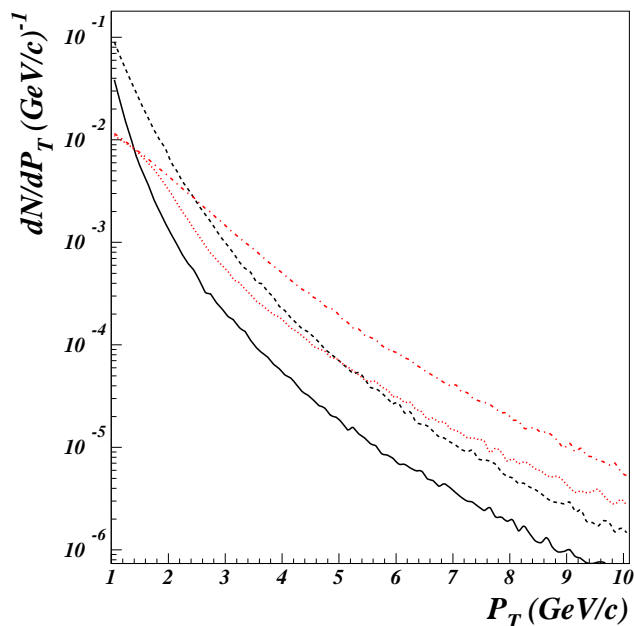


FIG. 5.22 – p_T des muons simples avec $p_T > 1$ GeV/c. Traits hachurés : charme sans perte d'énergie. Traits continus : charme avec perte d'énergie. Traits hachurés-pointillés : beauté sans perte d'énergie. Traits pointillés : beauté avec perte d'énergie.

Ceci est confirmé par la figure 5.22 qui représente l'impulsion transverse des muons simples provenant de la désintégration des mésons D et B avec et sans perte d'énergie des quarks initiaux. L'impulsion transverse moyenne des muons chute d'environ 15% lorsque nous considérons la perte d'énergie des quarks initiaux. Nous remarquons tout de même sur la figure 5.21, la réduction d'un facteur 2,5 du nombre de muons de désintégration des mésons beaux pour un $p_T^{min} \geq 3$ GeV/c.

Nous allons maintenant étudier les effets de ce phénomène sur les spectres de masse invariante présentés dans les sections précédentes.

– Effets sur les spectres de masse invariante

Les spectres de masse invariante obtenus après perte d'énergie des quarks lourds sont systématiquement comparés à ceux obtenus sans perte d'énergie présentés dans la section 5.4.1.

La figure 5.23 présente les spectres de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1$ GeV/c, avec (partie droite), ou sans (partie gauche) prise en considération de la perte d'énergie des quarks lourds dans le milieu nucléaire.

Tout d'abord, nous constatons un changement de forme dans les distributions de charme et de beauté, tant pour les processus corrélés que non-corrélés. Avec la perte d'énergie, les spectres deviennent beaucoup plus "piqués" à faible masse et il y a une forte suppression des dimuons à grande masse. Ce comportement était attendu vu que, la perte d'énergie des

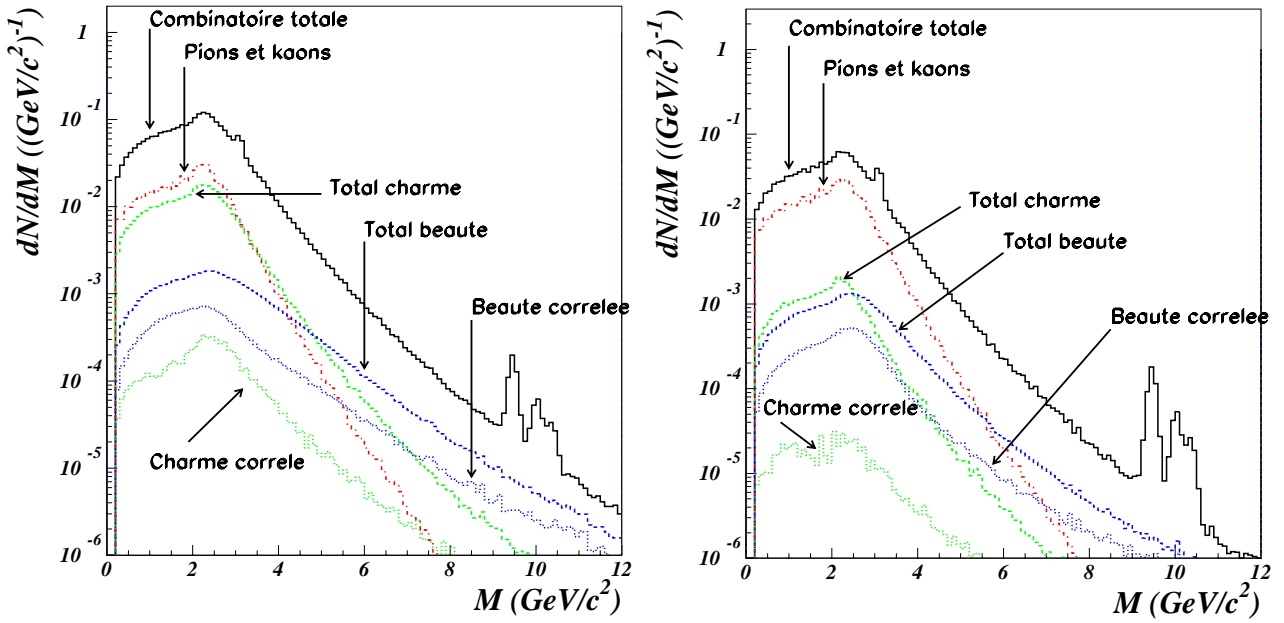


FIG. 5.23 – Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et sans perte d'énergie des quarks lourds (à gauche). Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et avec perte d'énergie des quarks lourds (à droite).

quarks entraîne une suppression des mésons de haute impulsion transverse qui elle même provoque la suppression des leptons de désintégration dans ce domaine de masse [128].

D'autre part, nous notons des différences sensibles dans les proportions de chaque composante dans les deux cas étudiés. A faible masse ($M < 2 \text{ GeV}/c^2$), le charme corrélé et non-corrélé est fortement supprimé tandis que la beauté n'est que peu affectée dans le cas où il y a perte d'énergie. Ainsi, dans ce dernier cas, la composante charme représente la même fraction du spectre total que la beauté alors qu'elle se trouvait un ordre de grandeur au-dessus en ne prenant pas en compte la perte d'énergie des quarks.

Les facteurs de suppression relative de ces composantes en fonction d'une coupure en impulsion transverse sont récapitulées dans le tableau 5.8. Pour ce faire les spectres de masse invariante sont intégrés sur l'ensemble du domaine de masse et la référence est prise à chaque fois pour le cas où les quarks lourds initiaux n'ont pas subi de perte d'énergie dans le milieu dense.

A la vue de ce tableau, nous constatons que le charme est très fortement supprimé pour des $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. Vous visualisons mieux cet effet sur la figure 5.24.

La composante totale (corrélé et non-corrélé) provenant du charme devient très faible, la composante corrélée n'étant même plus visible sur la figure de droite. La beauté, bien que réduite, est toujours apparente et devient l'unique source de bruit de fond combinatoire dans le spectre de masse invariante au dessus de $7 \text{ GeV}/c^2$.

	$p_T > 0,5 \text{ GeV}/c$	$p_T > 1 \text{ GeV}/c$	$p_T > 2 \text{ GeV}/c$
	Facteur de suppression	Facteur de suppression	Facteur de suppression
Total charme	1,8	10,3	23,9
Charme corrélé	2,4	10,6	9,4
Total beauté	1,4	1,7	3,9
Beauté corrélée	1,4	1,7	3,3

TAB. 5.8 – Facteurs de suppression des diverses composantes après perte d'énergie des quarks lourds.

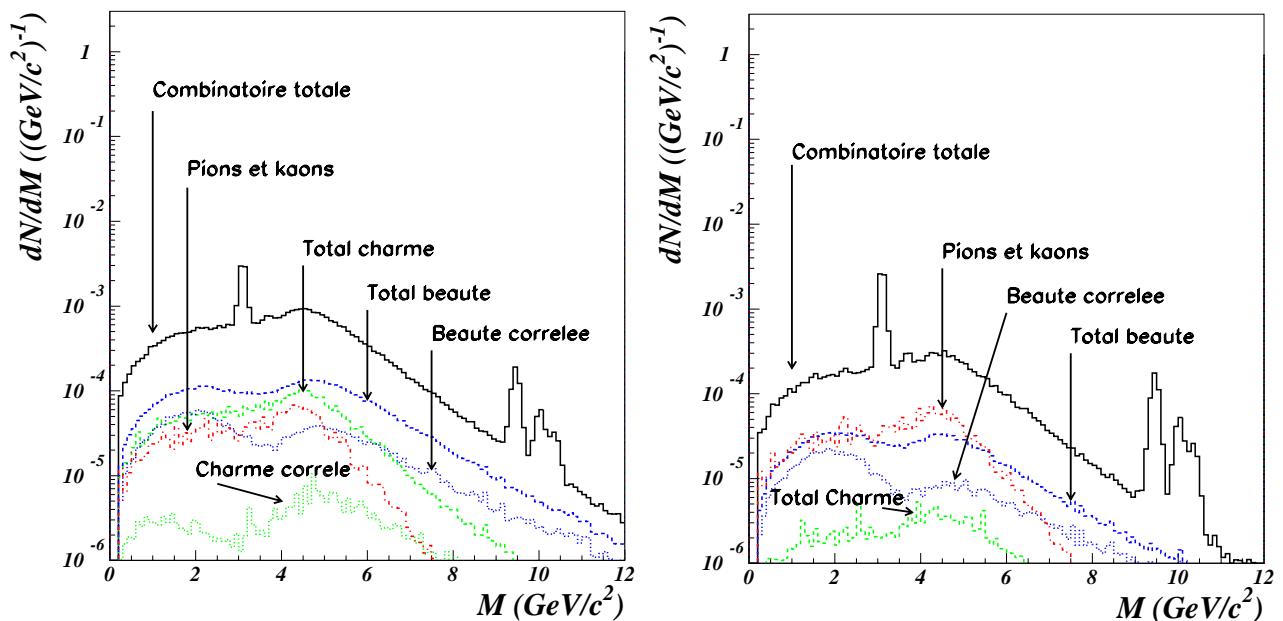


FIG. 5.24 – Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ sans perte d'énergie des quarks lourds (à gauche). Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ avec perte d'énergie des quarks lourds (à droite).

D'autre part, la forme de la distribution de la beauté corrélée semble différente, le premier "pic" apparaissant encore plus nettement avec la perte d'énergie des quarks. Or, après calcul des intégrales dans les deux domaines de masse ($M < 2,8 \text{ GeV}/c^2$ et $M > 2,8 \text{ GeV}/c^2$) avec et sans perte d'énergie, nous ne trouvons pas de différence significative. Cet effet est donc dû à l'échelle utilisée.

– Rapport Signal/Bruit et signficance

Les rapports Signal/Bruit et signficance ont été calculés dans les mêmes conditions que dans le paragraphe 5.4.3 à savoir pour 10^6 s de fonctionnement du détecteur et dans l'acceptance du spectromètre dimuons. Les valeurs sont données pour une bande de $\pm 1\sigma$ autour de la

valeur centrale du signal. Ces résultats présentés dans le tableau 5.9 sont donc directement comparables à ceux du tableau 5.6.

Luminosité ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	Résonance	Bruit de fond (B) (en unité de 10^4)	Signal (S) (en unité de 10^4)	S/B	$S/\sqrt{S+B}$
$J/\psi \rightarrow \mu\mu, p_T^\mu > 1 \text{ GeV}/c, 2,5 < \eta < 4,0$ (perte d'énergie des quarks lourds)					
5.10^{26}	J/ψ	95	100	1,05	718
$\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu\mu, p_T^\mu > 2 \text{ GeV}/c, 2,5 < \eta < 4,0$ (perte d'énergie des quarks lourds)					
5.10^{26}	Υ	0,04	1,08	27	100
	Υ'	0,038	0,33	8,7	55
	Υ''	0,036	0,16	4,4	37

TAB. 5.9 – Rapport S/B et signification pour les résonances J/ψ , Υ , Υ' et Υ'' en fonction d'une coupure franche sur l'impulsion transverse des muons en prenant en compte la perte d'énergie des quarks lourds, pour 10^6 s de fonctionnement du détecteur et dans l'acceptance du spectromètre dimuons.

Nous constatons une amélioration très nette des rapports S/B comparés à ceux obtenus sans perte d'énergie des quarks lourds. Ceci était prévisible étant donné la forte réduction du bruit de fond combinatoire entraînée par cette perte d'énergie, le signal n'étant pas affecté. Ainsi pour la résonance J/ψ , le gain est d'un facteur 2 alors qu'il atteint 4 pour la famille du Υ . Ces gains correspondent aux facteurs de suppression présentés dans le tableau 5.8.

5.5 Conclusions

La source principale de bruit de fond au niveau du “trigger” est la composante à basse impulsion transverse des muons de désintégration des pions et des kaons. D'autre part, nous pouvons conclure que le bruit de fond combinatoire dans la région de masse de la résonance Υ est presque entièrement composé de beauté corrélée et non-corrélée.

L'introduction d'effets d'appareillage dans la simulation comme la coupure “trigger” permet d'analyser les modifications induites sur les spectres de masse invariante et de comparer ces coupures plus “réalistes” à des coupures franches en impulsion transverse.

Les rapports de Signal/Bruit et signification sont très bons pour toutes les résonances et particulièrement lorsque nous prenons en considération la perte d'énergie des quarks lourds dans le milieu nucléaire.

La technique de “l'event-mixing” estime de manière très satisfaisante le bruit de fond combinatoire des collisions Pb-Pb centrales aux énergies LHC et la combinaison de cette technique avec celle des “like-sign” fournit une méthode originale d'extraction de la section efficace de production de beauté dans ces collisions.

Conclusion

Le travail présenté dans ce document comporte deux grands volets. L'un a pour but l'étude et l'optimisation du détecteur du "trigger" du spectromètre dimuons et de l'électronique associée aux RPC. L'autre partie est l'étude des résonances de haute masse aux énergies atteintes au LHC et mesurées dans le spectromètre de l'expérience ALICE.

Des tests effectués au CERN en 1999 ont permis de valider l'emploi d'une RPC fonctionnant en mode "streamer" avec une faible résistivité de la bakélite ($\rho \sim 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$). La tenue au flux atteint alors quelques centaines de Hz/cm^2 , ce qui correspond aux exigences de l'expérience ALICE. De plus, il s'est avéré qu'en augmentant le seuil de discrimination, nous avons nettement amélioré la résolution spatiale sans dégrader l'efficacité ni la résolution en temps du détecteur. Ces résultats ont également permis de valider l'algorithme de "déclustering" implanté dans l'électronique de "trigger" local.

D'autre part, nous avons employé lors de ces tests le premier prototype de l'électronique frontale implanté sur le détecteur. Cette électronique basée sur des discriminateurs à simple seuil était différente de celle utilisée lors des tests précédents utilisant des discriminateurs à fraction constante mal adaptés à l'expérience. Les résultats obtenus en terme de résolution temporelle avec la nouvelle électronique frontale ne se sont pas avérés complètement satisfaisants. Nous avons alors élaboré une nouvelle technique de discrimination nommée ADULT ("A DUaL Threshold") basée sur le développement du "streamer" dans les RPC. Elle repose sur l'utilisation de deux discriminateurs à simple seuil et permet de profiter de la très bonne résolution temporelle du mode avalanche tout en conservant les avantages du fonctionnement en mode "streamer". Après avoir testé cette technique en rayons cosmiques et avec un faisceau de particules au CERN, nous avons optimisé la valeur des deux seuils de discrimination et obtenu une très nette amélioration de la résolution en temps du détecteur. De plus, cette nouvelle méthode permet de réduire considérablement la dérive en temps des distributions en fonction de la haute tension. Ceci s'avère fondamental pour le bon fonctionnement du "trigger" du spectromètre dimuons, les signaux devant être synchronisés dans une fenêtre de 25 ns. Enfin, cette très bonne résolution temporelle est atteinte dès que le détecteur est efficace à près de 100%. La méthode ADULT offre donc la possibilité de travailler à une tension plus faible, ce qui améliore encore les performances en terme de résolution spatiale des

RPC fonctionnant en mode “streamer” et permet de protéger le détecteur d’un vieillissement prématuré.

S’agissant des perspectives, des études sur le vieillissement des RPC ont été entreprises dans la zone GIF du CERN. Ces tests doivent se poursuivre sur des chambres de grande dimension afin de faire le choix définitif de la bakélite. D’autre part, des tests réalisés à partir d’un “mini-trigger” doivent avoir prochainement lieu afin de valider l’ensemble du système.

L’autre volet de cette thèse est l’étude des résonances de haute masse mesurées via leur désintégration muonique dans le spectromètre dimuons de l’expérience ALICE. Les simulations réalisées dans cette étude ont permis de quantifier la proportion de chaque source muonique détectée par le spectromètre pour des collisions Pb-Pb centrales. La source principale de bruit de fond au niveau du “trigger” est la composante à bas p_T des muons de désintégration des pions et des kaons. Grâce aux spectres de masse invariante, nous avons pu déterminer que la source prédominante de bruit de fond dans la région de masse des résonances de la famille du Υ est la composante beauté corrélée et non-corrélée.

Après avoir démontré qu’une coupure en impulsion transverse sur les muons réduit considérablement le bruit de fond, tout en conservant la quasi-totalité du signal, nous avons introduit dans la simulation, les coupures effectives réalisées par le “trigger” à l’aide de paramétrisations. Nous avons alors pu comparer les résultats donnés par ces deux types de coupures cinématiques en terme de taux de réjection du bruit de fond et de détection du signal. De plus, les très bonnes valeurs des rapports S/B et signficance pour les résonances ont permis de donner ces grandeurs en fonction de domaines en impulsion transverse des dimuons.

Nous avons également démontré que la soustraction du bruit de fond combinatoire n’était pas satisfaisante avec la méthode des “like-sign” et que la technique de “l’event-mixing” était plus appropriée pour l’estimation du bruit de fond combinatoire des collisions Pb-Pb centrales aux énergies LHC. En combinant ces deux méthodes, nous avons présenté une méthode permettant d’estimer la section efficace de production de beauté.

Enfin nous avons étudié l’effet de la perte d’énergie des quarks lourds dans le milieu nucléaire. Il en résulte des modifications importantes sur le nombre de muons atteignant le spectromètre dimuons de l’expérience ALICE ainsi que des modifications tant sur la forme que sur la composition des spectres de masse invariante. Avec la prise en compte de cette perte d’énergie, les rapports S/B s’améliorent nettement pour toutes les résonances de haute masse.

Annexe A

VARIABLES DES FICHIERS DE SIMULATION

Les variables stockées dans les fichiers de production de muons sont : la multiplicité, les composantes de l'impulsion (p_x, p_y, p_z) , le code de la particule (qui est toujours un muon), le code de la particule parente, le code de la particule grand-parente et la pseudo-rapacité.

– Code de la particule

Le code de la particule sert à connaître le signe du muon et donc de savoir, lors de la combinatoire, si nous sommes en présence d'une paire de muons de même signe ou de signe opposé ce qui est essentiel dans le cadre du calcul de masse. Ceci permet également de construire les histogrammes regroupant les paires de muons de même signe ($++$ ou $--$) dans la perspective de soustraction du bruit de fond par la méthode des "like-sign".

– Code la particule parente

Deux grandes catégories de processus sont à identifier lors de la construction de spectres de masse invariante. Il s'agit des paires de muons corrélés et des paires non corrélées. Ainsi deux muons provenant de la même paire de quarks initiaux formeront une paire corrélée tandis que la combinaison des autres formeront les paires non-corrélées. Afin d'identifier ces processus, il est nécessaire d'avoir le code la particule parente. D'autre part, ces deux types d'événements ne sont pas traités de la même manière dans le programme. En effet, si la paire est corrélée et provient initialement de la même paire de quarks $c\bar{c}$ par exemple, le poids affecté à la paire de muons est :

$$Poids^{Correle} = Poids^{Muon(1)} \times (BR_{c \rightarrow \mu})^2 \quad (\text{A.1})$$

où $BR_{c \rightarrow \mu}$ est le rapport d'embranchement moyen des mésons charmés en muons qui est égal à 9,5% et où $Poids^{Muon(1)} = Poids_{final}^{Tranche(x-x)}$, calculé grâce à l'équation B.1, est le poids d'un des deux muons qui forment la paire corrélée.

Pour des processus non corrélés, cette expression devient :

$$Poids^{Non-correle} = Poids^{Muon(1)} \times Poids^{Muon(2)} \times (BR_{c \rightarrow \mu})^2 \quad (\text{A.2})$$

Ceci est applicable à l'ensemble des muons qu'ils proviennent de la beauté et du charme ouvert ou des résonances. Pour ce qui est des pions et des kaons, nous ne pouvons pas avoir deux muons corrélés issus de la même particule, nous n'avons alors que des poids calculés par l'équation A.2.

– Le code de la particule grand-parente

Dans le cas de la beauté ouverte, nous pouvons avoir des chaînes de désintégration des particules. Prenons un exemple de désintégration d'une paire $B^0 - \overline{B}^0$:

$$B^0 \rightarrow \nu_\mu + \mu_{(1)}^+ + D^- \quad \text{et} \quad D^- \rightarrow \nu_\mu + \mu_{(2)}^- + \overline{K}^0 \quad (\text{A.3})$$

$$\overline{B}^0 \rightarrow \overline{\nu}_\mu + \mu_{(3)}^- + D^+ \quad \text{et} \quad D^+ \rightarrow \overline{\nu}_\mu + \mu_{(4)}^+ + K^0$$

Dans le cas présent, le B^0 et le \overline{B}^0 proviennent de la même paire de quarks $b\overline{b}$, nous aurons donc des paires de muons corrélés. Or, le muon noté (4) par exemple n'aura pas le même poids que celui noté (1). Afin d'affecter la bonne valeur à la paire, il est nécessaire de connaître l'identité de la particule parente mais aussi celle du grand-parent.

Le code de la particule grand-parente permet en outre de repérer les phénomènes de mélange de particule-antiparticule qui se produisent pour les systèmes $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ et $B_s^0 - \overline{B}_s^0$.

– Composantes de l'impulsion et pseudo-rapacité

Ces variables cinématiques permettent de calculer toutes les grandeurs nécessaires à cette étude comme par exemple l'impulsion transverse ou la masse invariante.

Annexe B

Traitement des données

Suivant le type de particule, nous avons vu qu'il existe différents types de génération et donc différents types de fichiers. Le programme d'analyse les traite simultanément. Dans un premier temps, nous construisons un tableau correspondant à un pseudo-événement Pb-Pb puis peut débiter l'analyse proprement dite.

Construction d'un pseudo-événement Pb-Pb

Pour la beauté et le charme ouvert, les différentes tranches générées en fonction de " p_T hard" sont intégrées. Rappelons le calcul du poids d'un muon d'une tranche de charme par exemple :

$$poids_{final}^{Tranche(5-7)} = \frac{\sigma_{c\bar{c}}^{PYTHIA(5-7)}}{\sum \sigma_{c\bar{c}}^{PYTHIA}} \times \frac{N_{Obtenues}^{Paires}}{N_{Demandes}^{Processus}} \times \sigma_{c\bar{c}}^{NLO} \times T_{AB}(0) \quad (B.1)$$

Ce poids correspond aux nombres de paires $c\bar{c}$ produites, dans la tranche de " p_T hard", lors d'une collision centrale Pb-Pb.

Nous ouvrons le fichier correspondant à une tranche et nous bouclons sur un nombre de paires $c\bar{c}$ donné (n) puis nous renormalisons le poids calculé par l'équation B.1 à l'unité ($poids_{final}^{Tranche(5-7)}/n$). Le nombre de paires pris en considération dans la boucle permet juste de faire varier la statistique étant donné qu'il est indépendant du nombre de paires $c\bar{c}$ attendues dans un événement Pb-Pb central. Nous répétons cette opération pour l'ensemble des tranches et c'est la somme de tous les poids qui fournit le nombre total de paires $c\bar{c}$ d'un événement Pb-Pb central soit dans le cas présent 205 paires $c\bar{c}$. La même méthode est appliquée pour la beauté ouverte (6 paires $b\bar{b}$) et pour les résonances, bien que ces dernières ne soient pas générées en tranche de " p_T hard".

En ce qui concerne les muons provenant de la désintégration des pions et des kaons, la technique diffère sensiblement vu que dès la génération des particules parentes, nous intro-

duisons la multiplicité d'une collision centrale Pb-Pb. Il suffit alors de prendre un événement de "bruit de fond" pour chaque reconstruction d'un pseudo-événement Pb-Pb ou, si la statistique s'avère insuffisante d'en prendre, x mais en redivisant alors le poids appliqué à chaque muon par la même valeur x .

Analyse des données

A ce stade nous avons un tableau qui comporte les muons provenant des toutes les particules prises en compte dans cette étude et qui représente un pseudo-événement Pb-Pb. Nous répétons ces opérations afin d'obtenir le nombre désiré de pseudo-événement Pb-Pb avant d'entreprendre l'analyse.

Cette structure permet simultanément l'obtention des spectres de masse en combinant tous les muons et l'élaboration de différentes techniques de soustraction du bruit de fond. Elle offre dans le même temps, la possibilité de traiter les muons de manière individuelle et donc d'obtenir les spectres de muons simples en fonction par exemple de l'impulsion transverse.

Annexe C

Méthode de soustraction de bruit de fond

Méthode des “like-sign”

L'estimation du bruit de fond est basé sur le raisonnement suivant. Supposons que nous avons N_0 événements dimuons, N^+ et N^- étant le nombre de mésons positifs et négatifs dans chaque collision et $P(N^+)$ et $P(N^-)$ étant les probabilités de désintégration en voie muonique de ces mésons. Le nombre de paires de muons positifs est donné par l'équation C.1 :

$$N^{++} = N_0 \int A^{++} P(N^+) \frac{N^+(N^+ - 1)}{2} dN^+ = \frac{N_0}{2} (\langle N^{+2} \rangle - \langle N^+ \rangle^2) A^{++} \quad (C.1)$$

où A^{++} est la probabilité de mesurer une paire de muons positifs.

Le même type d'équation est valable pour les dimuons négatifs :

$$N^{--} = N_0 \int A^{--} P(N^-) \frac{N^-(N^- - 1)}{2} dN^- = \frac{N_0}{2} (\langle N^{-2} \rangle - \langle N^- \rangle^2) A^{--} \quad (C.2)$$

où A^{--} est la probabilité de mesurer une paire de muons négatifs.

Le nombre de paires de muons non-corrélés de signe opposé résulte de la combinaison des désintégrations des mésons positifs N^+ et négatifs N^- :

$$N_{fond}^{+-} = N_0 \int A^{+-} P(N^+) P(N^-) N^+ N^- dN^+ dN^- = N_0 \langle N^+ \rangle \langle N^- \rangle A^{+-} \quad (C.3)$$

où A^{+-} est la probabilité de mesurer une paire de muons de signes opposés.

Or, si la multiplicité suit une loi de Poisson, nous avons :

$$\langle N \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \quad (\text{C.4})$$

et l'équation C.3 s'écrit :

$$N_{fond}^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \times \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} \quad (\text{C.5})$$

Si les probabilités de mesurer des paires positives, négatives, ou de signes opposés sont les mêmes, nous obtenons :

$$N_{fond}^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (\text{C.6})$$

De plus, en prenant en compte des asymétries de production ou de détection des muons positifs ou négatifs, l'équation C.6 devient :

$$N_{fond}^{+-} = 2R\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (\text{C.7})$$

où R est le facteur correctif égal à 1 pour des collisions centrales Pb-Pb [121].

Le signal est quant à lui donné par l'équation C.9 :

$$Signal = N_{Total}^{+-} - N_{fond}^{+-} \quad (\text{C.8})$$

soit :

$$Signal = N_{Total}^{+-} - 2R\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (\text{C.9})$$

où N_{Total}^{+-} est le nombre total de paires de muons de signe opposé dans une collision Pb-Pb.

Bibliographie

- [1] C. Y. Wong, World Scientific, (1994)
- [2] U. Heinz, CERN-TH-99-45, hep-ph/9902424
- [3] U. Heinz, CERN-TH-99-209, nucl-th/9907060
- [4] J. P. Blaizot, Saclay-SPHT-T99-103, hep-ph/9909434
- [5] S. A. Bass et al., J. Phys. 625 (1999) R1
- [6] Proc. Quark Matter 1996 Heidelberg, Nucl. Phys. A610 (1996)
- [7] Proc. Quark Matter 1999 Torino, Nucl. Phys. A661 (1999)
- [8] Proc. Quark Matter 2001 Stony Brook, to be published
- [9] E. Laerman, Nucl. Phys. A610 (1996) 1c
- [10] R. Averbeck, nucl-ex/9803001 (1998)
- [11] A. Chodos et al., Phys. Rev. D9 (1974)
- [12] H. Satz, hep-ph/9711289 (1997)
- [13] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140
- [14] NA49 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3814
- [15] J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- [16] N. Willis et al., Nucl. Phys. A661 (1999) 534c
- [17] F. Antinori for WA97 Collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 130c
- [18] D. Elia for WA97 Collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 476c
- [19] J. Rafelski, Phys. Lett. B262 (1991) 333
- [20] N. Carrer for NA57 Collaboration, Quark Matter 2001 Stony Brook, to be published
- [21] J. V. Steele and V. Koch, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 4096
- [22] E. V. Shuryak, Nucl. Phys. A566 (1994) 559c
- [23] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B78 (1978) 150
- [24] K. Kajantie and H. I. Miettinen, Z. Phys. C9 (1981) 341
- [25] The NA38 and NA50 Collaborations, Eur. Phys. Jour. C14 (2000) 443
- [26] NA60 proposal CERN/SPSC 2000-010, SPSC/P 316

- [27] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416
- [28] E. Witten, Phys. Rev. D30 (1984) 272
- [29] B. Lenkeit, Nucl. Phys. A661 (1999) 23c
- [30] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Science, 50 (2000) 37
- [31] A. Dress, SUNY at Stony Brook, nucl-ex/0105019 (2001)
- [32] D. Teaney, J. Lauret, E. V. Shuryak, Phys. Lett. B86 (2001) 4783
- [33] D. Teaney, J. Lauret, E. V. Shuryak, nucl-th/0104041
- [34] R. L. Thews, J. Rafelski, Nucl. Phys. A661 (1999)
- [35] R. Stock, Nucl. Phys. A661 (1999) 282c
- [36] J. Stachel, Nucl. Phys. A610 (1996) 509c
- [37] N. Xu for NA44 Collaboration, Nucl. Phys. A610 (1996) 175c
- [38] U. A. Wiedeman, Nucl. Phys. A661 (1999) 65c
- [39] I. G. Bearden et al., Nucl. Phys. A610 (1996)175c
- [40] R. Ganz for NA49 Collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 448c
- [41] G. T. Bodwin et al., Phys. Rev. D51 (1995) 1125
- [42] E. Braaten et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3327
- [43] M. C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 337
- [44] M. C. Abreu et al., Phys. Lett. B450 (1999) 456
- [45] M. C. Abreu et al., Phys. Lett. B477 (2000) 28
- [46] R. Arnaldi, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1261-EDSF 302 (2000)
- [47] P. Bordalo for NA50 Collaboration, Quark Matter 2001 Stony Brook, to be published
- [48] F. Prino for NA50 Collaboration, ISMD 2000, hep-ex/0101052
- [49] H. Satz, hep-ph/0007069 (2000)
- [50] J. P. Blaizot, M. Dinh, J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 4012
- [51] C. Spieles et al., Phys. Rev. C60 (1999)
- [52] D. E. Kahana et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 42 (1999) 269
- [53] N. Armesto et al., Phys. Rev. C9 (1999) 395
- [54] H. Satz, Nucl. Phys. A544 (1992) 371c
- [55] J. Schukraft, Quark Matter 2001 Stony Brook, to be published
- [56] K. J. Eskola, High Energy Nuclear Collisions, hep-ph/9911350
- [57] H. Appelshäuser et al., Phys. Lett. B444 (1998) 523
- [58] U. Heinz and B. Muller, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2072
- [59] ALICE Collaboration, Addendum to the ALICE T. P., CERN/LHCC 96-32

- [60] R. L. Thews et al., Phys. Rec. C63 (2001) 054905
- [61] M. Gazdzicki et al., Phys. Rev. Lett. 83 (2000) 4009
- [62] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Phys. Lett. B 490 (2000) 196
- [63] C. M. Ko et al., Phys. Lett. B444 (1998) 237
- [64] E. Shuryak, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3270
- [65] M. G. Mustafa et al., Phys. Rev. C57 (1998) 889
- [66] Z. Lin and R. Vogt, Nucl. Phys. B544 (1999) 339
- [67] J. F. Cugnon et al., Nucl. Phys. B492 (1997) 301
- [68] R. Vogt, Phys. Rep. 310 (1999) 1970
- [69] ALICE Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71 (1995)
- [70] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 5, CERN/LHCC 99-22
- [71] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 4, CERN/LHCC 99-12
- [72] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 7, CERN/LHCC 2000-01
- [73] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 8, CERN/LHCC 2000-12
- [74] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 1, CERN/LHCC 98-19
- [75] A Transition Radiation Detector for Electron Identification within the ALICE Central Trigger-Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 99-13
- [76] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 2, CERN/LHCC 99-4
- [77] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 3, CERN/LHCC 99-5
- [78] ALICE Collaboration, Technical Design Report n° 6, CERN/LHCC 99-32
- [79] ALICE T0 detector, ALICE Note 99-43 (1999)
- [80] A. L. S. Angelis et al., hep-ex/9901038
- [81] F. Manso et al., Internal Note ALICE/96-13 DIM
- [82] R. Brun et al., CERN Program Library Long Write-up W5013, GEANT Detector Description and Simulation Tool (1994)
- [83] A. Fasso et al., Proc. IV Int. Conf. on Calorimeters and their Applications, World Scientific, Singapore (1994) 493
- [84] V. Danielyan et al., Preprint YerPhI 1532(6)-99 (1999)
- [85] ALICE Collaboration, Addendum to the Technical Design Report of the Forward Muon Spectrometer, CERN/LHCC 2000-46 (2000)
- [86] B. Cheynis, L. Ducroux, E. Gangler, J. Y. Grossiord, R. Guernane, A. Guichard, ALICE/00-29, Internal Note/DIM
- [87] O. Roig, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1172- EDSF 254 (1999)

- [88] R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Inst. and Meth. 187 (1981) 377
- [89] R. Cardarelli, A. Di Ciaccio and R. Santonico, Nucl. Inst. and Meth. A333 (1993) 399
- [90] R. Cardarelli, V. Makeev and R. Santonico, Nucl. Inst. and Meth. A382 (1996) 470
- [91] P. Camarri et al., Nucl. Inst. and Meth. A414 (1998) 317
- [92] M. Abbrescia et al., Nucl. Inst. and Meth. A414 (1998) 135
- [93] I. Crotty et al., Nucl. Inst. and Meth. A346 (1994) 107
- [94] ATLAS Collaboration, Technical Design Report n° 10, CERN/LHCC 97-22 (1997)
- [95] CMS Collaboration, Technical Design Report n° 3, CERN/LHCC 97-32 (1997)
- [96] J. S. Townsend, Electrons in gases, Hutchinson, London (1947)
- [97] H. Raether, Electrons Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London (1964)
- [98] J. A. Lamas Valverde, Thèse Université Louis Pasteur de Strasbourg, IReS 97-23 (1997)

- [99] R. Arnaldi et al., Nucl. Inst. and Meth. A451 (2000) 462
- [100] P. Fonte, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-43 (1996) 2135
- [101] Y. Pestov, GSI-Preprint-98-21 (1998)
- [102] R. Arnaldi et al., Nucl. Inst. and Meth. A457 (2001) 117
- [103] L. Royer et al., Proc. 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments - LEB 2000, CERN/LHCC 2000-041 (2000)
- [104] CDF Collaboration, Fermilab-Conf 94 / 136-E (1994)
- [105] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 39 (1986) 347
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. 43 (1987) 367
- [106] K. Eggert and A. Morsch, ALICE/95-05, Internal Note/Phy
- [107] R. V. Gavai, D. E. Kharzeev, H. Satz, G. A. Schuler, K. Sridhar, R. Vogt, Int. J. Mod. Phys. A10 (1995) 3043
- [108] H. U. Bengtsson and T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 46 (1987) 43
- [109] M. Bourquin and M. Gaillard, Nucl. Phys. B114 (1976) 224
- [110] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127
- [111] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Lett. B306 (1993) 145
- [112] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, hep-ph/9702287
- [113] R. V. Gavai, S. Gupta, P. L. McGaughey, E. Quack, P. V. Ruuskanen, R. Vogt, X. N. Wang, Int. J. Mod. Phys. A10 (1995) 2999
- [114] R. Vogt, Heavy Ion Phys. 9 (1999) 339
- [115] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. Zerwas, Phys. Rev. D27 (1983) 105

- [116] A. Morsch, ALICE/93-31, Internal Note/DIM
- [117] F. Karsch and R. Petronzio, Phys. Lett. B193 (1987) 105
- [118] S. Papillon, Thèse de l'université l'Université Paris VII, IPN Orsay, (1991)
- [119] S. Constantinescu, S. Dita and D. Jouan, preprint IPNO-DRE-96-01
- [120] M. Gazdzicki and M. Gorenstein, J. Phys G, Nucl. Part. Phys., 27 (2001) L41
- [121] M. C. Abreu et al., NA38 Collaboration, NA50 Collaboration, Eur. Phys. J., C14 (2000) 443
- [122] P. Crochet and P. Braun-Munzinger, nucl-ex/0106008
- [123] D. Drijard, H. G. Fischer and T. Nakada, Nucl. Instrum. Meth. A225 (1984) 367
- [124] N. Van Eijndhoven and W. Wetzels, hep-ph/0101084
- [125] R. Vogt and J. F. Gunion, Nucl. Phys. B492 (1997) 301
- [126] E. Shuryak, Phys. Rev. C55 (1997) 961
- [127] Z. Lin, C. M. Ko, B. Zhang, Phys. Rev. C61 (2000) 024904
- [128] Z. Lin and R. Vogt, Nucl. Phys. B544 (1999) 339
- [129] K. Gallmeister, B. Kämpfer, O. P. Pavlenko, Phys. Rev. C57 (1998) 3276
- [130] B. Kämpfer, O. P. Pavlenko, K. Gallmeister, Phys. Lett. B419 (1998) 412
- [131] H. Satz, hep-ph/9711289
- [132] M. G. Mustafa, D. Pal, D. K. Srivastava and M. H. Thoma, Phys. Lett. B428 (1998) 234
- [133] X. N. Wang, Phys. Rev. C61 (2000) 064910
- [134] Z. Lin, R. Vogt and X. N. Wang, Phys. Rev. C57 (1998) 899

Table des figures

1.1	Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température-potentiel chimique baryonique [10].	12
1.2	Prédictions de QCD sur réseau sur le déconfinement et sur la restauration de la symétrie chirale. Le condensat de quarks $\langle\psi\bar{\psi}\rangle$ est le paramètre d'ordre de la symétrie chirale et $\langle Re L \rangle$ est le paramètre d'ordre du déconfinement [12].	13
1.3	Schéma de la réaction entre deux ions lourds ultra-relativistes.	15
1.4	Développement spatio-temporel de la réaction.	16
1.5	Taux de production de hadrons et d'hypérons mesurés par WA97 en fonction du nombre de participants et renormalisés aux collision p-Be [17].	17
1.6	Spectre de masse inclusif e^+e^- dans la région des basses masses et comparaison avec la somme attendue des processus de désintégration des hadrons (traits pleins) [29].	20
1.7	Diagramme de Feymann de production du J/ψ	22
1.8	Diagramme relatif au processus de Drell -Yan.	23
1.9	Le facteur K_{DY} mesuré par les expériences NA38/51/50 en fonction du système projectile/cible [47].	24
1.10	Section efficace de production du J/ψ en fonction du système étudié [48].	25
1.11	Rapport $J/\psi/ DY$ en fonction de l'énergie transverse [45].	25
1.12	Probabilités de survie du J/ψ et du Υ en fonction de la densité d'énergie et en fonction de deux scénari de suppression [59].	29
2.1	Vue 3-D du détecteur ALICE.	33
2.2	Vue 3-D de l'ITS.	35
2.3	Schéma de la TPC de ALICE sans plan de lecture.	37
2.4	Schéma de principe d'une MRPC.	39
2.5	Résultats obtenus avec une MRPC [73].	39
2.6	Vue 3-D du HMPID.	40
2.7	Schéma de principe du HMPID.	41
2.8	Schéma de principe du TRD.	42

2.9	Schéma descriptif du détecteur PHOS.	43
2.10	Localisation et disposition des différents calorimètres constituant le ZDC.	45
2.11	Schéma de principe de fonctionnement du PMD.	46
2.12	Localisation des FMD.	47
2.13	Localisation du T0.	48
2.14	Schéma du détecteur CASTOR [80].	49
3.1	Vue latérale du spectromètre dimuons.	52
3.2	Absorbeur frontal et géométrie ouverte du blindage du tube à vide.	54
3.3	Vue frontale du V0R avec 48 cellules élémentaires.	56
3.4	Localisation des V0R et V0L [86].	56
3.5	Profil du champ magnétique du dipôle.	57
3.6	Schéma descriptif des CPC.	58
3.7	Schéma de principe du système de “trigger” du bras dimuons [70].	59
3.8	Structure du “trigger”.	61
3.9	Description d’un quart de plan de lecture X (à gauche) et Y (à droite). Les chambres RPC sont représentées en traits continus. Les traits verticaux pointillés correspondent aux segmentations des plans de lecture.	62
3.10	Efficacité de détection du “trigger” en fonction de p_T et pour les deux seuils en p_T [87].	63
3.11	Schéma général du système de “trigger” du spectromètre dimuons de l’expérience ALICE.	65
3.12	Vue d’une carte de “trigger” locale avec ces circuits FPGA de marque FLEX ALTERA.	66
3.13	Efficacité de reconstruction du Υ en fonction du taux de bruit de fond [85].	69
3.14	Résolution en masse du Υ en fonction du taux de bruit de fond [85].	69
4.1	Vue en coupe d’une RPC utilisée dans ALICE.	72
4.2	Courbe standard obtenue lors de la mesure de l’efficacité d’une RPC.	73
4.3	Schématisation des phénomènes de la création d’un “streamer” à l’intérieur d’une chambre type RPC [98].	76
4.4	Efficacité de détection d’une RPC en fonction du flux de particules incidentes et de la résistivité du matériau résistif.	77
4.5	Taille de cluster en mode streamer (a) et en mode avalanche (b) pour des strips de 2 cm.	78
4.6	Schéma du dispositif expérimental des tests de 1999 - Système de trajectographie.	82
4.7	Résolution spatiale du système de trajectographie pour des “strips” de 1 cm.	83

4.8	Taille des clusters en fonction de la haute tension renormalisée à la valeur obtenue pour 60 mV et avec différents seuils de discrimination.	84
4.9	Traitement du signal du détecteur à l'électronique de lecture.	85
4.10	Résolution en temps avec deux systèmes de discrimination différents, partie supérieure : discriminateur à simple seuil ; partie inférieure : discriminateur à fraction constante.	87
4.11	Décalage en temps des pics des spectres TDC en fonction de la haute tension appliquée au détecteur. Partie gauche : Décalage en temps du pic de gauche. Partie droite : Décalage en temps du pic de droite.	87
4.12	Evolution du courant externe pour différents gains.	89
4.13	Différentes formes d'impulsions de "streamer" délivrées par une RPC pour une haute tension fixée à 9200V. En haut à gauche : "Streamer" en coïncidence avec l'avalanche. En bas à droite : "Streamer" retardé.	90
4.14	Dispositif expérimental des tests en rayons cosmiques effectués au Laboratoire de Physique Corpusculaire.	92
4.15	Courbes d'efficacité avec plusieurs valeurs de deuxième seuil (partie gauche) et évolution de la taille des "clusters" en fonction de la haute tension (partie droite).	94
4.16	Spectres en temps avec le système ADULT avec des couples de seuils de (10-80) et (10-150) (partie supérieure) et spectres en temps avec des discriminateurs à seuil simple avec pour valeurs 80 et 150 mV (partie inférieure).	95
4.17	RMS des distributions en temps obtenues avec le système ADULT et avec des discriminateurs à seuil simple.	96
4.18	Synoptique d'une voie d'électronique de lecture en micro-électronique avec le système ADULT.	98
4.19	Courbes d'efficacité d'une RPC équipée du système ADULT en fonction de la haute tension et en fonction du flux.	99
4.20	Courbe d'efficacité d'une RPC équipée du système ADULT en fonction de la haute tension et en fonction du deuxième seuil appliqué.	100
4.21	Taille des "clusters" en fonction de la haute tension et en fonction du deuxième seuil avec un flux de 20 Hz/cm ²	101
4.22	RMS des distributions de résolution en temps en fonction de la haute tension pour le système ADULT et pour un discriminateur à seuil simple.	102
4.23	Partie gauche : Position relative des distributions en temps en fonction de la haute tension pour le système ADULT et pour un discriminateur à seuil simple. - Partie droite : Courbes d'efficacité dans une porte en temps.	103

5.1	Paramétrisation des distributions en p_T des pions (traits pleins) et des kaons (traits pointillés).	112
5.2	Distribution des impulsions transverses des quarks (partie supérieure) et des muons de désintégration de mésons charmés (partie inférieure) avec la fonction de structure partonique GRV HO (traits pointillés) et MRS D-' (traits pleins).	113
5.3	Effet de la valeur de k_T sur l'angle azimutal entre les deux quarks d'une paire $c\bar{c}$	114
5.4	Exemples de diagrammes de production de saveurs lourdes. a,b : "Leading Order", c : Création d'une paire (avec émission de gluon), d : Excitation de couleur, e : "Gluon splitting", f : Mélange "gluon splitting" et excitation de couleur.	115
5.5	Résolution en masse de la résonance J/ψ (partie haute) et de la résonance Υ , sans bruit de fond extérieur (partie basse).	120
5.6	Résolution en masse attendue dans le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE en fonction de la masse des résonances [69].	121
5.7	Efficacité de détection du "trigger" en fonction de l'impulsion transverse pour les seuils bas (partie gauche) et haut (partie droite) [87].	122
5.8	Nombre moyen de muons par collision centrale Pb-Pb dans l'acceptance du spectromètre avec $p_T > p_T^{min}$ et pour les différentes sources. Les muons de désintégration des bottomonia ($\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$) ne sont pas indiqués étant donné leur très faible contribution.	123
5.9	Spectre total de masse invariante pour une collision Pb-Pb centrale et pour des muons dont $p_T > 0,5 GeV/c$ et η compris entre 2,5 et 4.	124
5.10	Combinatoire totale avec et sans la contribution des muons provenant des pions et des kaons.	126
5.11	Spectre de masse invariante pour des muons avec $p_T > 1 GeV/c$ (à gauche) et avec $p_T > 2 GeV/c$ (à droite).	127
5.12	Spectre de masse invariante pour des muons issus de la désintégration des mésons B et dont $p_T > 2 GeV/c$	128
5.13	Ajustements des courbes d'efficacité de détection du trigger en fonction de l'impulsion transverse pour les seuils bas (partie gauche) et haut (partie droite).	129
5.14	Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1 GeV/c$ (en haut à gauche), $p_T > 2 GeV/c$ (en haut à droite), avec seuil bas coupure "trigger" (en bas à gauche), avec seuil haut coupure "trigger" (en bas à droite).	131
5.15	Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 GeV/c$ (à gauche) et $p_T > 2 GeV/c$ plus seuil haut coupure "trigger" (à droite)	133

5.16 Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Somme des processus de bruit de fond déterminée par l'équation 5.16 (traits pointillés). 139

5.17 Spectre de masse invariante de la somme des paires de muons corrélés de signes opposés pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Spectre de masse invariante obtenu après soustraction du bruit de fond du spectre total par la méthode des "like-sign" (traits pointillés). 139

5.18 A gauche : Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Somme des processus de bruit de fond déterminée par la méthode des "like-sign" (traits pointillés). Somme des processus de bruit de fond déterminée par la méthode de "l'event-mixing" (traits hachurés). A droite : Grossissement dans le domaine de masse 9 - 11 GeV/c^2 142

5.19 Spectre de masse invariante de la somme des paires de muons corrélés de signes opposés dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (traits pleins). Spectre de masse invariante obtenu après soustraction du bruit de fond du spectre total par la méthode de "l'event-mixing" (traits pointillés). 143

5.20 Spectre de masse invariante formé par des paires de muons corrélés et de même signe provenant de la désintégration de la beauté (traits pleins). Spectre de masse invariante obtenu après soustraction des spectres "like-sign" et "event-mixing" (traits pointillés). 144

5.21 Nombre moyen de muons par collision centrale Pb-Pb dans l'acceptance du spectromètre pour les différentes sources en fonction d'une impulsion transverse minimum et sans perte d'énergie des quarks lourds (partie gauche). Même figure mais avec perte d'énergie des quarks lourds (partie droite). . . . 148

5.22 p_T des muons simples avec $p_T > 1 \text{ GeV}/c$. Traits hachurés : charme sans perte d'énergie. Traits continus : charme avec perte d'énergie. Traits hachurés-pointillés : beauté sans perte d'énergie. Traits pointillés : beauté avec perte d'énergie. 149

5.23 Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et sans perte d'énergie des quarks lourds (à gauche). Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et avec perte d'énergie des quarks lourds (à droite). 150

5.24 Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ sans perte d'énergie des quarks lourds (à gauche). Spectre de masse invariante pour des muons dont $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ avec perte d'énergie des quarks lourds (à droite). 151

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des résonances de haute masse.	23
1.2	Comparaison des conditions initiales entre le SPS, RHIC et le LHC.	27
2.1	Résolutions spatiales de l'ITS pour les trois technologies de détecteurs au Silicium.	36
2.2	Principales caractéristiques de la TPC.	37
2.3	Caractéristiques du ZDC.	45
3.1	Nombre d'impacts sur les diverses stations du spectromètre dimuons pour une collision centrale Pb-Pb (simulation GEANT+C95).	55
3.2	Caractéristiques de la segmentation du "trigger" dimuons. La figure 3.8 explicite la numérotation des chambres.	61
3.3	Composantes du bruit de fond incluses dans les simulations et taux de "trigger" correspondants.	63
3.4	Efficacités de rejet de bruit de fond et de détection de signal en fonction de la coupure en p_T sur les muons simples.	63
3.5	Récapitulatif du volume des électroniques de FEE et de "trigger" du spectromètre dimuons du détecteur ALICE.	68
3.6	Nombre d'impacts sur les diverses stations du spectromètre dimuons pour une collision centrale Pb-Pb (simulation GEANT+FLUKA).	69
4.1	Caractéristiques d'une RPC fonctionnant en mode "streamer" et avec différents mélanges gazeux.	80
4.2	Principes de l'algorithme de "déclustering" [87].	83
4.3	Résolution en temps pour le système ADULT en fonction de la valeur des premier et deuxième seuils.	102
5.1	Principales caractéristiques des sources de muons.	108
5.2	Paramètres pour la distribution $dN/d\eta$ pour les pions et les kaons chargés et pour une collision Pb-Pb.	111

5.3	Section efficace totale de production de paires de quark $c\bar{c}$ à différentes énergies de collisions proton-proton et avec différentes fonctions de structure partonique [113].	117
5.4	Section efficace totale de production de paires de quark $b\bar{b}$ à différentes énergies de collisions proton-proton et avec différentes fonctions de structure partonique [113].	117
5.5	Efficacités de détection du signal et rejet du bruit de fond du “trigger” pour les seuils bas et haut [70].	130
5.6	Rapport S/B et signification pour les résonances J/ψ , Υ , Υ' et Υ'' en fonction d’une coupure franche sur l’impulsion transverse des muons, pour 10^{-6} s de fonctionnement du détecteur et dans l’acceptance du spectromètre dimuons.	135
5.7	Rapport S/B et signification pour les résonances J/ψ , Υ , Υ' et Υ'' en fonction d’une coupure franche sur l’impulsion transverse des muons et en fonction du domaine en p_T des dimuons, pour 10^{-6} s de fonctionnement du détecteur et dans l’acceptance du spectromètre dimuons.	135
5.8	Facteurs de suppression des diverses composantes après perte d’énergie des quarks lourds.	151
5.9	Rapport S/B et signification pour les résonances J/ψ , Υ , Υ' et Υ'' en fonction d’une coupure franche sur l’impulsion transverse des muons en prenant en compte la perte d’énergie des quarks lourds, pour 10^{-6} s de fonctionnement du détecteur et dans l’acceptance du spectromètre dimuons.	152

Résumé

Un des objectifs de la physique des ions lourds aux énergies ultra-relativistes est la mise en évidence et la caractérisation d'une nouvelle phase de matière, le plasma de quarks et de gluons (QGP). L'une des signatures est la suppression des résonances de haute masse ($J/\Psi, \Upsilon$) et, en particulier, celle du Υ , qui ne pourra être observée, (au travers de sa désintégration muonique) qu'aux énergies LHC (Large Hadron Collider) en collision Pb-Pb. Le bras dimuon, sous-détecteur de ALICE, a en charge l'identification et la caractérisation de ces muons, via des chambres de trajectographie, un dipôle et un système de déclenchement appelé "trigger". Le système de déclenchement du bras dimuon est basé sur des chambres à plaques résistives (RPC). Après avoir fait l'analyse des données recueillies durant une campagne de tests au CERN, il est apparu que la résolution en temps, délivrée par l'électronique du détecteur, ne satisfaisait pas entièrement les performances requises. Nous avons alors développé une nouvelle technique de discrimination nommée ADULT (A DUaL Threshold) qui améliore la résolution en temps du détecteur. Cette électronique permet également d'optimiser plusieurs paramètres critiques du fonctionnement d'une RPC en mode streamer. Ce nouveau système de discrimination a amené l'équipe à développer une puce de microélectronique spécifique qui a été validée lors de tests réalisés au CERN. D'autre part, des simulations de collisions Pb-Pb ont été réalisées. Les spectres de masse invariante sont présentés ainsi que l'effet des coupures en impulsion transverse du "trigger" du spectromètre dimuon sur ces spectres de masse. D'autre part, la perte d'énergie des quarks dans le milieu nucléaire est introduite. Nous montrons et commentons les effets induits sur les résultats des simulations. De plus, deux techniques d'estimation de bruit de fond combinatoire sont mises en œuvre. Il est alors montré que la technique de "l'event mixing" est mieux adapté que la méthode des "like - sign" pour l'estimation du bruit de fond combinatoire aux énergies LHC. Il est également montré comment nous pouvons obtenir une estimation de la section efficace de production de beauté à l'aide de ces deux méthodes.

MOTS-CLES : Plasma de Quarks et de Gluons, spectromètre dimuons, système de déclenchement, Resistive Plate Chamber, technique de discrimination, ADULT, Event-Mixing.