



Expérience ALICE pour l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes au CERN-LHC

Benoit Forestier

► To cite this version:

Benoit Forestier. Expérience ALICE pour l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes au CERN-LHC. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2003. Français. NNT: . tel-00005188

HAL Id: tel-00005188

<https://theses.hal.science/tel-00005188>

Submitted on 2 Mar 2004

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.

Table des matières

Avant-propos	1
1 Introduction à la physique d'ALICE	5
1.1 Introduction	5
1.2 Q.C.D. et plasma de quarks et de gluons	6
1.2.1 Cadre théorique : la chromo-dynamique quantique	6
1.2.1.1 Modèle des quarks et Q.C.D.	6
1.2.1.2 Aspects phénoménologiques	7
1.2.1.3 Le confinement : Approche perturbative, approche phénoméno- logique et Q.C.D. sur réseau	7
1.2.2 Le déconfinement	9
1.2.2.1 Le diagramme de phase	9
1.2.2.2 Formation du Q.G.P.	10
1.2.2.3 Le déconfinement dans le cadre du modèle de sac	11
1.2.2.4 Déconfinement et restauration de la symétrie chirale	13
1.3 Création d'une phase déconfinée	14
1.3.1 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	14
1.3.2 Evolution du Q.G.P., scénario de BJORKEN	16
1.4 Les signatures du déconfinement	19
1.4.1 Les observables globales	19
1.4.2 Les signatures liées à la production d'étrangeté	20
1.4.3 La suppression des quarkonia	21
1.4.4 Les signaux insensibles à l'interaction forte	22
1.4.4.1 Les photons directs	22
1.4.4.2 Les paires leptoniques de basse masse	22
1.4.5 Les condensats chiraux condensés	22
1.4.6 La suppression de particules de haut $P_{\perp}$	23
1.5 Production et suppression des résonances J/ψ et Υ	24
1.5.1 Formation des quarkonia	25
1.5.2 Suppression des quarkonia	27
1.5.2.1 Suppression dans le plasma	27
1.5.2.2 L'absorption nucléaire	28

1.5.2.3	La suppression anormale	28
1.5.3	Les autres sources de muons	29
1.5.3.1	Le DRELL-YAN	29
1.5.3.2	Les saveurs lourdes ouvertes	30
1.5.3.3	Les autres sources de muons	30
1.5.4	Observation de la production de quarkonia	31
1.6	La physique du RHIC et du L.H.C. : comparaison	34
1.7	La physique d'ALICE hors déconfinement	35
2	L'expérience ALICE : dispositif expérimental	37
2.1	L'accélérateur et les expériences	37
2.2	L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment)	41
2.2.1	La partie centrale d'ALICE	42
2.2.1.1	L'aimant $L3$	42
2.2.1.2	L' I.T.S. (Inner Tracking System)	42
2.2.1.3	La T.P.C. (Time Projection Chamber)	44
2.2.1.4	Le T.R.D. (Transition Radiation Detector)	45
2.2.1.5	Le T.O.F. (Time Of Flight)	46
2.2.1.6	Le H.M.P.I.D. (High Momentum Particle Identification Detector)	47
2.2.1.7	Le PHOS (PHOton Spectrometer)	48
2.2.2	Le spectromètre dimuons	50
2.2.2.1	Introduction	50
2.2.2.2	Les absorbeurs	51
2.2.2.3	Le système de trajectographie	54
2.2.2.4	Le système de déclenchement du spectromètre dimuons ("trigger")	56
2.2.3	Autres détecteurs	57
2.2.3.1	Les Z.D.C. (Zero Degree Calorimeters)	57
2.2.3.2	Le P.M.D (Photon Multiplicity Detector)	59
2.2.3.3	Le F.M.D. (Forward Multiplicity Detector)	60
2.2.3.4	Le T0	61
2.2.3.5	Le V0	61
2.2.4	Le système de déclenchement d'ALICE ("trigger")	63
2.2.5	La DaQ (Data Acquisition)	64
3	Le "trigger" du spectromètre dimuons	67
3.1	Description générale	67
3.2	Les R.P.C. (Resistive Plate Chambers)	67
3.2.1	Principe et modes de fonctionnement des R.P.C.	68
3.2.2	Performances des R.P.C.	69
3.2.3	Les R.P.C. d'ALICE	73
3.3	La segmentation	74
3.4	Le FEE (Front End Electronic)	76

3.5	L'électronique de "trigger", la DaQ	78
3.5.1	L'électronique de "trigger" local	79
3.5.1.1	Logique de "trigger" local L0-X	82
3.5.1.2	Logique de "trigger" local L0-Y	84
3.5.1.3	Les LUT (Look Up Tables)	85
3.5.2	L'électronique de "trigger" régional et global	86
4	Optimisation de la coupure en $P_{\perp}$ du "trigger" dimuons	89
4.1	La problématique	89
4.1.1	Méthode simple	90
4.1.2	Méthode par simulations	91
4.2	Les simulations	92
4.2.1	Le "trigger" dimuons dans AliRoot	92
4.2.2	Réduction du temps de calcul	93
4.2.2.1	Les symétries du problème	93
4.2.2.2	Le découpage du plan en zones	94
4.2.3	Description de la méthode	95
4.2.3.1	Simulation des μ	95
4.2.3.2	Obtention des déviations de coupure	97
4.2.3.3	Des déviations de coupure aux LUT	98
4.2.3.4	Ajustement de la coupure haut $P_{\perp}$	103
4.3	Efficacité et homogénéité de la coupure	105
4.3.1	Efficacité des coupures	105
4.3.2	Homogénéité des coupures	107
5	Le test "Mini Trigger"	109
5.1	Introduction	109
5.2	Le dispositif expérimental	110
5.2.1	Description générale	110
5.2.2	L'électronique	111
5.2.3	L'acquisition	113
5.2.4	La mise en temps	114
5.2.5	Les diverses options de fonctionnement	114
5.3	Les résultats	115
5.3.1	Les effets de la pression et de la température atmosphérique	116
5.3.2	La taille et le nombre de "clusters"	116
5.3.3	Les plateaux d'efficacité	117
5.3.3.1	Efficacité des chambres	117
5.3.3.2	Efficacité du "trigger"	119
5.3.4	Les spectres de déviation	121
5.3.5	Optimisation du retard de la phase d'horloge	122
5.3.6	Influence du "trigger" L0-Y	123

5.3.7	Tests sans faisceau : robustesse au bruit de fond combinatoire	124
5.3.8	Optimisation de la phase d'horloge dans ALICE , proposition d'une méthode	125
5.4	Conclusions	126
6	Etude du spectre dimuons en fonction de la centralité	129
6.1	Résultats de l'étude de 1996	129
6.2	Description de l'étude en fonction de la centralité	133
6.2.1	Généralités	133
6.2.2	Les π et K	134
6.2.2.1	La production	134
6.2.2.2	Obtention des spectres en $P_{\perp}$ et η des muons	135
6.2.2.3	La coupure en d_0	138
6.2.3	Les autres contributions	139
6.2.3.1	La production	139
6.2.3.2	Extrapolation aux collisions $Pb - Pb$, effets nucléaires	141
6.2.4	Effets du détecteur et sélection des muons	142
6.2.5	Combinatoire et pondérations	142
6.3	Résultats de la simulation	143
6.3.1	Les spectres de masse, le bruit de fond	143
6.3.2	Le signal	145
	Conclusions	151

Avant-propos

Un des objectifs de la physique des ions lourds ultra-relativistes est la mise en évidence et la caractérisation d'une nouvelle phase de la matière nucléaire : le plasma de quarks et de gluons ou Q.G.P.. L'existence, pour des températures et des densités d'énergie extrêmes, de cette nouvelle forme de matière, dite déconfinée, est prédite par la chromo-dynamique quantique. Dans ces conditions, les quarks et les gluons, qui sont usuellement confinés à l'intérieur de hadrons, peuvent se mouvoir librement dans la zone de plasma. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont le seul outil permettant de recréer en laboratoire un milieu suffisamment chaud et dense qui pourrait alors évoluer vers cette phase de Q.G.P..

Depuis de nombreuses années, des signaux caractéristiques de la formation d'un plasma de quarks et de gluons sont envisagés. Ces différentes signatures ont fait et continuent à faire l'objet de nombreuses études expérimentales auprès des différents accélérateurs.

Les diverses expériences installées auprès du S.P.S. (Super Proton Synchrotron) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) ont permis d'atteindre les limites du confinement. Ce qui a conduit le CERN à déclarer, à l'occasion d'une communication officielle, en Février 2000 : "Les données combinées provenant des sept expériences du programme d'ions lourds du CERN ont donné une image claire d'un nouvel état de la matière".

Le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) de B.N.L. (Brookhaven National Laboratory) est l'accélérateur le plus énergétique actuellement en fonctionnement. Les prises de données ont débuté au printemps 2000 et devraient s'achever à l'horizon 2010. Les résultats obtenus en mode $Au - Au$ et $d - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ sont particulièrement intéressants. Une suppression de la production de "jets", telle qu'elle a été observée par les différents détecteurs constituerait, en effet, une signature du passage par une phase déconfinée.

Le L.H.C. (Large Hadron Collider) du CERN sera opérationnel courant 2007. Il permettra d'accélérer des ions jusqu'à des énergies de plusieurs TeV dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ en mode $p - p$ et $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ en mode $Pb - Pb$). Quatre détecteurs géants dédiés à la physique des particules et à la physique nucléaire seront implantés sur l'anneau : ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal L.H.C. ApparatuS), LHCb (a Large Hadron Collider Beauty experiment) et CMS (Compact Muon Solenoid).

ALICE est le détecteur dédié à la physique des ions lourds aux énergies du L.H.C.. Il permettra d'étudier la totalité des signatures du Q.G.P..

Le spectromètre du bras dimuons est une partie du détecteur ALICE. Il 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 dimuonique. L'étude de cette production permet d'avoir

accès à l'une des signatures les plus fortes de la formation du plasma de quarks et de gluons. En effet, les résonances de haute masse doivent être dissoutes et leur production supprimée en cas de formation du Q.G.P.. Pour réaliser une sélection des événements potentiellement intéressants, le spectromètre dimuons est doté d'un système de déclenchement ou "trigger". Cette tâche est accomplie par une électronique dédiée traitant les informations recueillies sur 4 plans de R.P.C. (Resistive Plate Chamber).

Un premier volet de mon travail de thèse vise à optimiser de la coupure en $P_{\perp}$ réalisée par le système de déclenchement du spectromètre dimuons. Cette contribution au programme de R.&D. du "trigger" a nécessité un lourd travail de simulation du dispositif expérimental. Une méthode d'optimisation de la réponse du "trigger" sera décrite en détails et les améliorations apportées par l'utilisation de cette méthode seront présentées dans ce document.

Le deuxième volet de ce travail a été consacré au test d'un prototype du système de déclenchement du spectromètre dimuons. Les résultats de ce test seront développés dans ce volume.

Enfin, la troisième partie de mon travail concerne l'étude de la production de résonances de haute masse, mesurée dans le spectromètre dimuons. Cette tâche a été accomplie grâce à une simulation du dispositif expérimental qui introduit, contrairement aux précédentes études sur ce sujet, une dépendance en centralité de la production des différentes sources de muons considérées. Les spectres en masse obtenus ainsi que les rapports signal/bruit et les significances seront présentés pour les différentes tranches en centralité et pour les différentes résonances considérées.

Le présent document est organisé comme suit :

- le 1^{er} chapitre expose quelques aspects de la physique des ions lourds ultra-relativistes ; le confinement et le déconfinement des quarks ainsi que différentes signatures de la formation du Q.G.P. seront notamment abordés ; nous insisterons plus particulièrement sur la suppression des résonances lourdes comme signature de la formation du Q.G.P. ;
- le 2^{ème} chapitre est consacré à la description de ALICE et de ses sous-détecteurs ;
- le 3^{ème} chapitre concerne le système de déclenchement du spectromètre dimuons ; le point sera fait sur le programme de R&D et un descriptif détaillé de l'algorithme de "trigger" sera donné ;
- le 4^{ème} chapitre donne une description détaillée d'une méthode d'optimisation de la réponse du "trigger", les améliorations apportées par cette méthode seront présentées ;
- le 5^{ème} chapitre décrit le test d'un prototype du système de déclenchement du spectromètre dimuons, le dispositif expérimental sera décrit et les résultats commentés ;
- le 6^{ème} chapitre expose les simulations de la production de résonances lourdes réalisées pour des collisions Pb-Pb en fonction de la centralité ; un descriptif détaillé de ces simulations sera donné et les résultats, en termes de spectres de masse, rapport signal/bruit et signification, présentés.

Remarque : des termes anglais tels que “strips” ou “cluster”, communément employés par la communauté, n’ont pas été traduits car il est difficile de leur trouver une équivalence en français.

Chapitre 1

Introduction à la physique d'ALICE

1.1 Introduction

La nature est décrite, au niveau élémentaire, par le modèle standard des interactions fondamentales. La force de celui-ci provient de sa capacité prédictive qui a été largement testée entre autres au LEP (Large Electron Positron). Il est constitué de la théorie des interactions électro-faibles de GLASHOW, SALAM, WEINBERG et de la chromo-dynamique quantique (Q.C.D. pour Quantum ChromoDynamics) (cf. §1.2.1) qui fournit une description des interactions fortes entre les quarks. Il est basé sur les groupes de symétrie locale de jauge $SU(2)_{Left} \otimes U(1)_{Hypercharge}$, pour les interactions électro-faibles et $SU(3)_{Couleur}$, pour les interactions fortes. A l'intérieur de ce modèle, les interactions sont véhiculées par des bosons vecteurs ou bosons de jauge : Z^0 et $W^\pm$ pour l'interaction faible, le photon γ pour l'interaction électromagnétique et 8 gluons g^a ($a = 1, \dots, 8$) pour l'interaction forte. Les champs de matière du modèle standard sont tous des fermions. On différencie les leptons (e , μ , τ et leur neutrino $\nu_{e,\mu,\tau}$ associé) qui interagissent par voie électro-faible et les quarks (u , d , s , c , b et t) qui, chargés de couleur, sont également sensibles à l'interaction forte.

La description des interactions fortes par la chromo-dynamique quantique impose un confinement des quarks dans des hadrons. Cependant, les calculs de Q.C.D. sur réseau prédisent une dissolution des hadrons en quarks pour des températures et/ou des densités d'énergie élevées. Dans ces conditions, la matière nucléaire pourrait donc exister dans un nouvel état : le plasma de quarks et de gluons ou Q.G.P. pour Quark Gluon Plasma (cf. §1.2.2). Depuis plusieurs années, des expériences ont tenté de signer la formation de ce plasma. L'expérience ALICE, qui profitera des très hautes énergies proposées par le L.H.C., intègre donc dans son programme de recherche ions lourds une large partie consacrée à la caractérisation et à l'étude de ce nouvel état de la matière nucléaire. Le détecteur sera en particulier doté d'un bras dimuons visant à signer la formation du Q.G.P. par le biais de la suppression des résonances charmées (J/Ψ et Ψ') et belles (Υ , Υ' et Υ'') (cf. §1.5).

1.2 Chromo-dynamique quantique et plasma de quarks et de gluons

1.2.1 Cadre théorique : la chromo-dynamique quantique

En 1964, GELL-MANN et ZWEIG furent les premiers à proposer un modèle de quarks [4]. Il s'agissait alors d'un modèle phénoménologique offrant un schéma de classification des hadrons et permettant d'établir des priorités dans leurs propriétés de désintégration (les règles de ZWEIG). Les calculs de dynamique menés par la suite se heurtèrent au fait qu'aucun quark n'avait encore été observé à l'état libre, mais les mesures de diffusion inélastiques alors réalisées semblaient indiquer un comportement libre des quarks à l'intérieur des nucléons. Ce problème fut résolu avec l'arrivée, dans les années 70, de la chromo-dynamique quantique (Q.C.D.). La première preuve en faveur de la Q.C.D. fut amenée en 1979 lorsque des “jets” supplémentaires furent observés dans des annihilations $e^+ - e^-$.

1.2.1.1 Modèle des quarks et Q.C.D.

Dans le modèle des quarks, on considère que chaque quark peut exister sous 3 états de couleur : rouge (R), vert (V) et bleu (B) et on postule l'invariance par les transformations du groupe $SU(3)_{Couleur}$. Cette hypothèse a été introduite par GREENBERG pour donner aux quarks (de spin 1/2) la statistique de FERMI-DIRAC¹. Dans ce schéma, les quarks appartiennent à la représentation fondamentale de ce groupe et peuvent former des combinaisons de trois quarks “colorés” (ou un quark et un antiquark de même couleur) pour former un hadron “blanc”.

En adoptant le point de vue de la chromo-dynamique quantique, les quarks deviennent des champs de matière du groupe de jauge $SU(3)_{Couleur}$. On peut alors, à partir du Lagrangien des quarks libres [2] :

$$L_0 = \sum_{i=1}^3 \bar{q}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q_i \quad (1.1)$$

où i est l'indice de couleur, imposer l'invariance par des transformations locales de jauge. Pour cela, il suffit de remplacer, dans l'équation 1.1 la dérivée ordinaire par une dérivée covariante :

$$\mathbf{D}_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu \quad (1.2)$$

où g_s est la constante de couplage forte (analogue à la charge électronique pour Q.E.D.), $\mathbf{T} \equiv T^a$ ($a = 1, \dots, 8$) sont les générateurs du groupe de jauge $SU(3)_{Couleur}$ et $\mathbf{A}_\mu \equiv A_\mu^a$ ($a = 1, \dots, 8$), les 8 champs de jauge identifiés aux gluons vecteurs de l'interaction. L'imposition de cette symétrie locale, fait apparaître des couplages entre les gluons et les champs “colorés”.

1. Puisqu'il est nécessaire d'avoir 3 quarks dans le même état de spin pour former un hadron de spin 3/2 (Ω^- , $\Delta^{++} \dots$), une solution est de leur donner un nouveau degré de liberté : la couleur.

Finalement, en introduisant le terme de propagation des champs de jauge : $-\frac{1}{4}\mathbf{F}_{\mu\nu}\mathbf{F}^{\mu\nu}$, on obtient le Lagrangien de Q.C.D. :

$$L_{QCD} = \sum_{j=1}^{N_f} \bar{q}_j (iD_\mu \gamma^\mu - m_j) q_j - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où N_f est le nombre de saveurs de quarks considérées ; $\mathbf{F}_{\mu\nu} \equiv F_{\mu\nu}^a$ ($a = 1, \dots, 8$) sont les tenseurs chromodynamiques obtenus par dérivation covariante des champs de jauge.

1.2.1.2 Aspects phénoménologiques

A la différence de $U(1)$ (groupe de jauge de Q.E.D.), $SU(3)$ est un groupe non-abelien (non commutatif). Malgré les similitudes apparentes entre les Lagrangiens de Q.C.D. et Q.E.D. les deux théories sont profondément différentes. En raison du caractère non-abelien de $SU(3)_{couleur}$, les vecteurs de l'interaction forte (les gluons) sont chargés de couleurs et sont donc eux aussi sensibles à cette interaction. Pratiquement, cela se traduit par l'existence de couplages de 3 et 4 gluons.

La chromo-dynamique quantique est renormalisable et la possibilité de couplages entre gluons a des effets sur celle-ci. Ainsi le calcul de $\alpha_s = g_s^2/\hbar c$ en fonction de l'énergie montre un comportement monotone décroissant (cf. fig. 1.1). Si bien que la chromo-dynamique quantique est caractérisée par deux propriétés essentielles :

1. La liberté asymptotique : à courte distance, la constante de couplage α_s tend vers 0.
2. Le confinement : à “grande” distance, la liaison entre les quarks devient rapidement très importante.

Ces deux propriétés permettent de justifier les observations concernant les partons : les quarks n'ont pas pu être observés à l'état libre en raison de l'importance prise par la constante de couplage α_s à grande distance, ils sont donc confinés dans des hadrons à l'intérieur desquels ils sont quasi-libres (liberté asymptotique).

1.2.1.3 Le confinement : Approche perturbative, approche phénoménologique et Q.C.D. sur réseau

Le traitement perturbatif de Q.C.D. peut être fait à haute énergie. Cependant, le comportement de Q.C.D. à basse énergie empêche toute utilisation de cette méthode dans la physique à “grande” distance. En effet, plus l'énergie considérée est basse, plus la constante de couplage est grande et plus les contributions d'ordres élevés en α_s dominent. Le confinement des quarks dans les hadrons reste donc une limite de la théorie actuelle.

Pour pallier la non-pertinence du traitement perturbatif à grande distance, des modèles phénoménologiques ont été développés pour tenir compte du confinement des quarks dans les hadrons. Citons un seul exemple : le modèle de sac développé en 1974 au M.I.T (Massachusetts

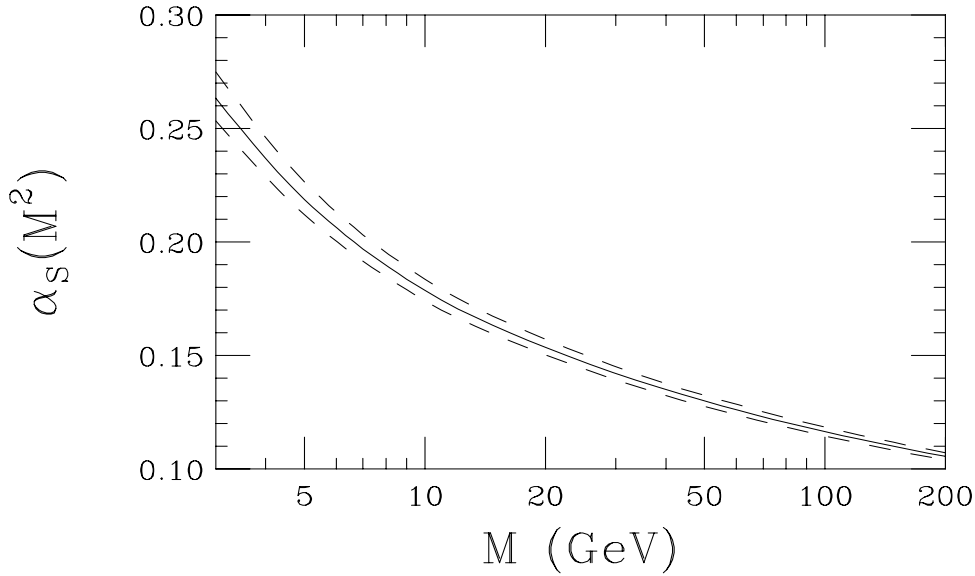


FIG. 1.1 – Dépendance de la constante de couplage $\alpha_s(M^2)$ en fonction de l'échelle. La contrainte $\bar{\alpha}_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.002$ a été imposée. Le trait plein représente la valeur moyenne et les traits interrompus sont les limites à $\pm 1\sigma$ [1].

Institute of Technology) [27]. Dans le modèle de sac, le confinement des partons dans le volume V du sac et la liberté asymptotique sont traités de façon rudimentaire [14] :

- les interactions des quarks à l'intérieur du sac sont négligées (ou sont considérées par un traitement perturbatif au premier ordre) ;
- à l'extérieur du sac, les quarks ne peuvent pas apparaître libres.

Pour tenir compte de la deuxième condition, une densité d'énergie fixe B (appelée constante de sac) est donnée au vide. Dans ces conditions, l'énergie du hadron comprend deux termes : l'énergie cinétique des partons et l'énergie associée au volume du sac en raison de la constante B . On a donc :

$$E = E_r + BV \quad (1.4)$$

L'équation 1.4 permet d'assimiler le système à une bulle de gaz parfait relativiste, d'énergie E_r , immergée dans un liquide de pression constante B . BV est alors l'énergie associée à la pression extérieure. A l'équilibre, la pression externe et l'énergie cinétique des quarks se compensent. On a alors accès à différentes quantités concernant le hadron comme son rayon R_0 , sa masse M ...

Pour explorer plus en avant le domaine du confinement des quarks, des méthodes de calculs numériques ont été envisagées [28]. Ces méthodes se basent sur l'exploitation de l'analogie entre la théorie quantique et la physique statistique, qui s'est trouvée face à des problèmes similaires dans les traitements perturbatifs des transitions de phases. Pour cela, on se place sur un espace

Euclidien à 4 dimensions discrétisées. Cette modélisation permet de renormaliser Q.C.D. grâce aux outils développés à cet effet pour la physique statistique.

L'application de cette méthode de calcul sur réseau a fourni de nombreux résultats. Elle a permis, entre autres, la prédiction de l'existence, dans des conditions extrêmes de densité de matière, d'une transition de phase de la matière hadronique. Les quarks et les gluons pourraient alors être déconfinés et évoluer librement sous une forme plasmatique. On parle de Q.G.P. pour Quark Gluon Plasma.

1.2.2 Le déconfinement

Comme nous l'avons mentionné dans la sous-section précédente, la matière nucléaire, constituée de partons usuellement confinés à l'intérieur de hadrons, serait susceptible, dans des conditions extrêmes de température et de pression, de subir une transition de phase. Cette prédiction théorique implique la possible formation d'un nouvel état de la matière hadronique : le plasma de quarks et de gluons (Q.G.P.). A l'intérieur de celui-ci, le libre parcours moyen des quarks et des gluons devient très supérieur à la taille du hadron originel ; ils évoluent alors quasi-librement. Cet état de la matière nucléaire aurait existé dans l'univers primordial avant qu'il n'évolue vers le monde comme nous le connaissons. La transition de phase du plasma de quarks et de gluons au gaz hadronique se serait passée quelques micro-secondes après le big-bang.

1.2.2.1 Le diagramme de phase

Les calculs de Q.C.D. sur réseau permettent de prédire les conditions de formation du plasma. Ces conditions critiques sont récapitulées sur le diagramme de phase présenté sur la partie gauche de la figure 1.2. Celui-ci montre les différents états de la matière nucléaire dans le plan température potentiel chimique baryonique. La zone de déconfinement prévue par Q.C.D. est indiquée sur la figure. Au-delà de cette limite, la matière nucléaire serait dans un état de plasma de quarks et de gluons. En deçà, on est en présence d'un gaz de hadrons. En plus de ces deux phases, la matière nucléaire peut se présenter sous deux autres formes : liquide, comme c'est le cas pour la matière nucléaire normale ($\rho_0 = 0.17$ nucléons/ fm^3) et solide, pour de fortes densités et de faibles températures. La ligne notée "chemical freeze-out" correspond à la limite de gel des interactions de formation des hadrons. Les points portés sur le diagramme correspondent aux mesures faites auprès des différents accélérateurs (S.I.S., S.P.S., A.G.S. et RHIC). Ils sont disposés sur la ligne de gel chimique parce que ce n'est qu'à partir du "freeze-out" que la composition hadronique est figée. Notons qu'à basse température et haut potentiel chimique, il doit exister une phase de matière mésonique où la matière nucléaire serait supraconductrice de couleur.

Les points critiques de ce diagramme ont été calculés sur réseaux en augmentant progressivement la valeur de μ_b à partir de $\mu_b = 0$. A l'heure actuelle, la courbe de transition gaz hadronique-plasma de quarks et de gluons n'a pas été entièrement calculée, la partie à haut potentiel chimique baryonique est extrapolée à partir de modèles phénoménologiques et des calculs à plus bas μ_b . La partie droite de la figure 1.2 donne les différents points calculés de la

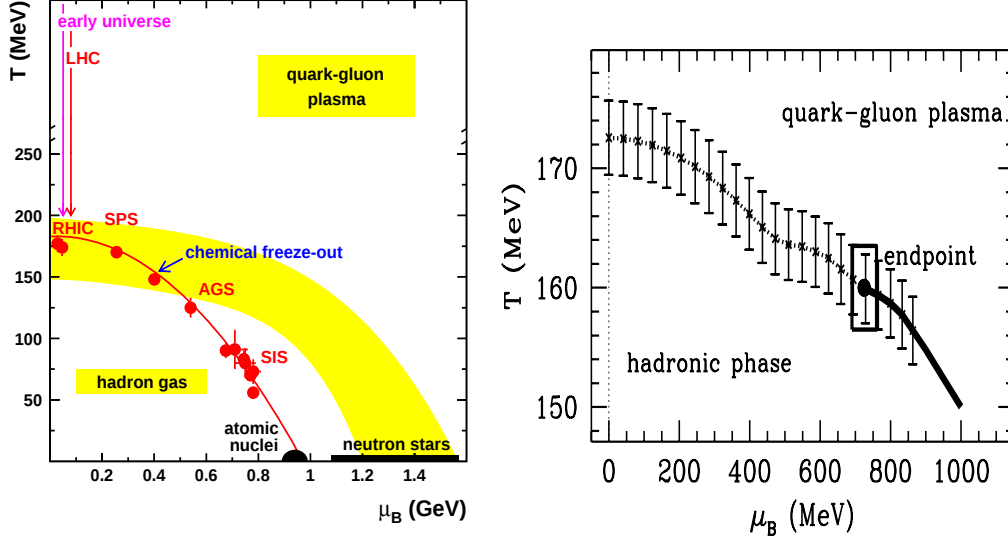


FIG. 1.2 – Diagramme de phase dans le plan température-potentiel chimique baryonique. La partie de gauche montre l'intégralité du diagramme de manière schématique, celle de droite montre les derniers résultats de Q.C.D. sur réseau [15]. Sur la figure de droite, la ligne continue indique une transition de phase du 1^{er} ordre.

transition de phase ainsi que les barres d'erreurs.

1.2.2.2 Formation du Q.G.P.

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

1. On peut augmenter directement la densité de matière en comprimant fortement les nucléons mais en gardant la température du système proche de zéro. Cette augmentation se traduit par une brusque hausse du potentiel chimique baryonique μ_B . Le plasma se forme lorsque le système atteint la densité critique $\epsilon_c = (5 - 10)\epsilon_0$, ϵ_0 étant la densité normale.
2. On peut "chauffer" le système sans changer le potentiel chimique baryonique. Dans cette deuxième alternative, la densité de matière augmente uniquement en raison des créations de paires quark-antiquark créées par l'apport d'énergie thermique. Le système reste donc à l'équilibre chimique et μ_B nul. Le plasma se forme autour d'une température $T_c \simeq 150 - 200 \text{ MeV}$.

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

Le mécanisme de base de la formation d'un plasma de quarks et de gluons est l'écrantage de DEBYE [18]. Au fur et à mesure que la densité de matière augmente, les nucléons puis les quarks commencent à se chevaucher. Si la compression continue, les interactions des partons d'un même hadron et de hadrons voisins vont finir par créer un effet d'écran et un volume va émerger, à l'intérieur duquel les quarks et les gluons pourront se mouvoir librement. En effet, le potentiel de couleur liant deux particules sensibles à l'interaction forte, adopte un comportement (en fonction de la distance r qui sépare les deux partons) qui peut être modélisé par une fonction simple du type $V(r) \sim -\frac{\alpha}{r} + \sigma r$. Lorsque la densité de charge de couleur augmente, le terme attractif à longue distance (σr) est atténué par l'effet d'écran. Ce terme du potentiel adopte alors un comportement de la forme $\sigma r_D \left(1 - e^{-\frac{r}{r_D}}\right)$, r_D étant le rayon de DEBYE (cf. fig. 1.3). Le paramètre r_D est fonction décroissante de la densité de charge. Quand la compression de la matière devient suffisante, et le rayon de DEBYE suffisamment faible (inférieur à la taille des hadrons), le volume considéré devient alors conducteur de charge de couleur et les états liés de quarks sont dissous : il y a déconfinement.

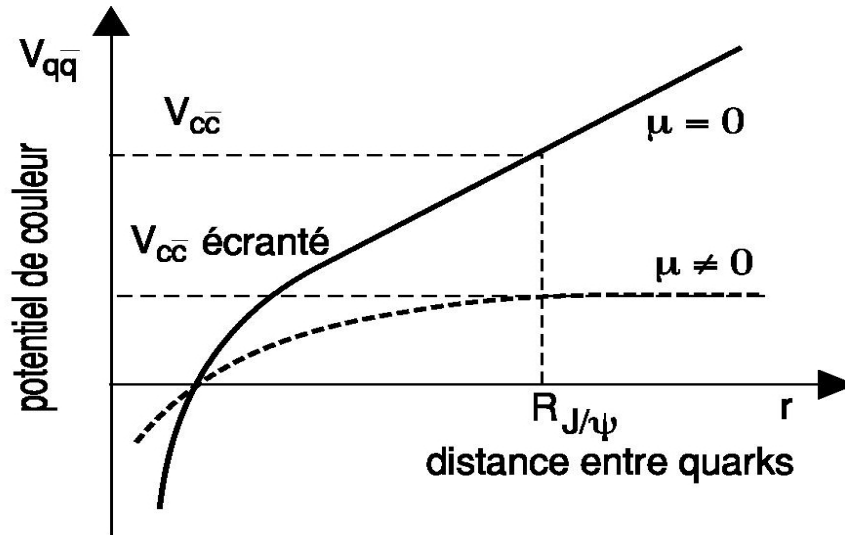


FIG. 1.3 – Ecrantage du potentiel de couleur, illustration du déconfinement du J/Ψ .

1.2.2.3 Le déconfinement dans le cadre du modèle de sac

Le modèle de sac peut être utilisé pour décrire de manière simple la formation du plasma de quarks et de gluons [14] non seulement dans le hadron mais également dans un quelconque volume fini V . Dans ce cadre, la formation du Q.G.P. peut être appréhendée et des prédictions sur les conditions de transition de phase peuvent être faites à l'aide d'un traitement thermodynamique.

La modification du vide par la constante de sac B se fait en ajoutant à la fonction de

grand-partition du système le terme

$$\ln Z_{vide} = -BV/T \quad (1.5)$$

Les expressions des différentes quantités thermodynamiques pour la phase de plasma peuvent alors être calculées à l'aide de l'équation 1.5. On obtient ainsi les valeurs de la densité d'énergie ϵ_p , de la densité baryonique n_{Bp} et de la pression P_p :

$$\epsilon_p = \frac{3N_f}{\pi^2} \left(\frac{7\pi^4}{60} T^4 + \frac{\pi^2}{2} \mu_q^2 T^2 + \frac{1}{4} \mu_q^4 \right) + \frac{8\pi^2}{15} T^4 + B \quad (1.6)$$

$$n_{Bp} = \frac{N_f}{3} \left(\mu_q T^2 + \frac{\mu_q^3}{\pi^2} \right) \quad (1.7)$$

$$P_p = \frac{1}{3}(\epsilon_p - 4B) \quad (1.8)$$

où N_f correspond au nombre de saveurs de quarks considérées.

Les critères de GIBBS sont utilisés pour signer la transition de phase. Ceux-ci indiquent qu'un équilibre entre deux phases (hadronique et plasmatique) est possible lorsqu'il y a égalité entre les températures, pressions et potentiels chimiques des deux phases. La condition de GIBBS sur les potentiels chimiques dénote la conservation du nombre baryonique et, si l'on considère un système mixte, comprenant à la fois des quarks et des nucléons (avec 3 quarks par nucléon)², elle s'écrit $\mu_c = \mu_h = 3\mu_q$ (les indices c , h et q font respectivement référence au régime critique, à la phase hadronique et aux quarks).

Pour une transition de phase à température nulle, on a dans la phase hadronique, un gaz de FERMİ complètement dégénéré. Dans ce cadre, on peut alors calculer, pour la phase hadronique, les valeurs de la densité d'énergie ϵ_h , de la densité baryonique n_{Bh} et de la pression P_h . Les expressions de ces quantités n'apportant rien au discours, elles ne sont pas retranscrites ici. A partir des grandeurs thermodynamiques de la phase de plasma (données par les équations 1.6, 1.7 et 1.8) et leurs équivalents pour la phase hadronique à température nulle, on peut construire une transition de phase. Pour cela, on impose à la fois les critères de GIBBS et une chaleur latente positive³. De ces conditions découlent des contraintes sur le potentiel chimique critique :

$$M \leq \mu_c(T=0) \leq \frac{3M}{2\sqrt{2}} \quad (1.9)$$

où M est la masse du nucléon considéré. Soit, pour $M = 0.94 \text{ GeV}/c^2$, un potentiel chimique à la transition de phase compris dans l'intervalle $0.94 \leq \mu_c \leq 0.99 \text{ GeV}$. L'utilisation de $M = 1.087 \text{ GeV}/c^2$ (moyenne des masses du nucléon et du Δ) donne des limites plus élevées :

2. Pour des raisons de simplicité, uniquement les quarks u et d ont été considérés dans les développements suivants.

3. Dans le cas $P_p = P_h$, la chaleur latente est égale à $\epsilon_p - \epsilon_h$. Imposer que celle-ci soit positive revient à choisir le sens de la transition de phase (de la phase hadronique à celle de plasma).

$1.087 \leq \mu_c \leq 1.15$, ce qui n'est pas très éloigné des valeurs calculées à partir de modèles plus complets ($\mu_c \in [1.2; 1.5] \text{ GeV}$ sur le diagramme de phase de la partie gauche de la figure 1.2). La considération d'une masse de hadron de $1.14 \text{ GeV}/c^2$ suffirait d'ailleurs à atteindre la valeur inférieure $\mu_c \simeq 1.2 \text{ GeV}$.

Notons finalement que, en reportant l'inégalité 1.9 dans les expressions de la pression de la phase hadronique et du plasma, on trouve qu'une transition de phase physiquement acceptable est uniquement possible pour un intervalle de B très réduit :

$$0.158M \leq B^{1/4} \leq 0.164M, \quad (1.10)$$

ce qui correspond, pour une masse de nucléon $M = 0.94 \text{ GeV}/c^2$, à une constante de sac ($0.149 < B^{1/4} < 0.154$) GeV non loin de la valeur originelle basée sur les ajustements des spectres en masse ($B^{1/4} = 0.145 \text{ GeV}$). Pour $M = 0.94(1.087) \text{ GeV}/c^2$ et pour la plus grande valeur de μ_c autorisée, la densité d'énergie au moment de la transition de phase est de $0.31(0.56) \text{ GeV}/fm^3$ et la densité baryonique de $0.32(0.5) fm^{-3}$. La densité baryonique critique étant proche de celle dans les nucléons, les valeurs calculées ne sont pas absurdes.

1.2.2.4 Déconfinement et restauration de la symétrie chirale

Un champ de fermion, peut être scindé en deux parties de chiralités différentes (gauche et droite) notées respectivement ψ_L et ψ_R :

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi, \quad \psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad (1.11)$$

On peut alors définir deux opérateurs de transformation chirale (opérateurs de transformation de $SU(2)$) agissant séparément sur chacun des champs droite et gauche :

$$SU(2)_L : \quad \psi_L \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\sigma_k}{2}} \psi_L \quad (1.12)$$

$$SU(2)_R : \quad \psi_R \rightarrow e^{i\beta_k \frac{\sigma_k}{2}} \psi_R \quad (1.13)$$

où α_k , β_k et σ_k ($k = (1,2,3)$) sont respectivement les paramètres continus définissant la transformation de $SU(2)_{L(R)}$ et les matrices de PAULI.

Pour des particules de masse nulle, le Lagrangien de Q.C.D. est invariant sous ces transformations⁴ ; c'est ce que l'on appelle la symétrie chirale. Cette propriété nous autorise à considérer les composantes gauche et droite des fermions comme indépendantes, ce qui entraîne que chaque hadron possède un partenaire chirale de même masse. Ce scénario est manifestement exclu car on n'observe pas un tel doublement du spectre. Par exemple, le premier hypothétique partenaire chirale du nucléon est la résonance S11 dont la masse est supérieure à 1.5 GeV [17].

La brisure de symétrie chirale est spontanée. En d'autres termes, elle est due au fait que le vide n'est pas invariant sous les transformations chirales. Ce genre de brisure est réalisé selon

4. la masse moyenne des quarks légers $(m_u + m_d)/2 = 8 \text{ MeV}/c^2$ étant bien moindre que les masses des hadrons, la symétrie est à priori excellente, presque aussi bonne que la symétrie d'isospin.

un mécanisme (semblable au mécanisme de HIGGS) qui associe au vide une valeur d'attente ou VEV pour "Vacuum Expectation Value" et qui nécessite l'introduction d'un boson dit de GOLDSTONE, de masse nulle. Dans le cas de la symétrie chirale, ce boson est le pion qui possède une masse en raison de la brisure explicite de la symétrie, par le Lagrangien de Q.C.D. ($m_q \neq 0$). Le paramètre d'ordre qui régit la brisure spontanée est le condensat de quarks $\langle q\bar{q} \rangle$. Dans des conditions "raisonnables" de densité et de température, la valeur du condensat de quarks est différente de zéro ; la brisure spontanée est flagrante. Au fur et à mesure que l'on augmente la densité et/ou la température, la valeur des condensats de quarks diminue (cf. fig. 1.4), rendant ainsi la brisure de moins en moins importante. Ainsi, on s'attend à ce que pour des conditions de température et de densité baryonique proches des valeurs critiques associées au déconfinement, la symétrie chirale soit restaurée.

La brisure de la symétrie chirale du Lagrangien de Q.C.D. ainsi que sa restauration peut être vue d'une manière plus phénoménologique [18]. Les quarks nus dans le Lagrangien de Q.C.D. ont effectivement une masse pratiquement nulle. Par contre, les quarks confinés sont "habillés" de gluons de sorte que leur masse effective est d'environ $300 \text{ MeV}/c^2$ (1/3 de la masse du proton ou 1/2 de la masse du ρ). Ceci nous amène à penser que les masses effectives des quarks confinés sont acquises, et la symétrie chirale de Q.C.D. perdue, en raison des interactions fortes à l'origine du confinement. De la même façon, on s'attend à ce que le déconfinement soit accompagné de la perte de cette masse additionnelle et d'une restauration de la symétrie chirale. Notons que la relation entre la masse nue et la masse effective fait intervenir le condensat de quarks $\langle q\bar{q} \rangle$ reliant ainsi cette interprétation à la brisure spontanée.

Ce phénomène peut coïncider avec le déconfinement mais ce n'est pas une obligation. En effet, à haute densité et basse température, lorsque les hadrons sont déconfinés pour donner naissance à des quarks (colorés), ces derniers sont susceptibles d'interagir entre eux pour former des états liés colorés (paires massives de quarks). En augmentant encore la température et/ou la densité, ces diquarks seront alors à leur tour séparés pour devenir les quarks nus de Q.C.D.. La symétrie chirale sera alors restaurée. Jusqu'à présent, les valeurs calculées de la température et de la densité de restauration de la symétrie chirale coïncident avec celles de la transition de phase de la matière hadronique vers un plasma de quarks et de gluons. La relation apparente entre ces deux phénomènes est troublante et est encore mal comprise à l'heure actuelle.

1.3 Création d'une phase déconfinée

1.3.1 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Les collisions d'ions lourds à très haute énergie sont l'unique moyen d'obtenir en laboratoire un milieu suffisamment chaud et dense, autorisant l'éventuel établissement du plasma de quarks et de gluons. Pour cela, il est nécessaire non seulement d'atteindre les valeurs critiques de température et de potentiel chimique mais également de maintenir ces conditions jusqu'à la thermalisation du système. Le réservoir thermique est constitué par l'énergie des faisceaux dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) tandis que le degré d'arrêt ou de "stopping" des ions a une influence sur la densité baryonique atteinte. Le L.H.C. fournira des faisceaux accélérés jusqu'à

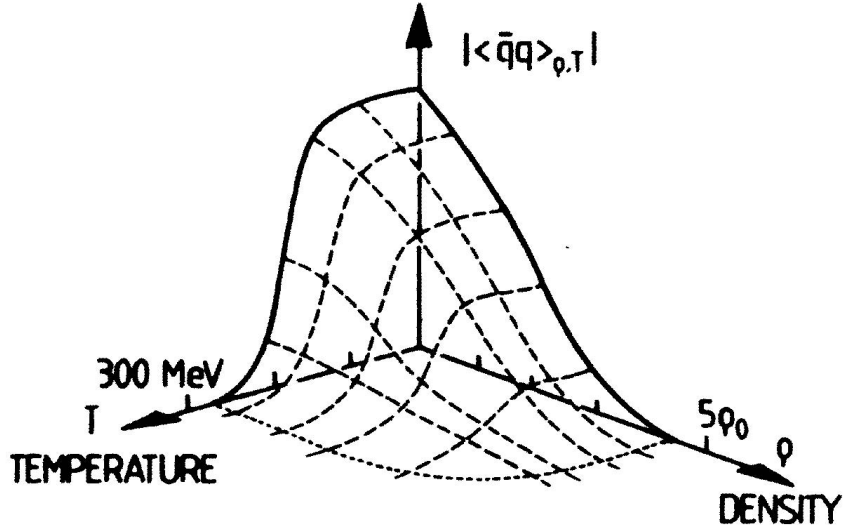


FIG. 1.4 – Evolution du condensat de quark $\langle q\bar{q} \rangle$ en fonction de la température et de la densité baryonique.

des énergies formidables, pour lesquelles les noyaux sont susceptibles d'atteindre un important degré de transparence ; un tel système devrait donc évoluer, dans le diagramme de phase (cf. fig. 1.2, partie de gauche), en direction des hautes températures en gardant un potentiel chimique baryonique quasi-nul. En ce sens, les circonstances de relaxation du Q.G.P. au L.H.C. seront comparables à celles supposées pour l'univers primordial.

La figure 1.5 représente schématiquement le déroulement d'une collision noyau-noyau centrale à haute énergie. Les deux noyaux incidents sont représentés par des ellipses en raison de la contraction de LORENTZ. Les deux ions possèdent, avant la collision, des rapidités y opposées. Comme nous l'avons dit, les deux projectiles ont un degré de transparence élevé, il se traversent donc et les deux fragments issus de la collision emportent avec eux la quasi-totalité des nucléons initiaux. Un milieu très excité, très chaud mais de faible densité baryonique est alors créé dans la zone de contact (zone centrale). Ainsi, après la collision, les deux fragments gardent une grande partie de leur rapidité initiale (en moyenne, seulement une unité de rapidité est perdue par les noyaux en interaction) et les particules de la zone centrale ont des rapidités voisines de zéro. Si la collision est assez violente, le déconfinement pourrait avoir lieu et le milieu créé évoluer suivant le scénario de BJORKEN (cf. §1.3.2).

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

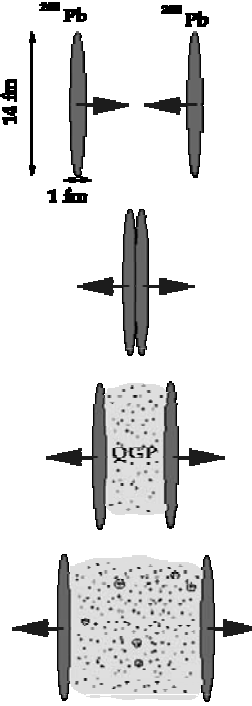


FIG. 1.5 – Schéma d'une collision centrale entre deux ions ultra-relativistes. Cas d'une collision $Pb - Pb$ entraînant la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

BJORKEN [30] :

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_0 A} \times \left(\frac{dE_T}{dy} \right)_{y=0} \quad (1.14)$$

où A est la surface de recouvrement des deux noyaux et τ_0 , le temps de thermalisation du milieu. Ce dernier est estimé à $\tau_0 \simeq 1 \text{ fm}/c$. Dans ces conditions, les densités d'énergie maximales obtenues à l'A.G.S., au S.P.S. et au RHIC sont respectivement $\epsilon = 1.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ($dE_T/dy \simeq 200 \text{ GeV}$ pour des collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ GeV}$ [31]), $\epsilon = 2.9 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ($dE_T/dy \simeq 405 \text{ GeV}$ pour des collisions $Pb - Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 17.8 \text{ GeV}$ [32]) et $\epsilon = 4.6 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ($dE_T/dy \simeq 580 \text{ GeV}$ pour des collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ [33]). La densité d'énergie maximale que l'on estime atteindre, pour des collisions $Pb - Pb$ centrales au L.H.C. (avec une multiplicité maximale de particules chargées de 6000), est $\epsilon = 28 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [70].

1.3.2 Evolution du Q.G.P., scénario de Bjorken

Selon le scénario d'évolution spatio-temporelle des collisions d'ions lourds de BJORKEN [30], la zone centrale de la collision passe par plusieurs phases. La figure 1.6 montre, dans le cadre d'une collision donnant lieu à la création d'un plasma, l'enchaînement des différentes phases et l'expansion spatio-temporelle de la zone de collision. Les deux noyaux incidents ont une vitesse

considérée comme proche de celle de la lumière que ce soit avant ou après la collision. Leur trajectoire dans le plan $(t; Z)$ est donc rectiligne et est représentée (sur la figure 1.6) par les traits interrompus formant la limite du cône. Des hyperboles correspondant à des temps propres τ_j séparent les différentes étapes de l'expansion de la zone centrale.

Juste après la collision, les partons diffusés sont produits hors équilibre. La théorie de la percolation [22] prédit que si la densité partonique est suffisamment élevée, une interconnection à “grande” échelle devrait s'établir entre ces partons. Ainsi, un milieu pré-thermal déconfiné devrait être formé sous la forme de condensats de “grande” taille de quarks et de gluons connectés : le C.G.C pour “Color Glass Condensate” [21]. L'établissement d'une telle interconnexion entre partons est un pré-requis à l'établissement d'une phase de plasma [19]. Si les conditions extrêmes sont maintenues suffisamment longtemps, le système devrait alors se thermaliser pour entrer, d'abord localement, dans une phase de Q.G.P. obéissant aux lois de l'hydrodynamique relativiste. En raison des grandes sections efficaces de diffusions gluon-gluon, les gluons devraient atteindre l'équilibre avant les quarks [8], à une échelle de temps $\tau \ll 1 \text{ fm}/c$. Le plasma pourrait donc être très riche en gluons dans les premiers instants, puis évoluer avec des proportions en quarks et gluons fonctions de la température. Sa durée de vie ne devrait pas excéder quelques fm/c . Les quarks vont alors être plus ou moins progressivement reconfinés à l'intérieur de hadrons. Le plasma finira par disparaître complètement pour donner place à un gaz hadronique. Enfin, après le gel des interactions inélastiques puis le gel thermique des interactions élastiques (noté “freeze out”), la composition chimique et la dynamique seront figées. Les hadrons pourront alors poursuivre librement leur course jusqu'aux détecteurs.

La production de particules et d'énergie transverse lors de collisions ions lourds ultra-relativistes Peut être vue comme une combinaison de la production perturbative (dure et semi-dure) de partons et de la production non-perturbative (molle) de particules [23]. Les processus perturbatifs sont amenés à devenir de plus en plus prépondérants avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse. Ainsi, au S.P.S. les processus mous dominent ($\sim 98\%$), au L.H.C. les processus durs et semi-durs sont prépondérants ($\sim 98\%$) et le cas du RHIC est intermédiaire (50% dur et semi-dur, 50% mou) [24]. La production de partons par des processus perturbatifs se fait sur une échelle de temps courte ($\tau_h \sim 0.1 \text{ fm}/c$ au L.H.C.) et, si la densité de partons produits pendant la phase dure et semi-dure est assez élevée (ce qui sera le cas au moins au L.H.C.), une saturation dans la production de partons devrait être atteinte et la production de particules et d'énergie transverse par les processus mous écrantée. Les processus mous quant à eux devraient être achevés sur une échelle de temps $\tau_s \sim 1 \text{ fm}/c$ [23]. On arrive ainsi à des temps de formation τ_i du milieu et des densités d'énergie initiales $\epsilon_i(\tau_i)$ dépendant de l'énergie dans le centre de masse. De même, la durée de la phase de plasma et son volume dépendent de $\sqrt{s}$.

Les principales caractéristiques des collisions centrales auprès des divers accélérateurs (S.P.S., RHIC et L.H.C.) sont résumées dans le tableau 1.1. On observe ainsi un facteur ~ 10 entre le S.P.S. et le L.H.C. et un facteur $\sim 3 - 5$ entre le RHIC et le L.H.C..

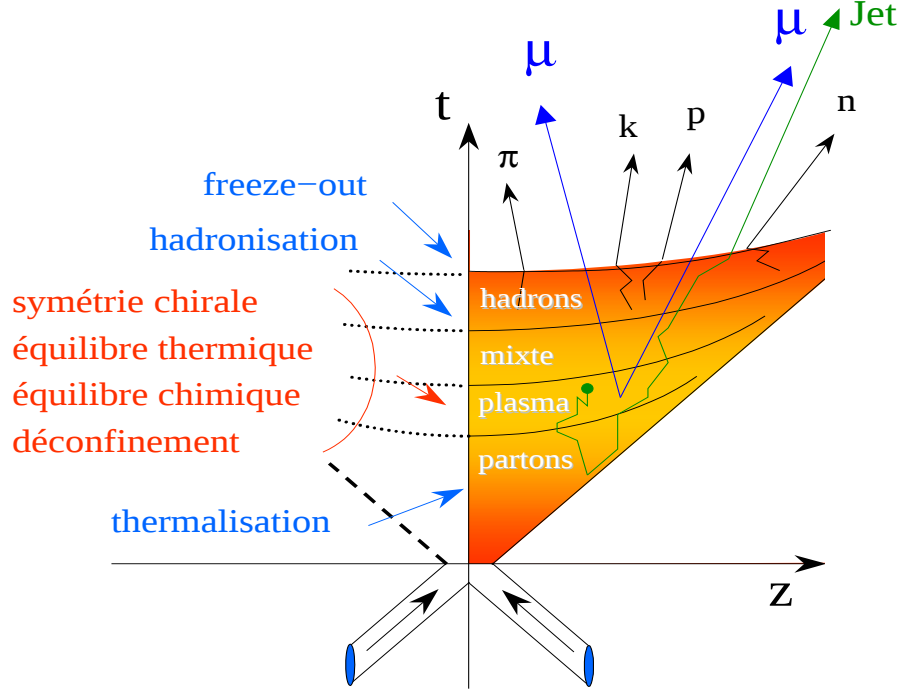


FIG. 1.6 – Schéma de l'évolution spatio-temporelle d'une collision donnant naissance au Q.G.P., selon le scénario de BJORKEN. La distance Z correspond à l'expansion longitudinale du Q.G.P. la date de la collision est prise comme origine du temps.

	S.P.S.	RHIC	L.H.C.
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	17	200	5500
τ_{tr} (fm/c)	1	0.1	0.005
τ_i (fm/c)	$\lesssim 1$	0.2	0.1
τ_{QGP} (fm/c)	< 1	2-4	$\gtrsim 10$
τ_{fo} (fm/c)	~ 10	20-30	30-40
$\epsilon_0(\tau_i)$ (GeV/fm ³)	16	98	1300
$\epsilon_0(1 \text{ fm/c})$ (GeV/fm ³)	3	4.5	40

TAB. 1.1 – Quelques caractéristiques des systèmes produits dans des collisions centrales $A - A$ ($A \sim 200$) auprès du S.P.S., du RHIC et du L.H.C. : énergie dans le centre de masse, temps de d'interpenetration des noyaux τ_{tr} , temps de formation τ_i , durée de vie du Q.G.P. τ_{QGP} , temps de “freeze out” τ_{fo} , densité d'énergie initiale ϵ_0 au temps τ_i et densité d'énergie à $\tau_0 = 1 \text{ fm/c}$ [25, 26].

1.4 Les signatures du déconfinement

Q.C.D. prédit l'existence d'une phase déconfinée de la matière nucléaire. La détection expérimentale de sa formation devient donc un objectif de toute première importance. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes semblent être l'outil approprié pour atteindre une densité nucléaire permettant la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Quelles signatures observables ce nouvel état de la matière nucléaire nous fournit-il? Depuis plus de vingt années, des signaux spécifiques à la formation du Q.G.P., ont été proposés. De plus, l'expérience acquise à l'A.G.S., au S.P.S. et au RHIC, nous donne une idée précise des signatures les plus prometteuses [6, 7]. Ces signaux peuvent être classés et regroupés dans plusieurs catégories :

- les observables globales permettent de caractériser la collision (centralité, multiplicité...); ce ne sont pas des signatures proprement dites mais elles apportent des indications sur la potentialité de l'événement à atteindre la transition de phase (cf. §1.4.1);
- les sondes directes de la phase de plasma fournissent un lot de signatures insensibles à la phase d'hadronique; on compte principalement :
 - ▷ les photons thermiques émis lors des tout premiers instants de la collision (cf. §1.4.4.1),
 - ▷ les leptons produits dans le Q.G.P. (cf. §1.4.4.2);
- les signaux hadroniques sont sensibles à l'hadronisation; les sondes les moins sensibles aux interactions baryoniques sont les plus pertinentes.

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

1.4.1 Les observables globales

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

La mesure de ces diverses observables aura deux applications principales.

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

Une **signature** d'un changement de phase pourra être fournie par l'étude des diverses variables thermodynamiques (S,P,T...) et de leurs dépendances mutuelles. Un changement dans le nombre de degrés de liberté effectifs du système serait par exemple décelé par l'observation d'un brusque changement dans les mesures de ϵ/T^4 ou S/T^4 en fonction de la température. De même, l'observation d'une saturation de l'impulsion transverse moyenne $\langle P_\perp \rangle$ en fonction de $\frac{dE_T}{dy}$ ou $\frac{dN}{dy}$ dénoterait également un changement de nombre de degrés de liberté.

1.4.2 Les signatures liées à la production d'étrangeté

Dans une collision d'ions lourds, les particules sont créées en grande quantité. L'étude de la production de particules étranges est intéressante. En effet, les ions incidents ne contenant aucun quark de valence autres que u et d, les particules étranges formées lors de la collision ne peuvent pas venir du transport des quarks de valence incidents. De plus, l'énergie nécessaire à la création d'une paire $s\bar{s}$ est relativement modeste.

Dans un plasma de quarks et de gluons, la production de la saveur étrange se fait très facilement. L'unique contrainte est l'énergie seuil nécessaire à la création d'une paire $s\bar{s}$; ce seuil sera d'ailleurs abaissé par une restauration partielle de la symétrie chirale. L'importance du processus d'annihilation $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ dépend quant à elle de la densité de quarks étranges, si bien qu'un équilibre entre les processus de production (annihilations $q\bar{q}$, fusion de gluons...) et de disparition (principalement annihilation $s\bar{s}$) devrait pouvoir être atteint au bout de quelques fm/c . En conséquence, dans un scénario avec formation de Q.G.P., les taux relatifs de production des hypérons entre eux (Λ , Ξ , Ω) dépendent essentiellement de la concentration en quarks s et $\bar{s}$. Notons également que les diffusions post-hadronisation modifie que modérément les taux de production.

Dans le cas d'un gaz hadronique à la température $T < T_c$, il en va différemment. En effet, les seuils de production des particules étranges (K , Λ , Ξ et Ω) sont plutôt élevés.

$$\begin{aligned} \pi + N &\rightarrow K + \Lambda & (E_{seuil} \simeq 540 \text{ MeV}) \\ \pi + \Lambda &\rightarrow K + \Xi & (E_{seuil} \simeq 560 \text{ MeV}) \\ \pi + \Xi &\rightarrow K + \Omega & (E_{seuil} \simeq 710 \text{ MeV}) \end{aligned} \tag{1.15}$$

De plus, dans une collision d'ions lourds, une grande partie des particules produites sont des pions. Les hadrons étranges se formeront donc préférentiellement par les réactions décrites ci-dessus. On s'aperçoit alors que le problème devient encore plus marqué dans le cas des hypérons multi-étranges tels le Ω qui aura besoin de trois étapes pour être produit avec, pour chacune, un seuil proche de 600 MeV ⁵. Enfin il est à noter que les réactions de changement de saveur des quarks étranges ont des sections efficaces beaucoup plus importantes que les processus décrits ci-dessus. L'obtention d'un équilibre chimique de l'étrangeté est, par conséquent, plus compliquée dans le cas d'un gaz hadronique.

5. La production directe de baryons multi-étranges peut se faire par des processus comme $\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \Omega + \bar{\Omega}$. Cependant, cette voie est défavorisée en raison de son seuil élevé (de l'ordre de 2 à 3 GeV).

Les recherches d'une hausse de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont associées à la recherche de la restauration chirale, phénomène qui semble être lié au déconfinement (cf. §1.2.2.4). De telles investigations sont basées sur l'observation de hiérarchie dans les rapports de production du type :

$$\frac{\Omega/\Xi|_{QGP}}{\Omega/\Xi|_{GH}} > \frac{\Xi/\Lambda|_{QGP}}{\Xi/\Lambda|_{GH}} > 1 \quad (1.16)$$

Une telle hausse de la production d'étrangeté a déjà été observée dans de nombreuses expériences (WA97, N.A.57...). Elle ne peut cependant pas être reliée isolément et sans ambiguïté à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Le principal défaut de ce type de signaux est leur sensibilité aux interactions fortes et par conséquent à la phase d'hadronisation. Ainsi, la signification de la mesure est altérée, les hadrons étranges ayant par exemple pu être produits par interaction hadronique avant que l'équilibre ne soit atteint. Ce biais est bien moindre dans le cas des baryons multi-étranges, ce qui donne à cette signature un caractère prometteur.

1.4.3 La suppression des quarkonia

La suppression, dans le plasma de quarks et de gluons, des résonances de quarks lourds et en particulier du J/Ψ , est une signature proposée en 1986 par SATZ et MATSUI [39]. La liaison entre les deux membres de la paire $c\bar{c}$ formant le J/Ψ ne devrait, en effet, pas survivre lorsque le rayon de DEBYE de l'effet d'écrantage de la force de couleur devient plus petit que la taille de la résonance. Cet argument étant transposable au cas d'autres résonances, le même effet doit être observé sur le Ψ' ainsi que sur toute la famille du Υ . Ladite suppression serait complète pour une température $T = 1.2T_c$ pour le J/Ψ et $T = 2.5T_c$ pour l' Υ . Une baisse anormale de la production du J/Ψ a déjà été observée par la collaboration N.A.50 dans les collisions $Pb - Pb$ à 158 GeV/c au S.P.S.[36, 37]. En 2000, ces résultats, combinés à ceux des 6 autres expériences du programme d'ions lourds du S.P.S. (N.A.44, N.A.45, N.A.49, N.A.52, W.A.97/N.A.57 et W.A.98), ont été présentés par le CERN comme donnant "une image claire d'un nouvel état de la matière" [35]. Cependant, même s'il apparaît clairement que cette suppression anormale de la production de J/Ψ signe l'observation de phénomènes physiques nouveaux, son interprétation en terme de formation d'un Q.G.P. est encore sujette à controverse. En tout état de cause, ces résultats ne sont pas encore clairement compris à l'heure actuelle et le RHIC puis le L.H.C. devraient apporter des éléments de réponse dans les années à venir.

La production de J/Ψ est mesurée par son canal de désintégration dileptonique. La suppression du J/Ψ est considérée comme une excellente signature de la formation du Q.G.P. parce qu'elle rend compte explicitement du déconfinement et qu'il a de faibles sections efficaces d'interaction. Malgré la faiblesse de celles-ci, la sensibilité du J/Ψ aux interactions de couleur n'est pas nulle, et par conséquent, les phases d'hadronisation et de gaz hadronique agissent sur sa production. L'étude des effets des interactions du J/Ψ avec la matière, sur la suppression, ont été et demeurent un domaine de forte activité théorique. Plusieurs contributions sont étudiées :

l'absorption nucléaire "classique", les collisions avec les hadrons accompagnant le J/Ψ , la production statistique (principalement à partir des énergies du RHIC) due au grand nombre de paires $c\bar{c}$ produites pendant la phase de plasma... Un descriptif plus détaillé de ces signatures sera donné dans la section 1.5.

1.4.4 Les signaux insensibles à l'interaction forte

Les photons et les leptons sont de loin les signaux les plus propres du plasma de quarks et de gluons. Ils sont produits dans le Q.G.P., aux premiers instants de la collision, et ne subissent aucune modification lors de la phase hadronique. Ils ont cependant un taux de production faible et sont noyés dans un important bruit de fond (principalement les désintégrations électromagnétiques des hadrons). Ces signatures sont basées sur l'observation d'une différence dans le comportement électromagnétique des deux phases.

1.4.4.1 Les photons directs

Pendant la phase de plasma, des photons devraient être produits par annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ et diffusion COMPTON $qg \rightarrow \gamma q$. Le problème des signaux photoniques est que la production directe de photons est en compétition avec le formidable taux de bruit de fond issu de la désintégration des mésons pseudoscalaires. La soustraction d'un tel bruit de fond est difficile mais de grands progrès ont été réalisés dans ce domaine. De plus, même en supprimant complètement cette contribution, il reste à différencier les photons produits dans le plasma, de ceux produits pendant la phase d'hadronisation. En effet, pendant la phase hadronique, la principale source de photons est la réaction $\pi\rho \rightarrow \gamma\rho$ alors que pendant la phase de plasma, le processus dominant est la diffusion de COMPTON ($gq \rightarrow \gamma q$) qui donnent, près de la transition de phase, des spectres similaires en intensité et en forme. Cette séparation peut cependant être réalisée, dans l'hypothèse qu'un plasma très chaud ait été créé, en regardant les spectres de photons dans l'intervalle $P_\perp \in [2; 5] \text{ GeV}/c$ [7].

1.4.4.2 Les paires leptoniques de basse masse

La signature de la formation d'un plasma par la détection des paires de leptons est l'une des premières proposées. L'idée de base est que les dileptons de désintégration des mésons vecteurs (en particulier le ρ) permettent de donner accès aux propriétés de la matière nucléaire dense à diverses étapes de l'évolution de la collision. Un excès significatif de la production de dileptons en-dessous de la masse du ρ a déjà été mis en évidence par la Collaboration CERES [34]. Cette accroissement, qui est concentré à bas $P_\perp$, ne peut pas être expliqué par des annihilations $\pi^+\pi^-$ dans le vide [6].

1.4.5 Les condensats chiraux condensés

Certaines signatures du plasma de quarks et de gluons sont basées sur le lien apparent entre la restauration de la symétrie chirale et le phénomène de déconfinement des partons (cf.

§1.2.2.4). La plus étudiée est la hausse de production de particules étranges décrite dans la sous-section 1.4.2. Une autre de ces signatures est la mise en évidence des condensats chiraux désorientés ou D.C.C. pour Disoriented Chiral Condensate . Ces derniers sont des excitations cohérentes, singlets d'isospin, du champ pionique et devraient se désintégrer en pions chargés et neutres. Il sont détectés par l'observation d'un surplus de pions chargés. L'origine la plus probable de ces condensats est l'excitation du boson de goldstone ($\sigma, \vec{\pi}$) associé à la symétrie chirale, provoquée par les instabilités de la symétrie chirale lors d'une transition, hors équilibre, d'une phase avec symétrie restaurée à une phase à basse température.

1.4.6 La suppression de particules de haut $P_\perp$

Une manière alternative de tester l'obtention d'une phase déconfinée est d'étudier la perte d'énergie des partons rapides. En effet, ces derniers sont amenés à se fragmenter sous la forme de "jets" de particules. Si le milieu créé lors de la collision est assez absorbant, on s'attend à observer une suppression de ces "jets". Cette signature est plus connue sous l'appellation de "Jet Quenching". Les mécanismes mis en jeu pour le ralentissement des partons sont les mêmes que pour une perte d'énergie électromagnétique : par excitation du milieu traversé et par rayonnement (bremsstrahlung de gluons). L'importance de ces deux mécanismes est différente suivant que le milieu soit déconfiné ou non. Ainsi, une analyse quantitative montre que, malgré la forte suppression des effets radiatifs (qui représente une grande partie des pertes d'énergie des particules relativistes) dans la matière dense, un plasma de quarks et de gluons totalement établi aurait un pouvoir d'arrêt supérieur à la matière hadronique [7].

L'un des fragments du "jet" emporte avec lui la quasi-totalité de l'impulsion du parton initial. Les effets du "jet quenching" sont donc mesurés grâce à l'étude de la production de particules de haute impulsion. Une suppression de cette production pourrait alors être attribuée à l'absorption des jets dans un milieu déconfiné.

Pour des interactions parton-parton dures et à petite section efficace, une collision $A-A$ peut être considérée comme une séquence incohérente de collisions individuelles *nucléon-nucléon*⁶ [12]. Dans ce schéma et en l'absence d'effets nucléaires, la production de particules par des processus durs doit suivre une loi d'échelle avec le nombre moyen de collisions individuelles *nucléon-nucléon* $< N_{Coll} >$. Pour quantifier les effets du milieu nucléaire, un facteur de modification nucléaire R_{AB} est défini comme suit :

$$R_{AB}(P_\perp) = \frac{\frac{1}{N_{AB}^{evt}} \times \frac{d^2 N_{AB}}{dP_\perp d\eta}}{\frac{< N_{Coll} >}{N_{pp}^{evt}} \times \frac{d^2 N_{pp}}{dP_\perp d\eta}} \quad (1.17)$$

Avec N_{AB} (N_{pp}) le nombre de particules produites dans une collision $A-B$ ($p-p$). L'exposant "evt" dénote une intégration sur la totalité de l'événement. Si R_{AB} est égal à l'unité, aucun effet nucléaire n'est observé.

6. Cette image des collisions nucléaires s'effondre pour des processus produisant des particules à bas $P_\perp$ ($P_\perp < 1 - 2 \text{ GeV}/c$). Dans cette intervalle d'impulsion transverse, la production suit approximativement le nombre de participants N_{Part} .

Les résultats obtenus auprès du RHIC pour des collisions $Au - Au$ [9, 10] et $d - Au$ [11] sont très intéressants. Le facteur de modification nucléaire pour des collisions $Au - Au$ centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ a été mesuré et est montré sur la figure 1.7 pour des pions neutres et des hadrons chargés. Dans la région des hauts $P_{\perp}$, une suppression d'un facteur 4-5 est observé par rapport à la référence en $p - p$. De surcroît, cette déviation par rapport à la loi d'échelle devient moins importante lorsque la centralité de l'événement décroît [10] (ces résultats ne sont pas présentés sur la figure 1.7).

Une explication compétitive avec la perte d'énergie des partons dans le milieu dense de couleur (compatible avec la création d'un Q.G.P.), envisage des modifications dans les fonctions d'ondes des noyaux d'or incidents [12]. Ces deux scénarii donnent cependant des prédictions différentes en ce qui concerne les collisions $d - Au$: dans le cas d'une modification des fonctions d'ondes initiales, la suppression reste visible même pour des collisions $d - Au$ alors que si le parton a subi un ralentissement dans un milieu fortement chargé de couleur, l'effet ne devrait plus être visible. Les mesures de R_{AB} pour le mode $d - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ ont été reportées sur la figure 1.7, dans le cas de pions neutres et de hadrons chargés. L'absence de suppression renforce l'hypothèse d'une perte d'énergie des partons dans le milieu créé.

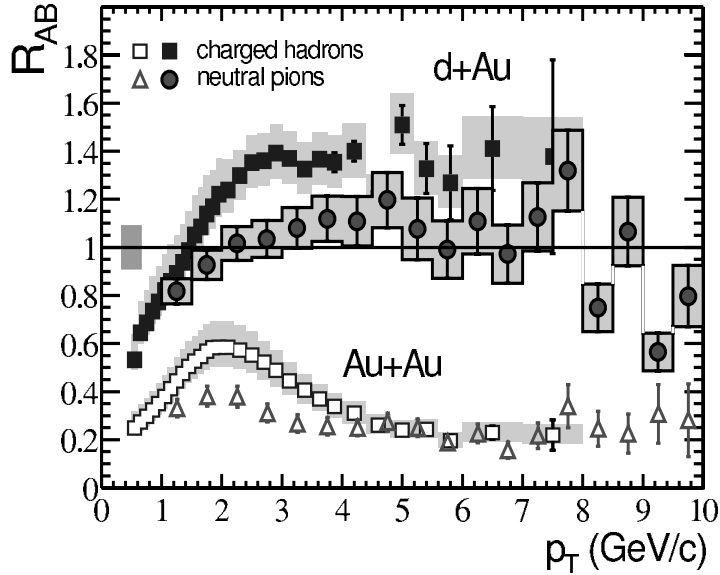


FIG. 1.7 – Facteur de modification nucléaire pour les pions neutres et les hadrons chargés pour des collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (symboles ouverts). Ces mesures sont à comparer avec les résultats pour des collisions $d - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (symboles fermés) [12]

1.5 Production et suppression des résonances J/ψ et Υ .

Comme nous l'avons remarqué dans la section précédente, la suppression, dans le plasma, de la production du J/Ψ , du Ψ' et des résonances de la famille de l' Υ (génériquement appelés

quarkonia) constitue une forte preuve du passage de la zone par une phase déconfinée. Mon travail de thèse étant inscrit dans le développement du spectromètre dimuons d'ALICE (cf. §2.2.2), je détaillerai plus les aspects des collisions d'ions lourds ultra-relativistes liés à cette physique. Le discours est axé sur la résonance J/Ψ et sa famille, il est toutefois valable, sauf mention contraire, pour les autres états résonants.

1.5.1 Formation des quarkonia

résonance	Masse (MeV/c^2)	Largeur (keV/c^2)	Rayon (fm)	T_d/T_c	Désintégration dominante	BR $\mu^+\mu^-$ (%)
η	547.30 ± 0.12	1.18 ± 0.11	-	-	2γ et $3\pi^0$ ($\sim 40\%$ et $\sim 33\%$)	$5.8 \cdot 10^{-6}$
ρ	771.1 ± 0.9	149.2 ± 0.7	-	-	2π	$4.60 \cdot 10^{-5}$
ω	782.57 ± 0.12	8440 ± 90	-	-	$\pi^+\pi^-\pi^0$ ($\sim 89\%$)	$9 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1019.456 ± 0.020	4260 ± 50	-	-	K^+K^- ($\sim 49\%$)	$2.87 \cdot 10^{-4}$
J/Ψ	3096.87 ± 0.04	87 ± 5	0.453	1.2	hadrons ($\sim 88\%$)	5.88
Ψ'	3685.96 ± 0.09	300 ± 25	0.875	1.0	hadrons ($\sim 98\%$)	0.7
Υ	9460.30 ± 0.26	52.5 ± 1.8	0.226	2.5	hadrons	2.48
Υ'	10023.26 ± 0.31	44 ± 7	0.509	1.1	$\Upsilon + X$ ($\sim 28\%$)	1.31
Υ''	10355.2 ± 0.5	26.3 ± 3.5	-	1.0	$\Upsilon' + X$ ($\sim 20\%$)	1.81

TAB. 1.2 – Masse, largeur, rayon, température de dissociation T_d , voie dominante de désintégration et rapport d'embranchement pour le mode $\mu^+\mu^-$ des principales résonances lourdes (J/Ψ , Ψ' , Υ , Υ' et Υ'') et légères (η , ρ , ω et ϕ) [γ][13][91]. Les rapports d'embranchement sont donnés pour le processus $X \rightarrow \mu^+\mu^-$; les éventuels autres canaux dimuoniques ne sont pas pris en compte.

Le J/Ψ et le Ψ' (Υ , Υ' et Υ'') sont des mésons vecteurs formés des quarks de valence c et $\bar{c}$ (b et $\bar{b}$) ; ils sont désignés par le terme charmonia (bottomonia). La masse des quarks charmés étant importante, un traitement de cet état lié, dans un potentiel de couleur non relativiste, peut être envisagé ; il apporte une solution semblable à celle de l'atome de BOHR. L'état résonant $c\bar{c}$ possède ainsi plusieurs orbitales. Le J/Ψ est l'état fondamental (1S), et le Ψ' l'état excité (2S). De même, pour les résonances belles, l' Υ est l'état fondamental (1S), l' Υ' un 1^{er} état excité (2S)

et l' Υ'' un 2^{ème} état excité (3S). La masse, la largeur et la température de dissociation ainsi que la taille estimées de ces diverses résonances de quarks lourds sont récapitulées dans le tableau 1.2.

Principalement deux processus sont responsables de la formation d'un état résonant $c\bar{c}$. Une première contribution à la production de J/Ψ est la désintégration de résonances plus lourdes ($\sim 40\%$ des J/Ψ produits). Essentiellement, deux sources de J/Ψ de désintégration sont à prendre en compte : le χ_c ($\sim 30\%$ de la production totale) et le Ψ' ($\sim 10\%$ de la production totale)[19]. Une autre source de J/Ψ est la hadro-production. La première étape de celle-ci est la formation d'une paire quark-antiquark. Les divers processus de formation d'une paire $c\bar{c}$ lors d'une interaction entre hadrons sont représentés sur la figure 1.8. On distingue deux classes de mécanisme : la fusion de gluons, qui est dominante aux énergies du S.P.S. ((a) et (b)), et l'annihilation quark-antiquark (c). Notons que les diagrammes d'ordre supérieur prendront une importance grandissante avec l'énergie des faisceaux et qu'au L.H.C., ces contributions ne seront pas négligeables.

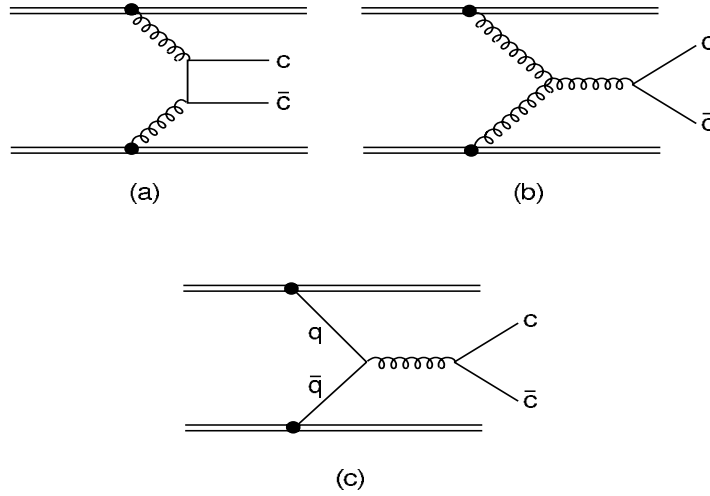


FIG. 1.8 – Les diagrammes du premier ordre pour la production de paires $c\bar{c}$ dans des collisions hadroniques. Les processus a et b correspondent à la fusion de gluons et le diagramme c à l'annihilation quark-antiquark.

La figure 1.9 montre schématiquement le mécanisme de formation d'un J/Ψ par fusion de gluons provoquée par une interaction $p-p$. La paire $c\bar{c}$ issue de la fusion de gluons forme dans un premier temps une résonance octet de couleur notée $(c\bar{c})_8$. Pour obtenir la résonance J/Ψ proprement dite (notée $(c\bar{c})_1$), l'état octet doit neutraliser sa couleur. Le modèle d'évaporation de couleur (colour evaporation model) présente une approche phénoménologique simple et générale de la neutralisation de couleur [18]. Dans ce cadre, la paire $c\bar{c}$ formée a deux voies pour annuler sa couleur : la formation d'une paire de mésons (D et $\bar{D}$), que nous aborderons dans le paragraphe 1.5.3, et l'évolution vers une résonance charmée. Dans le cas de la production de J/Ψ , la neutralisation de la couleur se fait par échange d'un gluon. Lorsque l'octet de couleur quitte le champ du hadron où il a été produit, il se recombine avec un gluon collinéaire pour

annuler sa couleur et former, ainsi, un état dit pré-résonant et noté $(c\bar{c}g)_1$. Après un temps de relaxation, il évoluera alors vers la résonance J/Ψ proprement dite (notée $(c\bar{c})_1$).

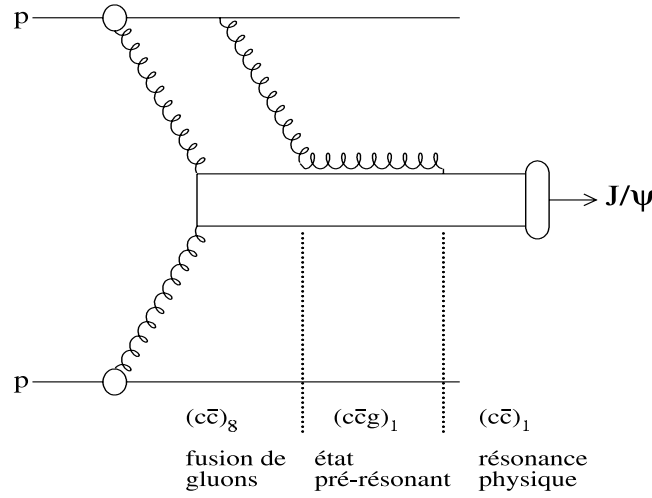


FIG. 1.9 – Production de J/Ψ dans une collision $p - p$, suivant le modèle de l’octet de couleur [42, 43].

1.5.2 Suppression des quarkonia

1.5.2.1 Suppression dans le plasma

Comme nous l’avons déjà mentionné dans la section 1.4, la résonance J/Ψ devrait être dissociée dans un milieu assez chaud et/ou dense comme le plasma de quarks et de gluons. Lorsque le rayon de DEBYE R_D de l’écrantage de couleur responsable du déconfinement devient plus petit que la taille de la résonance considérée, l’état lié est dissous. Dès lors, les paires de quarks charmés ont une probabilité très faible de se lier à l’intérieur du plasma. D’autre part, le méson D devrait également être dissocié abaissant ainsi le seuil de cassure thermique du J/Ψ en mésons D. Ces deux effets combinés entraînent une élévation rapide de la probabilité de dissociation en fonction de la température $T > T_c$. Numériquement, le J/Ψ devrait être dissous à la température $T_{d(J/\Psi)} = 1.2T_c$ et l’ Υ à $T_{d(\Upsilon)} = 2.5T_c$. Leurs états excités devraient être dissous encore plus rapidement : $T_{d(\Upsilon')} = 1.1T_c$ pour l’ Υ' et pratiquement $T_d = T_c$ pour les autres.

Notons que, consécutivement à la dissociation des résonances charmées d’une part et à la production de paires de quarks-antiquarks d’autre part, les paires charmées seront présentes en grand nombre dans le plasma. Si la densité de $c\bar{c}$ devient trop importante, la recombinaison statistique des paires charmées lors de l’hadronisation peut devenir, pour des températures proches de T_c , une source non négligeable de J/Ψ .

1.5.2.2 L'absorption nucléaire

Pour pouvoir apprécier la suppression engendrée par le plasma, il est indispensable de connaître au mieux le maximum de mécanismes susceptibles de conduire, hors plasma, à la césure de la liaison $c\bar{c}$ du J/Ψ . Parmi ces mécanismes, on compte l'absorption nucléaire ainsi que d'autres sources encore méconnues comme les interactions avec les hadrons (appelés "comover") qui accompagnent le J/Ψ lors des phases d'hadronisation et de gaz hadronique.

Une diminution de la production du J/Ψ a été observée dans les collisions $p - N$ par rapport aux collisions $p - p$. Pour interpréter ces résultats expérimentaux, on a envisagé des mécanismes d'absorption du J/Ψ [18]. Cette réduction de la production a été observée dans des collisions avec des protons incidents de 200 et 800 GeV; ce qui donne des J/Ψ d'au moins 30 GeV/c d'impulsion dans le référentiel de la cible. La transition vers la résonance physique a donc lieu à l'extérieur du noyau cible et l'absorption se fait par conséquent sur les pré-résonances $(c\bar{c}g)_1$. Dans le modèle de l'évaporation de couleur, la taille et le temps de vie de l'état pré-résonant sont les mêmes pour l'état fondamental et pour ses états excités. En conséquence, dans ce modèle, la suppression est identique pour le J/Ψ que pour le Ψ' . Cette prédiction est en bon accord avec les observations, et les tentatives d'explication par une suppression de la résonance physique ont toutes échoué parce qu'elles n'arrivaient pas à obtenir la même constance dans la suppression des différents états excités. La probabilité de survie de la résonance peut être estimée dans ce cadre. Les résultats obtenus dans les diverses expériences sont en adéquation avec cette prédiction jusqu'aux énergies du S.P.S..

Cette dissociation de la pré-résonance dans le milieu nucléaire est dite normale. A partir des énergies du S.P.S., on constate une suppression anormale de la production de J/Ψ dans les collisions centrales des ions les plus lourds.

1.5.2.3 La suppression anormale

Une suppression anormale du J/Ψ de l'ordre de environ 30% a été observée pour la première fois par la collaboration N.A.50 (cf. §1.5.4). Cette diminution du nombre de J/Ψ produits peut être imputée, outre à la formation d'un plasma de quarks et de gluons, à des mécanismes plus conventionnels [18]. On peut ainsi invoquer une absorption par les hadrons secondaires produits ou "comovers", un écrantage nucléaire des fonctions de distribution partonique, une perte d'énergie dans le milieu du parton donnant naissance à la paire $c\bar{c}$ ou plus généralement une modification des propriétés de production du J/Ψ dans le milieu. Comme la prise en compte de ces contributions nécessite l'intervention de plus ou moins de paramètres ajustables, confirmer ou infirmer la formation d'un plasma de quarks et de gluons n'est pas trivial.

Le plus étudié des schémas de suppression du J/Ψ est celui par des hadrons "comovers". Il permet de tenir compte de la dissociation des états liés $c\bar{c}$ en paires ouvertes de quarks charmés par collision avec les hadrons secondaires formés. Ce modèle prédit une diminution notable de la production de J/Ψ . L'importance de la suppression dépend principalement de la température du milieu et du spectre cinétique des "comovers".

D'autres types d'interactions avec les hadrons secondaires méritent d'être cités. Ainsi, les J/Ψ peuvent être supprimés par dissociations spontanées des quarkonia en raison de l'effet du

milieu hadronique chaud sur la liaison $c\bar{c}$. De même, les hadrons peuvent thermaliser les quarkonia pour les amener vers des états excités, qui seraient susceptibles de se dissocier spontanément et plus facilement que les états non excités correspondants [44].

1.5.3 Les autres sources de muons

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

1.5.3.1 Le Drell-Yan

Le processus DRELL-YAN est engendré par une collision nucléon-nucléon. Il s'agit d'un processus d'annihilation électromagnétique d'un quark de valence du premier noyau avec un antiquark de valence du deuxième noyau qui, portant la même charge de couleur, donnent un photon virtuel γ^* . La matérialisation du photon massique se fait par production d'un dilepton (ou diquark). Le diagramme de ce processus est donné par la figure 1.10, dans le cas d'une matérialisation dimuonique.

La nature électromagnétique du DRELL-YAN en fait un processus qui devrait être insensible à la formation du plasma. De plus, aux énergies du S.P.S., sa contribution au spectre en masse est dominante à haute masse. Ce processus apparaît donc comme une bonne référence pour la mesure de la production de J/Ψ au S.P.S., permettant de plus de s'affranchir de quelconques biais d'appareillage. Aux énergies du L.H.C., le DRELL-YAN devrait avoir une contribution faible et ne pourra plus servir de référence pour la production de quarkonia [13].

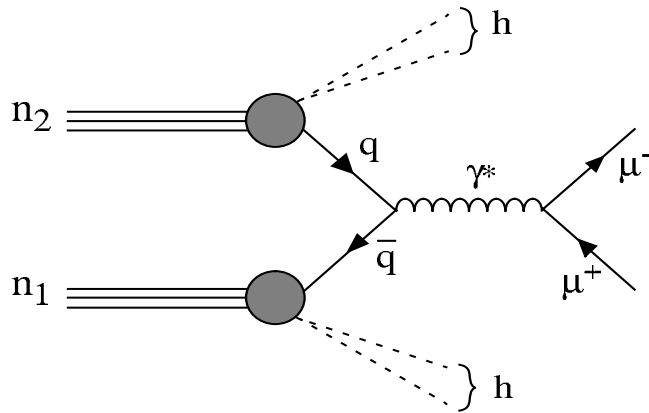


FIG. 1.10 – Diagramme du processus DRELL-YAN.

1.5.3.2 Les saveurs lourdes ouvertes

Les paires de quarks charmés (beaux) sont principalement créées par les mécanismes qui permettent d'obtenir une résonance J/Ψ (cf. §1.5.2) [18]. C'est lors de la neutralisation de la couleur que les paires de quarks formées vont évoluer différemment. Alors que, dans le cas de la formation d'un quarkonium, la neutralisation de couleur conduit le système à évoluer vers un état lié résonant, pour les saveurs ouvertes, chacun des deux quarks va s'hadroniser par le biais d'une paire quark-antiquark :

$$c\bar{c} \longrightarrow \bar{c}q + c\bar{q} \quad (1.18)$$

L'état final est constitué d'une particule charmée et de son antiparticule. Les hadrons formés pourront alors se désintégrer formant ainsi une source de muons. Les principaux états charmés autorisés ainsi que leur masse et leur rapport d'embranchement en muons sont fournis dans le tableau 1.3. Cette contribution au bruit de fond devrait être prédominante, dans la région de masse du J/Ψ (contribution du charme ouvert) et de l' Υ (contribution de la beauté ouverte) au L.H.C.. Notons que les muons de désintégration sont dits corrélés s'ils proviennent d'une même paire $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$).

	Particules	Composition	Masse (GeV/c^2)	$B.R._{D \rightarrow \mu + X}$ (%)
Mésons	$D^0 \bar{D}^0$	$(c\bar{u})(\bar{c}u)$	1864.5	6.6
	$D^+ D^-$	$(c\bar{d})(\bar{c}d)$	1869.3	17.2
	$D_s^+ D_s^-$	$(c\bar{s})(\bar{c}s)$	1968.6	8.
Baryons	$\Lambda_c^+ \Lambda_c^-$	$(udc)(\bar{u}\bar{d}\bar{c})$	2284.9	4.5
	$\Xi_c^+ \Xi_c^-$	$(usc)(\bar{u}\bar{s}\bar{c})$	2466.3	8.0
	$\Xi_c^0 \bar{\Xi}_c^0$	$(dsc)(\bar{d}\bar{s}\bar{c})$	2471.8	8.0
	$\Omega_c^0 \bar{\Omega}_c^0$	$(ssc)(\bar{s}\bar{s}\bar{c})$	2704.0	8.0

TAB. 1.3 – Les différents états du charme ouvert, leur masse et leur rapport d'embranchement en muon. Le même tableau peut être fait pour la beauté ouverte.

1.5.3.3 Les autres sources de muons

Une première source importante est la désintégration muoniques de particules légères comme les pions et les kaons. La haute multiplicité attendue pour les collision $A - A$ et l'importance des voies de désintégration muoniques directes ($BR_{\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu} \simeq 100\%$, $BR_{K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu} \simeq 63\%$, $BR_{K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\pm \nu_\mu} \simeq 27\%...$) et indirecte ($BR_{K_{S(L)}^0 \rightarrow \pi^\pm + X} \simeq 100(79)\%$), en font une contribution importante du spectre dimuons à basse masse. Dans la région de masse de l' Υ , cette contribution est mineure.

Une autre source à considérer est constituée par les désintégrations des résonances de basse masse (η , ρ , ω , ϕ). Leur contribution au spectre de masse est relativement faible et concentrée à basse masse.

1.5.4 Observation de la production de quarkonia

Les expériences N.A.50 et N.A.38 ont abondamment étudié la suppression des résonances de quarks lourds au S.P.S.. Elles ont permis d'observer, pour la première fois, un signal de suppression anormale de la production de J/Ψ [36, 37]. La référence utilisée pour exprimer les résultats est le processus DRELL-YAN (cf. §1.5.3). Ce processus de normalisation est relativement bien connu et le rapport $K_{DY} = \frac{\sigma_{Mes}(DY)}{\sigma_{MRS43}(DY)}$ des sections efficaces calculée à partir de la fonction de structure MRS43 $\sigma_{MRS43}(DY)$ et mesurée $\sigma_{Mes}(DY)$ adopte un comportement constant en fonction du système étudié et de l'énergie dans le centre de masse. La valeur de ce rapport est $K_{DY} = 1.80 \pm 0.04$ pour une section efficace calculée à partir des distributions partonique MRS43.

La mesure de la section efficace de production du J/Ψ a été réalisée par les collaborations N.A.38, N.A.50 et N.A.51 pour différents systèmes et différentes énergies de faisceau. Les résultats sont compilés dans la figure 1.11 montrant l'évolution de la section efficace en fonction du produit AB des nombres de masse du projectile et de la cible. Pour les collisions $p - A$ et $S - U$, la section efficace suit une loi d'absorption nucléaire du type :

$$\sigma_{AB}^{J/\Psi} \propto \sigma_{pp}^{J/\Psi} (AB)^\alpha \quad (1.19)$$

adoptant ainsi un comportement linéaire quelque soit le système considéré et l'énergie du faisceau. Par contre, pour la prise de données en mode $Pb - Pb$ avec un faisceau de 158 GeV , on constate une forte déviation, par rapport à cette loi. Une telle baisse est qualifiée d'anormale.

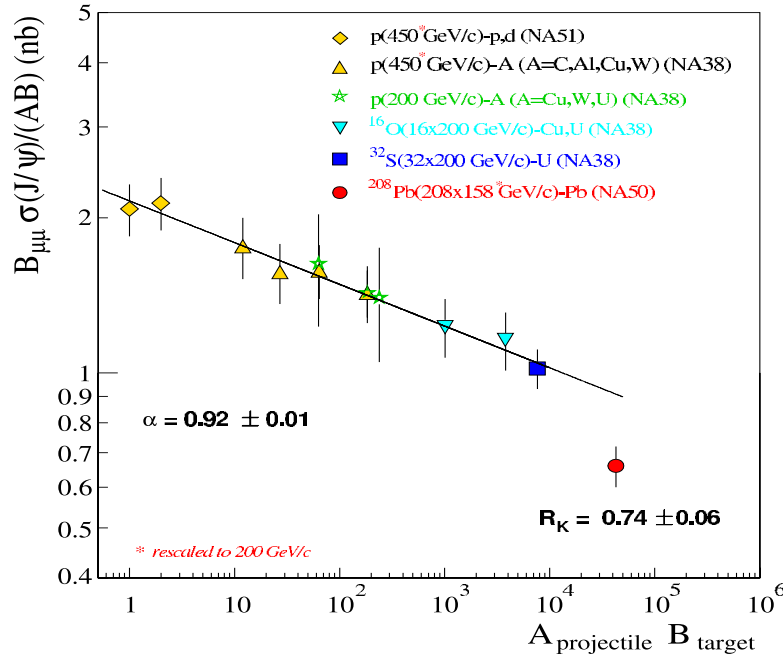


FIG. 1.11 – Section efficace de production du J/Ψ en fonction du système étudié.

L'ensemble des données collectées a permis de réaliser une étude en fonction de la centralité

de la collision (à travers la mesure de l'énergie transverse E_T). Le rapport des sections efficaces de production du J/Ψ à la section efficace du DRELL-YAN pour les différents systèmes étudiés est présenté sur la figure 1.12. Les points notés “minimum biais” ont été obtenus en utilisant les spectres à biais minimum pour l'évaluation du DRELL-YAN, dans le but de minimiser les incertitudes statistiques. Nous remarquons que plus la centralité de l'événement augmente, plus la valeur du rapport mesuré s'éloigne de la courbe d'absorption nucléaire. La forme de la distribution expérimentale présente deux “épaulements” distincts. En effet, le rapport se décroche nettement de la courbe d'absorption pour $E_T \simeq 40 \text{ GeV}$. Puis, après un ralentissement de la suppression, on observe un deuxième saut initié à $E_T \simeq 100 \text{ GeV}$.

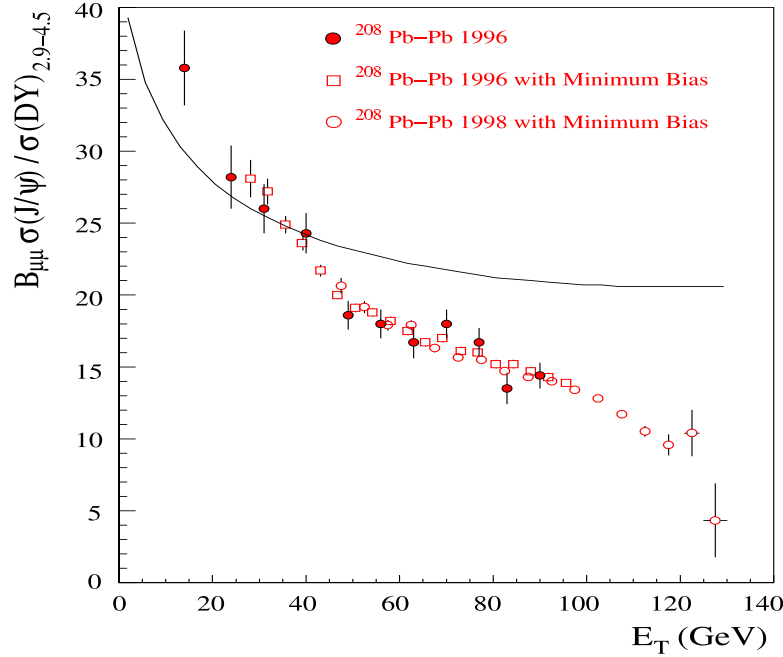


FIG. 1.12 – *Rapport des sections efficaces de production J/Ψ / DRELL-YAN, en fonction de l'énergie transverse. La courbe tracée représente l'évolution de la section efficace par absorption nucléaire.*

La publication de ces résultats a créé une grande émulation au sein de la communauté scientifique et plusieurs interprétations incluant ou non une hypothèse de formation du plasma ont été proposées. Diverses approches théoriques ne faisant pas entrer en jeu le déconfinement de la matière nucléaire ont été confrontées aux résultats expérimentaux et ne réussissent pas à expliquer cette baisse anormale. Le rôle des “comovers” a été particulièrement étudié. L'introduction de cette contribution permet d'obtenir une suppression des résonances charmées mais la baisse prédite n'admet aucun point d'inflexion et ne permet donc pas de comprendre la formation en deux sauts. Dans le cadre d'un scénario avec déconfinement, on peut interpréter la première baisse comme le déconfinement (pour $T_1 \simeq T_c$) des résonances comme le Ψ' et le χ_c . Celle-ci entraîne alors avec elle la clôture du canal de désintégration de cette résonance en J/Ψ ($\sim 30\%$ des J/Ψ proviennent de la désintégration du χ_c). La deuxième chute de la section efficace de

production des J/Ψ pourrait alors être due à la dissociation (à une température $T_2 > T_c$) du J/Ψ . Dans le cadre des modèles de percolation [22] et du “color glass condensate” [21] le milieu déconfiné, hors équilibre, est caractérisé [19] par l’échelle Q_s . Physiquement, Q_s traduit une sorte de “température” du milieu pré-équilibré. Pour une collision d’ions donnés, à une énergie donnée, l’échelle Q_s peut être évaluée en fonction du nombre N_w de participants. La valeur de Q_s peut alors être comparée à l’échelle intrinsèque Q_i des résonances charmées (cf. fig. 1.13) ; l’état lié $c\bar{c}$ est dissous lorsque $Q_s > Q_i$. Au S.P.S., on a déconfinement du χ_c et du Ψ' à partir de 150 participants ; la dissolution du J/Ψ a lieu pour $N_w > 250$. Ces valeurs sont à comparer avec le nombre de participants correspondant au deux “sauts” de la courbe de suppression mesurée par N.A.50 (cf. fig.1.13, partie de droite). Dans le cadre de ces modèles, les résultats du S.P.S. s’expliquent donc par les déconfinements successifs (hors-équilibre, c’est-à-dire sans formation d’un Q.G.P.) des résonances charmées excitées (χ_c et Ψ') et du J/Ψ . Enfin notons que la forme du rapport des sections efficaces de production et de DRELL-YAN peut être reproduite, jusqu’au deuxième saut, avec une bonne précision, en considérant deux termes de production de J/Ψ : un terme direct et un terme trouvant son origine dans des recombinaisons statistiques des paires $c\bar{c}$ dissociées [45].

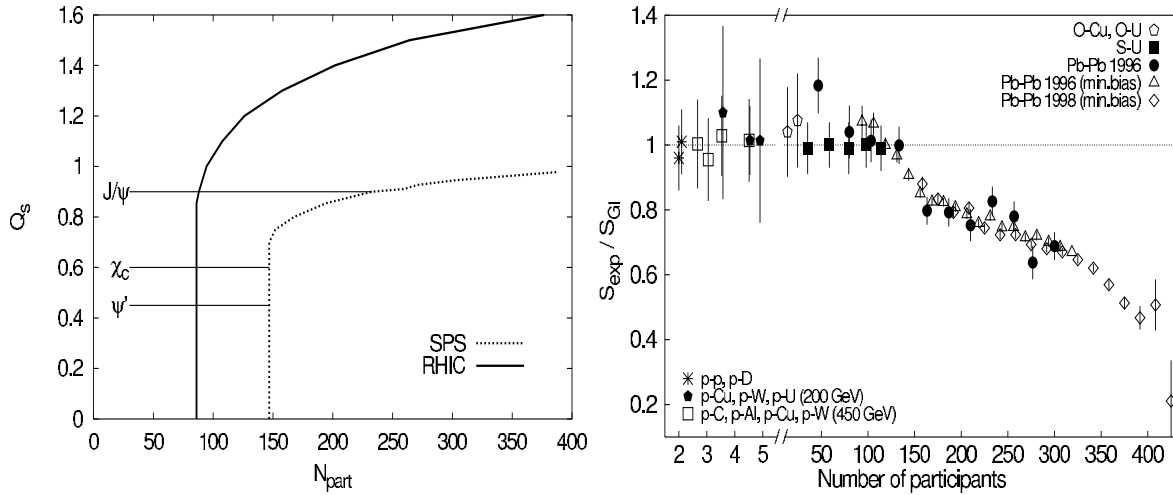


FIG. 1.13 – *A gauche : dépendance en centralité de l’échelle de percolation Q_s dans des collisions Pb – Pb au S.P.S. et au RHIC ; comparaison avec les échelles intrinsèques Q_i des différentes résonances charmées [20]. A droite : production de J/Ψ , dans des collisions $p-p$, $p-A$ et $A-B$, en fonction du nombre de participants [37, 38]. Le nombre de participants pour chacun des deux sauts (à droite) est à comparer avec celui correspondant au déconfinement des diverses résonances charmées (à gauche).*

L’expérience PHENIX permet de mesurer, auprès du RHIC, la production des résonances de haute masse par leurs voies de désintégration dileptonique (dimuons et diélectrons). Des résultats de la production de J/Ψ ont été obtenus pour des collisions $p-p$ et $Au-Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Cependant, la statistique obtenue étant très limitée, aucune conclusion ne peut encore être tirée [46].

La mise en évidence de manière non ambiguë de la formation d'un plasma de quarks et de gluons lors de collisions d'ions lourds est très compliquée. En effet, les résultats du S.P.S. concernant la suppression anormale du J/Ψ peuvent être interprétés avec toute une variété de modèles incluant ou non la formation du Q.G.P.. Même aux énergies du RHIC, cette ambiguïté risque de ne pas être levée. Une façon simple de contourner ce problème est de mesurer non pas la suppression du J/Ψ mais plutôt le rapport des productions de Ψ' et J/Ψ [41]. En effet, si un Q.G.P. se forme à une température $T > 1.2T_c$, les J/Ψ et les Ψ' devraient être également supprimés et le rapport rester constant. Dans le cas contraire, comme pour les données de N.A.38 et N.A.50, le Ψ' sera supprimé plus tôt et le rapport va diminuer continuellement. Ainsi, dans l'hypothèse d'une formation franche du Q.G.P. au RHIC, le rapport $\sigma_{J/\Psi}/\sigma_{\Psi'}$ devrait diminuer en fonction de l'énergie transverse puis se stabiliser à partir de $E_T \simeq 70 \text{ GeV}$.

1.6 La physique du RHIC et du L.H.C. : comparaison

Le RHIC est l'accélérateur le plus énergétique actuellement en fonctionnement. Il permet d'atteindre des énergies de $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Le L.H.C. sera opérationnel en 2007, il permettra de gagner un facteur ~ 20 sur l'énergie des faisceaux nous autorisant ainsi de travailler à des énergies de l'ordre de $\sqrt{S_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$. Cette forte augmentation de l'énergie disponible sera accompagnée de grandes modifications des caractéristiques du milieu (cf. tab. 1.1) [47]. Ainsi, la phase de plasma de quarks et de gluons sera plus vite établie et existera plus longtemps. Le milieu créé sera également plus chaud, plus dense et plus étendu. Un gain d'un facteur 3 à 5 est ainsi attendu entre les grandeurs spatio-temporelles et thermodynamiques caractérisant le milieu chaud formé à RHIC et au L.H.C..

La modification de l'énergie des collisions lors du passage du RHIC au L.H.C. devrait en outre induire des modifications dans la production des diverses sondes [47]. La production de "jets", devrait se faire en quantité très supérieure et sur une plage en impulsion transverse plus large au L.H.C. qu'au RHIC. Un tel gain permettra ainsi de réaliser, en plus des études inclusives, des analyses événement par événement pour les "jets" de haut $P_\perp$. Les effets de suppression devraient également être plus importants.

La physique des saveurs lourdes devrait être marquée par une augmentation d'un facteur ~ 10 de la production primaire de charme et de beauté. De plus, à ces densités d'énergies, le Υ devrait être dissocié. La mesure de la suppression des résonances belles devrait donc seulement être possible au L.H.C.. De plus, la forte production attendu de charmonia secondaires laisse envisager la possibilité d'observer une augmentation de la production de J/Ψ au L.H.C.. Enfin, les densités d'énergie atteintes au RHIC placent les expériences dans des conditions optimales pour l'étude du déconfinement du J/Ψ . Ces conditions seront réunies au L.H.C. pour l'observation de l'écrantage du Υ . Finalement, en ce qui concerne le Υ' , les avantages du RHIC et du L.H.C. sont, respectivement, l'importance du volume de la collision ($Au - Au$ au RHIC et $O - O$ au L.H.C. pour arriver à des densités d'énergie proche de la limite de dissolution) et la résolution en masse de l'appareillage.

Le RHIC apparaît ainsi comme l'accélérateur idéal pour la mise en évidence de la for-

mation du Q.G.P.. A contrario, le détecteur ALICE au L.H.C. (qui réunit les fonctionnalités des 4 détecteurs du RHIC), est l'outil adapté à l'étude systématique de la formation, des caractéristiques et de l'hadronisation d'un système de partons déconfinés.

1.7 La physique d'ALICE hors déconfinement

La plus grande partie du programme scientifique de l'expérience ALICE concerne la découverte et la caractérisation du plasma de quarks et de gluons. D'autres champs de la physique seront également explorés par ALICE. Citons entre autres : la recherche de particules rares telles que les dibaryons étranges, l'étude des collisions ultra-périphériques ou la contribution d'ALICE à la physique des rayons cosmiques [70].

De récentes prédictions théoriques suggèrent que des états liés de 6 quarks pourraient exister. On peut ainsi introduire de nombreux dibaryons dont le H^0 état lié de 6 quarks (uuddss) équivalent à un dilambda $(\Lambda\Lambda)_b$. Sa masse devrait être comprise entre 2055 et 2331 MeV/c^2 et il devrait être instable sous l'action de l'interaction faible. Sa mise en évidence peut alors passer par la détection de ses produits de désintégration dans des processus tels que

$$H_0 \longrightarrow p + \pi^- + \Lambda \longrightarrow 2p + 2\pi^- \quad (1.20)$$

En raison de l'action cohérente des protons et de la grande contraction de LORENTZ des champs électromagnétiques, les noyaux ultra-relativistes sont entourés d'un fort champ électromagnétique. Ces champs constituent une source de photons quasi-réels permettant l'étude de collisions photon-noyau et photon-photon. Pour des collisions centrales, ces processus seront complètement masqués par la haute multiplicité attendue. Ces observations sont donc uniquement possibles pour des collisions ultra-périphériques, lorsque le paramètre d'impact est plus grand que la somme des rayons des deux noyaux en interaction.

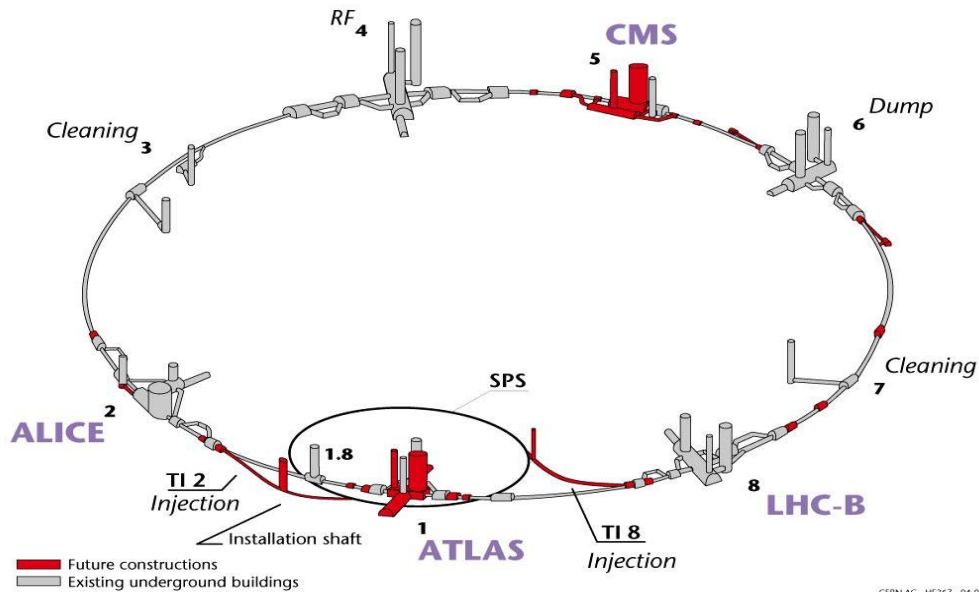
La détection des rayons cosmiques permet de recueillir des informations sur la source du rayonnement et sur la propagation de celui-ci à travers le milieu interstellaire. Ces observations peuvent être directes (avec un détecteur embarqué à bord d'un ballon) pour des rayonnements d'énergie inférieure à 10^{14} eV. Au-delà, le flux devient trop faible, des installations souterraines doivent être utilisées. Il s'agit de détecteurs permettant de recueillir la gerbe de particules créée par l'interaction du rayonnement originel avec un noyau de l'atmosphère terrestre. La taille importante de la surface collectrice permet d'obtenir des événements à très haute énergie. L'étude comparative des résultats des simulations avec les données des expériences sur accélérateur permettent de tester les modèles. Jusqu'à présent, des données existent jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{15} eV, ALICE permettra d'étendre ce domaine jusqu'à $\sim 10^{17}$ eV. Les études à ces énergies sont d'une importance cruciale pour la physique des rayonnements cosmiques. Elles permettront en effet de tester le spectre de flux de rayonnements cosmiques autour d'une irrégularité dans la structure du spectre.

Chapitre 2

L'expérience ALICE : dispositif expérimental

2.1 L'accélérateur et les expériences

Le détecteur ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est l'un des 4 détecteurs géants qui seront installés auprès de l'accélérateur L.H.C. (Large Hadron Collider) (cf. fig. 2.1) en cours de construction au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire). Il sera opérationnel dès la mise en fonctionnement du L.H.C., prévue pour le cours de l'année 2007.



CERN AC - HE267 - 04-07-1997

FIG. 2.1 – Configuration du L.H.C. : L'anneau du L.H.C., dans l'ancien tunnel du L.E.P., ainsi que les nouvelles infrastructures propres au L.H.C. sont représentés.

Le L.H.C. (Large Hadron Collider)

Le grand collisionneur de hadrons ou L.H.C. (Large Hadron Collider) est le futur grand accélérateur du CERN (cf. fig. 2.1). Ce collisionneur circulaire reprendra le tracé du L.E.P. (Large Electron Proton) et permettra d'atteindre une énergie dans le centre de masse de 7 TeV par charge. Le L.H.C. deviendra donc, à l'achèvement de sa construction, l'accélérateur le plus puissant jamais construit. Il permettra ainsi de repousser les frontières de la physique nucléaire et des particules jusqu'aux limites du modèle standard et même au-delà. Les principaux paramètres du L.H.C. au point d'interaction d'ALICE pour le fonctionnement $p - p$ standard et pour le fonctionnement Pb-Pb sont rassemblés dans le tableau 2.1.

	$p - p$	$Pb - Pb$
Energie par nucleon (TeV)	7	2.76
Section Efficace totale (barn)	0.1	514
Longueur des paquets (σ) (cm)	7.55	7.94
Rayon du faisceau (σ) (μm)	15.9	15.9
Nombre de particules par paquet	1.67×10^{11}	7×10^7
Espacement entre les paquet (ns)	24.95	99.8
Luminosité ($cm^{-2}s^{-1}$)	3×10^{30}	10^{27}
Fréquence des collisions (Hz)	2×10^5	8000

TAB. 2.1 – Principaux paramètres du L.H.C. pour ALICE et pour un fonctionnement en mode $p - p$ et $Pb - Pb$ [48].

Plusieurs modes de fonctionnements sont intéressants pour l'expérience ALICE.

- L'étude des collisions $Pb - Pb$ représente le but premier du programme scientifique d'ALICE.
- L'étude des collisions d'ions de masse intermédiaire permettra de travailler avec différentes densités d'énergie. ALICE prendra des données sur au moins un système intermédiaire comme $Ar - Ar$. En fonction des résultats physiques, d'autres systèmes ($Sn - Sn$, $Kr - Kr$, $N - N$, $O - O$) pourront être étudiés.
- L'étude des collisions $p - p$, $p - A$ et " $p - p$ like" ($p - p$ à plus basse énergie, $d - d$ ou $\alpha - \alpha$) permettra d'obtenir des données de référence.

ATLAS (A Toroidal L.H.C. ApparatuS)

ATLAS (A Toroidal L.H.C. ApparatuS)[53] est un détecteur à vocation généraliste dédié à l'étude des collisions $p - p$ au L.H.C.. Son intégration se fera dans le puits de l'I.P.1 (cf. fig. 2.1). Ce détecteur a été optimisé afin de couvrir, sur une large acceptance¹, le plus grand champ de

1. il permettra des mesures précises et une identification des particules pour $|\eta| < 2.5$ ainsi qu'une mesure du spectre énergétique hadronique pour $|\eta| < 4.7$

recherche possible de la physique du L.H.C. :

- étude de la brisure spontanée de symétrie électro-faible :
 - ▷ recherche du boson de HIGGS,
 - ▷ recherche de scénarios alternatifs pour cette brisure de symétrie ;
- recherche de nouvelles particules telles que :
 - ▷ les particules supersymétriques,
 - ▷ de nouveaux bosons de jauge,
 - ▷ les lepto-quarks,
 - ▷ les particules composant les quarks et les leptons ;
- étude de la violation de CP à travers une mesure de haute précision dans le système du B ;
- étude précise de la 3^{ème} famille de quarks :
 - ▷ mesure de la masse et étude des propriétés de désintégration du quark top,
 - ▷ étude des voies rares de désintégration des hadrons B ,
 - ▷ obtention du spectre des hadrons B rares,
 - ▷ étude du mélange du B_s^0 .

L.H.C.b (a Large Hadron Collider Beauty experiment)

L.H.C.b (a Large Hadron Collider Beauty experiment) [52] est un détecteur dédié à l'étude de la violation de CP (à travers, entre autres, une mesure redondante de l'angle γ du triangle d'unitarité) et d'autres phénomènes rares dans la désintégration des hadrons de saveurs lourdes, en particulier les mésons beaux.

Ce détecteur est constitué d'un seul bras couvrant l'acceptance $0.6 < \theta < 14.3^\circ$ (17.2°) dans le plan de (non) déviation et sera installé dans l'I.P.8 (cf. fig. 2.1).

L'optimisation du détecteur a été réalisée dans l'objectif d'atteindre une bonne séparation π/K , une excellente résolution en masse et une très bonne détermination du temps de désintégration.

En raison d'un système de déclenchement très performant, L.H.C.b nécessite une luminosité bien moins importante que la luminosité nominale du L.H.C. ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Ainsi L.H.C.b pourra fonctionner avec un potentiel physique optimal dès la mise en marche de l'accélérateur. Par la suite, un système de régulation de la luminosité installé dans le puits, lui permettra de fonctionner quand le L.H.C. atteindra sa luminosité maximale.

C.M.S. (Compact Muon Solenoid)

C.M.S. (Compact Muon Solenoid) [51] est un détecteur à but généraliste ; son intégration sera réalisée dans le puits de l'I.P.5 (cf. fig. 2.1). Il a été principalement optimisé pour un fonctionnement $p - p$ dans le but d'étudier :

- La physique du HIGGS en particulier à travers des canaux tels que $H \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow 2\gamma$.
 - ▷ A haute luminosité ($\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$), C.M.S. serait capable de découvrir le boson de HIGGS du modèle standard pour une masse comprise entre 85 et 700 GeV/c^2 (l'utilisation de canaux plus prolifiques permettrait de repousser la borne supérieure jusqu'à 1 TeV/c^2).
- Les modèles supersymétriques.
 - ▷ Dans le M.S.S.M., certains canaux permettront de couvrir la majeure partie restante du domaine autorisé dans le plan $(m_A, \tan \beta)$.
 - ▷ Les squarks et les gluinos pourront être détectés jusqu'à une masse de 2 TeV/c^2 et les sleptons jusqu'à 400 GeV/c^2 .
- La violation de CP dans le système du B .
 - ▷ Entre autres, deux des angles du triangle d'unitarité ainsi que le paramètre de mélange X_s pourront être mesurés.

Enfin, C.M.S. pourra également fonctionner en mode Noyau-Noyau et mesurer la suppression des résonances de la famille du Υ avec une bonne résolution en masse ($\sigma = 37 MeV/c^2$ à la masse du Υ).

TOTEM (TOTAl Elastic Measurement)

L'expérience TOTEM (TOTAl Elastic Measurement) [50] est dédiée à la mesure de la section efficace totale des processus diffractifs et de la diffusion élastique. Les détecteurs seront intégrés dans l'I.P.5 (cf. fig. 2.1), avec C.M.S..

La mesure de la section efficace totale sera assurée grâce à la détection simultanée des diffusions élastiques à petites impulsions de transfert et des processus inélastiques. A cet effet, TOTEM intégrera :

- Deux télescopes installés de part et d'autre du point d'interaction pour la détection des protons diffractés à très petits angles dans des processus élastiques et quasi-élastiques.
- Un détecteur de processus inélastiques placé à l'avant du point d'interaction ($3 < \eta < 7$).

La mesure des diffusions élastiques devrait être assurée pour une large plage en impulsion de transfert ($0.01 < t < 10 GeV$).

2.2 L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

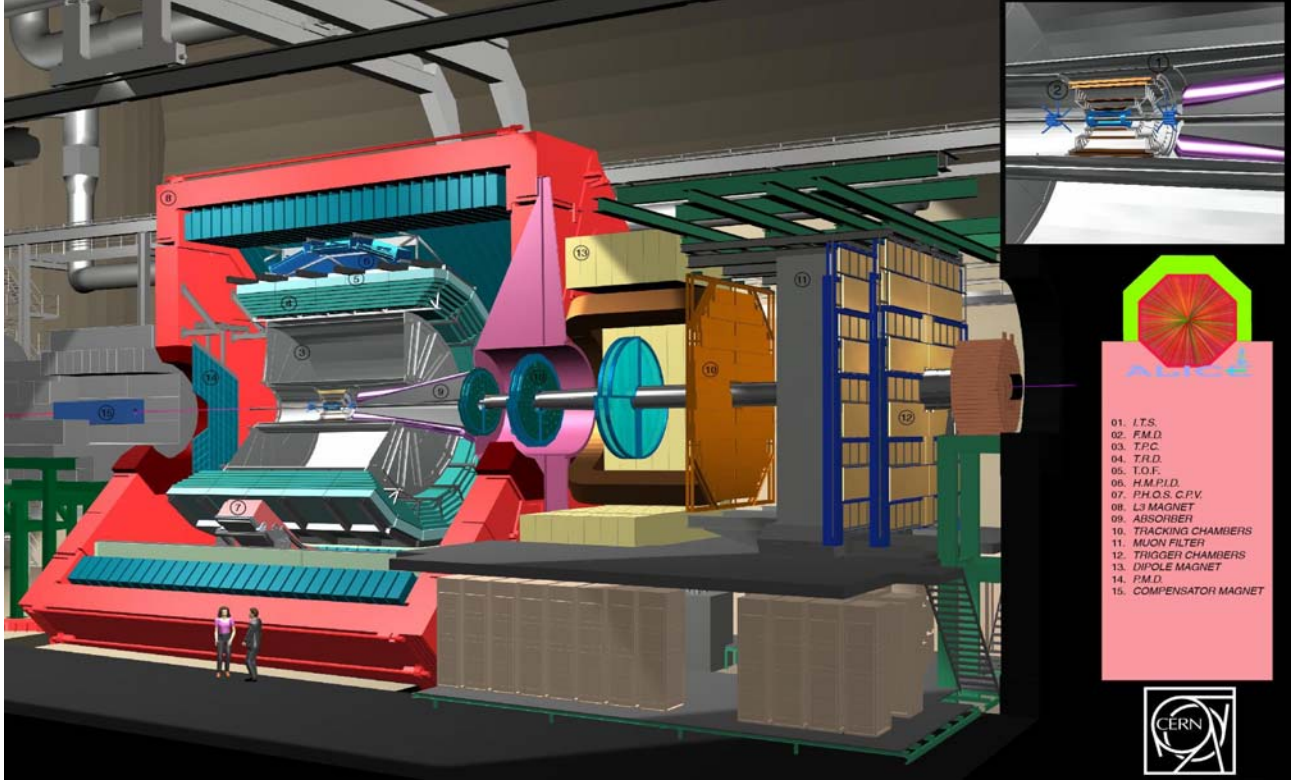


FIG. 2.2 – *Le détecteur ALICE*

L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [54, 55, 70] est l'expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes ; elle sera implantée dans l'ancien puits de l'expérience L3, dans l'I.P.2 (cf. fig. 2.1). Sa capacité à détecter la plupart des hadrons, leptons et photons permettra d'étudier un large champ de la physique nucléaire des ions lourds ultra-relativistes et d'accéder à la majeure partie des signatures prédites du plasma de quarks et de gluons.

En plus des collisions $Pb-Pb$, ALICE étudiera les collisions d'ions plus légers, pour lesquels la densité d'énergie atteinte sera plus faible. Enfin le fonctionnement en mode proton (aussi bien $p-p$ que $p-N$), permettra de fixer une référence et ouvrira un riche programme de physique $p-p$, complémentaire à ceux d'ATLAS, C.M.S. et L.H.C.b.

Le dispositif expérimental d'ALICE consiste en une partie centrale (cf. §2.2.1), un bras pour la physique des dimuons (cf. §2.2.2) et une série de détecteurs (cf. §2.2.3) permettant de mesurer les caractéristiques globales de la collision (centralité, paramètre d'impact...) et d'effectuer une sélection sur ces variables.

2.2.1 La partie centrale d'ALICE

La partie centrale d'ALICE ou "barrel" [56]-[62] est très compacte et s'organise autour du vertex de l'interaction primaire de manière à couvrir une large acceptance (2π en φ et $|\eta| < 0.9$). Elle permettra d'obtenir des informations sur la topologie de la collision (vertex, centralité, trajectographie...) et de mesurer les productions de chargés et de photons.

2.2.1.1 L'aimant L3

Toute la partie centrale du détecteur baigne dans le champ électromagnétique solénoïdal de l'aimant L3. Cet aimant de 5 m de rayon et de 12 m de longueur fournit un champ maximal de 0.5 T. Il permet, grâce à l'ensemble du système de trajectographie de la partie centrale, une identification des particules chargées de $P_{\perp} > 100 \text{ MeV}/c$.

2.2.1.2 L' I.T.S. (Inner Tracking System)

Le système interne de trajectographie ou I.T.S. (Inner Tracking System) est un détecteur cylindrique de $0,7 \text{ m}^3$ de volume, situé tout près du vertex de l'interaction primaire.

Rôle : l'I.T.S. permettra essentiellement de :

- déterminer précisément le vertex primaire ;
- déterminer les vertex secondaires de désintégration des mésons lourds (D, B), des hypérons (Λ, Ξ, Ω) et des K_S^0 ;
- reconstruire les traces de particules de basse impulsion ($P_{\perp} < 100 \text{ MeV}/c$), n'atteignant pas la T.P.C. (cf. §2.2.1.3) ;
- améliorer la résolution sur les traces de haute impulsion lorsqu'on l'associe à la T.P.C..

Description : l'I.T.S. étant situé au plus près du point d'interaction, il doit être capable de travailler avec une grande densité de traces. Il est constitué d'un ensemble de six détecteurs cylindriques gigognes utilisant 3 types de technologies différents. On trouve, en partant de l'axe du faisceau :

- 2 couches de détecteurs silicium à pixels ou S.P.D. (Silicon Pixel Detector). Ces couches sont localisées respectivement à $r = 4(7) \text{ cm}$ et $z = \pm 14.1(14.1) \text{ cm}$
- 2 couches de détecteurs silicium à dérive ou S.D.D. (Silicon Drift Detector). Ces couches sont situées respectivement à $r = 14.9(23.8) \text{ cm}$ et $z = \pm 22.2(29.7) \text{ cm}$
- 2 couches de détecteurs silicium à micro-pistes ou S.S.D. (Silicon Strip Detector), occupent une position cruciale dans la connexion des traces avec celles de la T.P.C.. Ces couches sont situées respectivement à $r = 39.1(43.6) \text{ cm}$ et $z = \pm 45.1(50.8) \text{ cm}$.

L'utilisation de ces trois technologies permet l'obtention de très bonnes résolutions simple et double traces, en particulier pour les couches les plus proches du point d'interaction (cf. tableau 2.2).

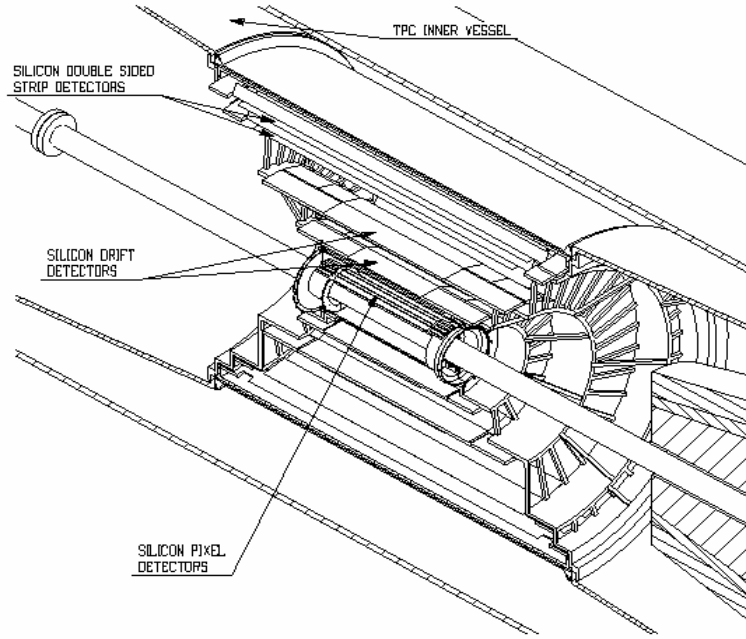


FIG. 2.3 – Schéma de l'ITS.

Décteur	Simple Trace		Double Trace	
	$\sigma_{r-\varphi}(\mu m)$	$\sigma_z(\mu m)$	$\sigma_{r-\varphi}(\mu m)$	$\sigma_z(\mu m)$
SPD	12	100	100	850
SDD	38	28	200	600
SSD	20	830	300	2400

TAB. 2.2 – Résolutions spatiales simple et double traces pour les trois différentes technologies de détecteurs silicium de l'ITS..

2.2.1.3 La T.P.C. (Time Projection Chamber)

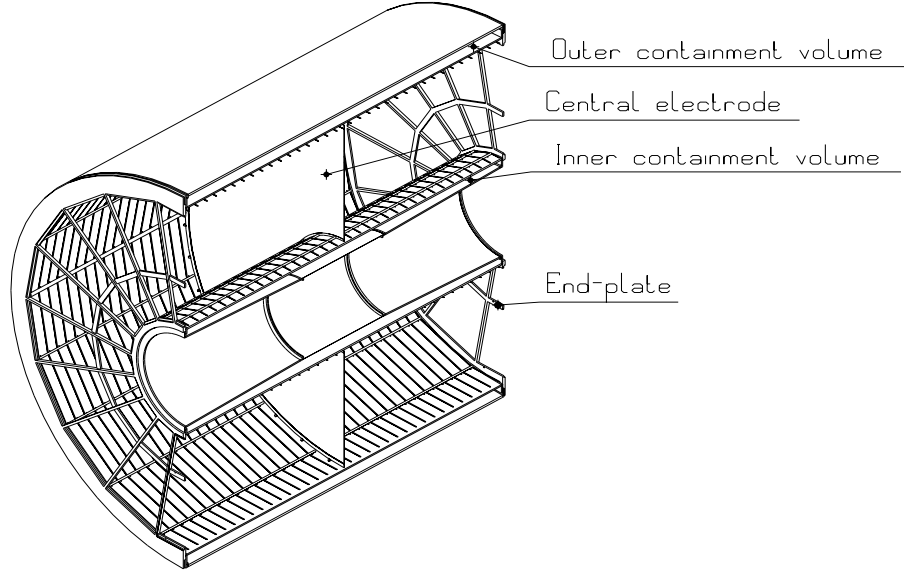


FIG. 2.4 – Schéma de la T.P.C. de A.L.I.C.E

La chambre à projection temporelle ou T.P.C. (Time Projection Chamber), constitue la partie principale du baril et représente la partie essentielle du système de trajectographie de la partie centrale. Elle couvre une large acceptance ($|\eta| < 0.9$) et permet la détection des particules chargées.

Rôle : la T.P.C. a pour buts principaux :

- la reconstruction des traces,
- la mesure des impulsions (P/z),
- l'identification des particules par (dE/dx , P/z).

Description : la T.P.C. consiste en un cylindre de 5 m de longueur. Son rayon interne ($\sim 0.8\text{ m}$) a été choisi de façon à avoir en surface une densité maximale de $0.1 - 0.2\text{ particules/cm}^2$, son rayon externe ($\sim 2.5\text{ m}$) afin de permettre une résolution en dE/dx inférieure à 10% pour les électrons dans l'environnement des collisions $Pb - Pb$. Le gaz envisagé est un mélange Ne/CO_2 (90%/10%) ; il a été optimisé pour réduire le temps de dérive, les diffusions multiples et la longueur de radiation, et pour limiter le vieillissement du détecteur. Le champ appliqué (400 V/cm) donne un temps de dérive de $88\text{ }\mu\text{s}$ sur les 2.5 m de longueur, ce qui fait de la T.P.C. le détecteur le plus lent de l'expérience ALICE.

Les plans de lecture par “pads” se trouvent à chacune des deux extrémités ouvertes du détecteur. Elles sont constituées de 18 secteurs trapézoïdaux sur lesquels sont répartis les “pads” de différentes tailles (de 0.3 cm^2 pour les plus internes à 0.9 cm^2 pour les plus externes).

Etant donnée la grande multiplicité de traces attendue (un maximum de 20000 traces par événement), la granularité doit être de l'ordre de 570 000 "pads", ce qui permet d'atteindre, au niveau du cylindre interne (externe), une résolution sur la position de 1100 (800) μm en $r\phi$ et 1250 (1100) μm en z .

2.2.1.4 Le T.R.D. (Transition Radiation Detector)

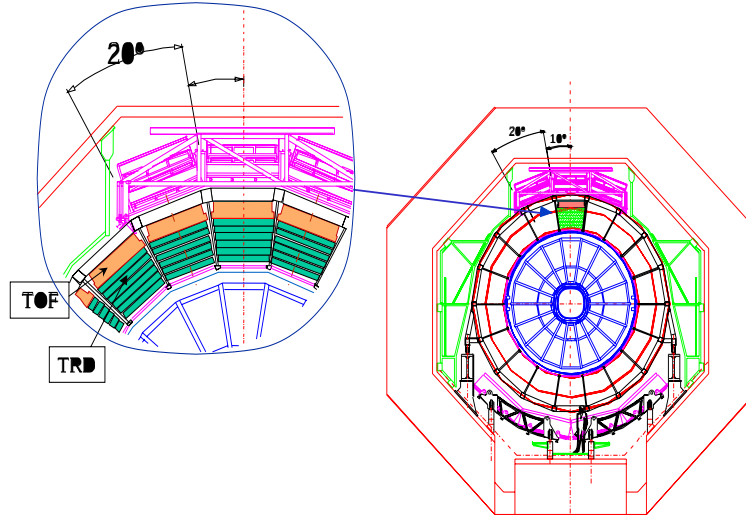


FIG. 2.5 – Emplacement des détecteurs T.O.F. et T.R.D..

Le détecteur de rayonnement de transition ou T.R.D. (Transition Radiation Detector) est situé entre la T.P.C. et le T.O.F. (cf. §2.2.1.3 et §2.2.1.5). Il a été proposé pour la physique des diélectrons. Ainsi il permettra, avec le spectromètre dimuons, de couvrir l'ensemble des signatures en dileptons.

Rôle : le but principal de ce détecteur est l'identification des électrons de $P > 1 \text{ GeV}/c$.

La conjonction des informations du T.R.D. avec celles de la T.P.C. et de l'I.T.S. permettra l'étude de :

- la production de mésons vecteurs,
- la désintégration semi-leptonique des hadrons charmés ou beaux.

Description : il s'agit d'un tonneau de 2.9 m de rayon interne et 3.7 m de rayon externe pour une longueur totale de 7 m. Sa couverture en pseudo-rapacité est la même que celle de la T.P.C. ($|\eta| < 0.9$). Il consiste en un empilement de 6 couches de détecteurs, segmentées en 18 secteurs

azimuthaux, eux-même subdivisés en 5 dans la direction longitudinale (cf. fig. 2.5). Ces 540 modules individuels couvrent une surface active de 750 m^2 .

Chaque module est constitué (cf. fig. 2.6) d'un matériau radiateur de 4.8 cm d'épaisseur, d'une chambre proportionnelle multi-fils (T.E.C.) et d'un plan de lecture segmenté. Seuls les électrons ayant un facteur de lorentz $\gamma > 1000$ ($P > 0.5\text{ GeV}/c$) produisent, dans le radiateur, un rayonnement de transition qui sera absorbé dans la chambre à dérive. Ainsi, observer le signal induit sur les "pads" de lecture en fonction du temps de "drift" permet à la fois l'identification des électrons et la détermination de la position de passage de la particule. La chambre fonctionne avec un mélange Xe/CO_2 (85%/15%) et un champ de "drift" de $700\text{ V}/\text{cm}$.

La résolution spatiale obtenue à $1\text{ GeV}/c$ est de $400(600)\mu\text{m}$ en $r\phi$ pour une basse (haute) multiplicité.

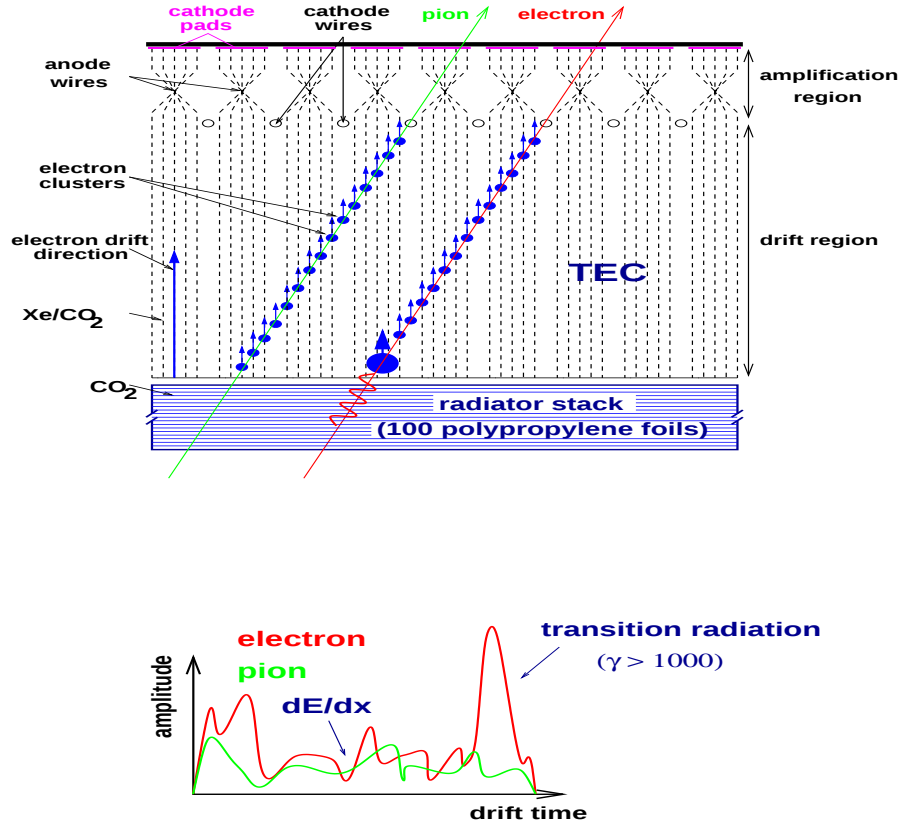


FIG. 2.6 – Schéma de principe du T.R.D.

2.2.1.5 Le T.O.F. (Time Of Flight)

Rôle : le T.O.F. (Time Of Flight) mesure le temps de vol des particules. Associé à la T.P.C. et l'I.T.S. (cf. §2.2.1.2 et §2.2.1.3), il permettra d'obtenir une identification événement par événement des pions, kaons et protons pour des impulsions comprises entre 0.2 et $2.5\text{ GeV}/c$.

De plus, à un niveau inclusif, l'identification des kaons permettra l'étude de divers spectres de masse en particulier l'étude de la production des résonances ϕ et du charme ouvert.

Description : le T.O.F. est un détecteur cylindrique de 3.70 (3.99) m de rayon interne (externe) et de 7.45 m de longueur. Il couvre une surface active de $141 m^2$ et le même intervalle de pseudo-rapacité que la T.P.C. ($|\eta| < 0.9$). Des détecteurs de type M.R.P.C. (Multigap Resistive Plate Chamber) ont été choisis, principalement en raison de leur très bonne résolution temporelle. En effet, le champ électrique est homogène sur tout le volume gazeux ; toute ionisation engendrée par le passage d'une particule générera immédiatement un phénomène d'avalanche ; et il n'y a, pour ainsi dire, pas de temps de dérive associé au mouvement des électrons. Les principaux avantages des M.R.P.C., par rapport aux compteurs PESTOV ou aux P.P.C. (Parallel plate chamber), résident, entre autres, dans leur capacité à opérer à pression atmosphérique et dans leur faible coût. Le gaz utilisé est un mélange de $C_2H_2F_4$ / $i-C_4H_{10}$ / SF_6 (90%/5%/5%).

Le T.O.F. a une structure modulaire formée de 18 secteurs en φ et 5 modules dans la direction du faisceau (soit un total de 90 modules, et ~ 160000 "pad" de lecture). Notons également que, pour éviter les zones mortes, les strips adjacentes se recouvrent à l'intérieur d'un module de telle manière que les bords de la partie active d'un "pad" soient alignés avec ceux de sa voisine.

2.2.1.6 Le H.M.P.I.D. (High Momentum Particle Identification Detector)

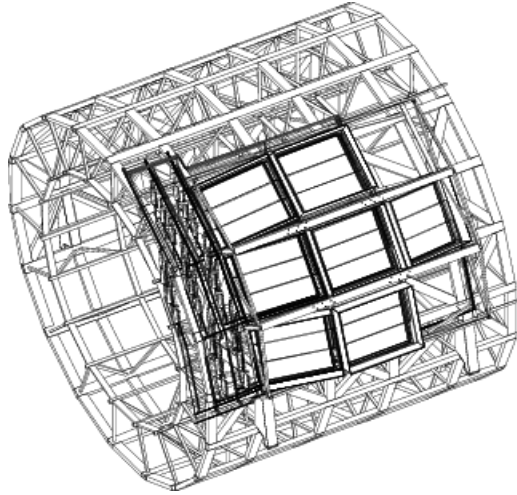


FIG. 2.7 – Vue 3-D du H.M.P.I.D.

Rôle : le H.M.P.I.D. est dédié à l'identification des particules dans un domaine d'impulsion supérieur à celui des autres détecteurs (I.T.S. , T.P.C. et T.O.F. (cf. §2.2.1.2, §2.2.1.3 et §2.2.1.3)). Il a été optimisé pour pouvoir réaliser une identification π/K et K/p jusqu'à des impulsions de 3 GeV/c et 5 GeV/c respectivement.

Description : il est constitué d'un seul bras de détecteurs couvrant un angle azimuthal de 57.61° et le domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0.6$. De manière à limiter la densité de particules à laquelle il sera soumis, le H.M.P.I.D. est disposé à 5m du point d'interaction, en haut du "barrel" d'ALICE.

Pour atteindre la résolution désirée dans un environnement de radiation tel que celui d'ALICE et à un prix raisonnable, il a été décidé d'utiliser la technique R.I.C.H. d'imagerie par effet Cherenkov (Ring Imaging Cherenkov).

Il consiste en un ensemble de 7 modules de détecteurs R.I.C.H. de $1.3 \times 1.3 \text{ m}^2$. Le cône de lumière Cherenkov est produit dans un radiateur de C_6F_{14} liquide ($\beta_{min} = 0.77$) puis s'étend en traversant un volume de méthane pour être finalement détecté sur la photo-cathode segmentée d'une chambre à fils (M.W.P.C. ou Multi Wire Proportional Chamber). (cf. fig. 2.8).

Un tel détecteur, permet d'obtenir des anneaux de 10 à 15 cm de rayon pour des particules de $\beta = 1$. L'angle Cherenkov peut être mesuré avec une précision de quelques mRad ce qui est suffisant pour pouvoir distinguer les π , les K et les p dans l'intervalle d'impulsion considéré. Enfin, la granularité choisie (161280 voies de lecture pour une surface active de 10 m^2) permet d'atteindre une bonne résolution spatiale et une haute efficacité d'identification des "multi-hits".

2.2.1.7 Le PHOS (PHOton Spectrometer)

Rôle : le spectromètre à photons a pour tâche de mesurer les photons d'énergie comprise entre 0.5 et 10 GeV provenant de la partie centrale d'ALICE. Il permettra :

- l'étude du Q.G.P. via la mesure des photons directs (10 à 15% du nombre total de photons) ;
- la mesure du "jet quenching" comme signature du déconfinement en étudiant la production des π^0 et $|\eta|$ de grande impulsion à travers des processus tels que $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ et $\eta \rightarrow 2\gamma$;
- de signer la restauration de la symétrie chirale en étudiant les fluctuations événement par événement du nombre de photons par rapport au nombre de chargés.

Description : le détecteur PHOS est constitué d'un seul bras situé en bas du "barrel", à une distance de 4.6 m du point d'interaction. Il couvre un angle azimuthal de 100° et l'intervalle en pseudo-rapacité $|\eta| < 0.12$.

Il est segmenté en 5 modules comprenant chacun 3584 voies de détection. Les modules sont assemblés à partir de blocks de détecteurs appelés "crystal strip units" comprenant chacun 8 unités de détection. Chaque unité est faite d'un cristal de tungstate de plomb ($PbWO_4$) de $22 \times 22 \times 180 \text{ mm}^2$ couplé à un photodétecteur de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ de surface active.

Un calorimètre électromagnétique de grande taille ou E.M.Cal. pourrait également venir compléter le PHOS. Il permettrait ainsi d'augmenter considérablement la capacité d'ALICE à étudier les photons et les "jets" de haut $P_\perp$.

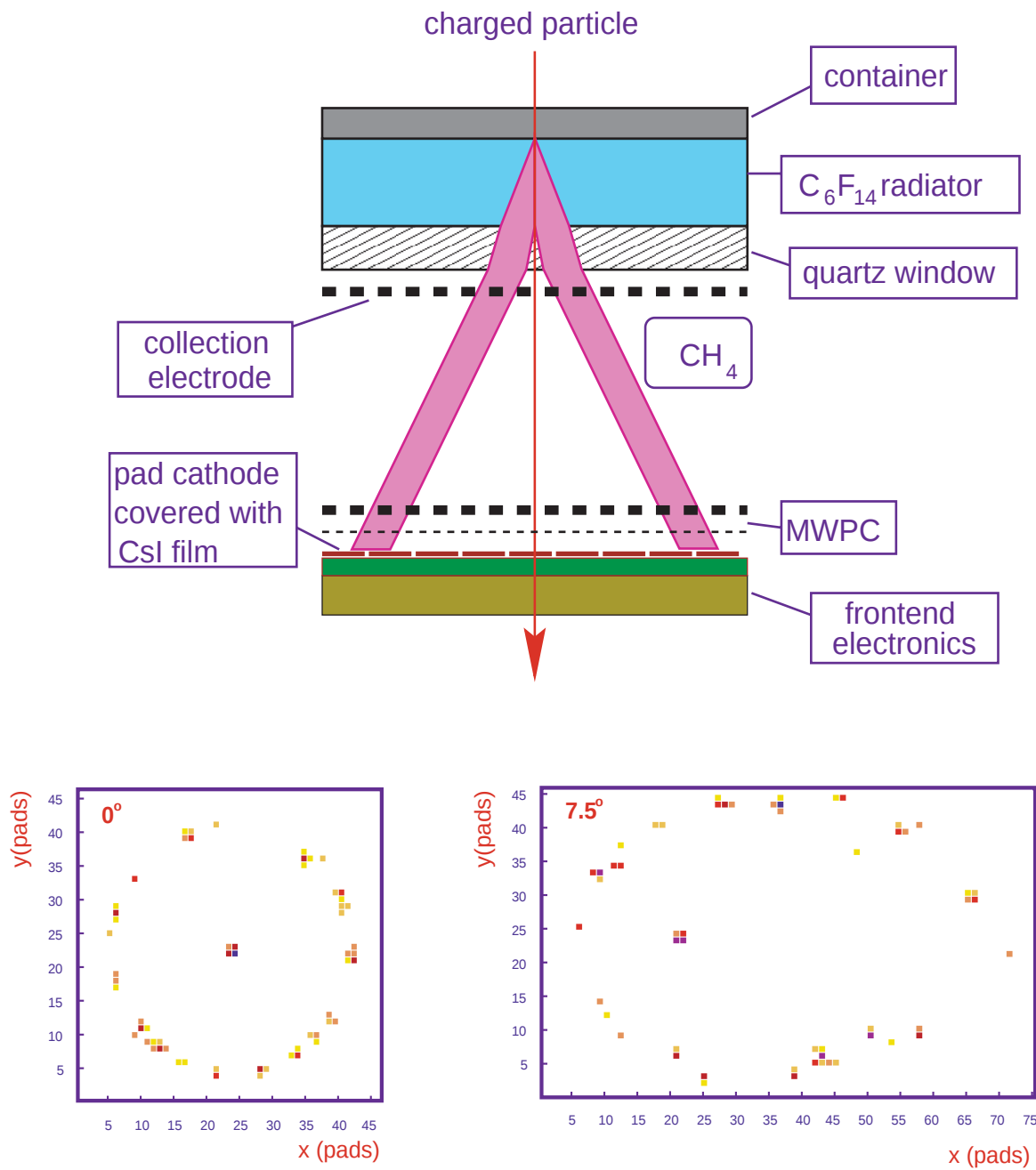


FIG. 2.8 – Schéma de principe du H.M.P.I.D.

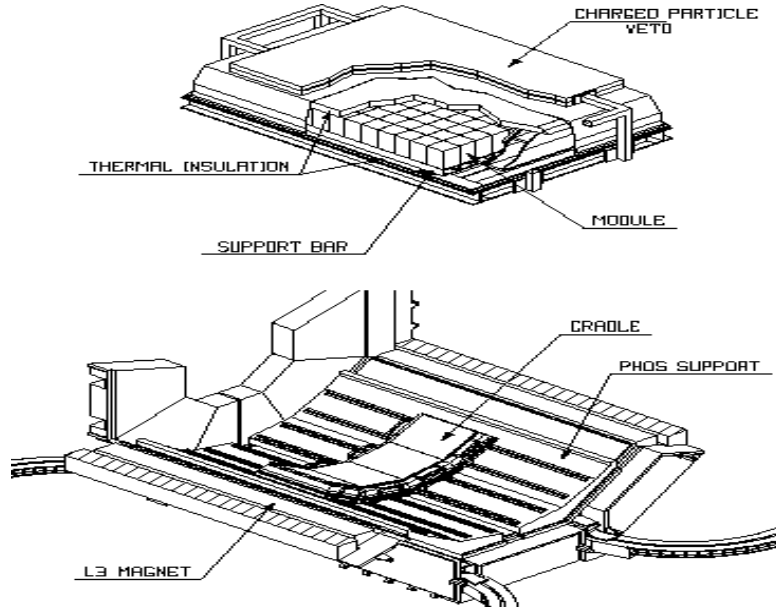


FIG. 2.9 – Schéma du détecteur PHOS. Seulement 4 des 5 modules sont montrés.

2.2.2 Le spectromètre dimuons

2.2.2.1 Introduction

Le spectromètre dimuons [66, 68, 69] complète la partie centrale en donnant à ALICE la possibilité d'étudier la production des résonances de quarks lourds (principalement les familles du J/Ψ et du Υ) via leur désintégration muonique. Ces mesures sont d'un grand intérêt pour la physique des collisions d'ions lourds ultra relativistes. En effet les muons sont insensibles à l'interaction forte et donnent donc directement des informations sur la phase chaude de la collision ; ils constituent une sonde dure de la matière nucléaire. De plus, grâce aux informations de détecteurs tels que le Z.D.C., le P.M.D. ou l'I.T.S. (cf. §2.2.3.1, §2.2.3.2 et §2.2.1.2), ALICE pourra comparer directement les taux de production des différentes résonances, à différentes impulsions transverses et en fonction de la centralité. Enfin, une étude des coïncidences $e-\mu$ sera possible en utilisant conjointement les données issues du T.R.D. (cf. §2.2.1.4) et du spectromètre dimuons.

Ce sous-ensemble d'ALICE a été conçu de façon à satisfaire les critères suivants.

- Avoir une grande acceptance jusqu'à bas $P_{\perp}$ des dimuons.
- Obtenir une résolution de 70(100) MeV/c^2 pour la région de masse 3(10) GeV/c^2 , ce qui permet de séparer les J/Ψ des Ψ' (les différents Υ).
- Arriver à un taux de déclenchement inférieur au maximum accepté par le système d'acquisition ou DaQ..
- Permettre le fonctionnement en mode $p-A$ et $p-p$ en plus du mode $A-A$.

En raison de la nécessité de réduire le flux de hadrons, ce qui est réalisé en disposant de

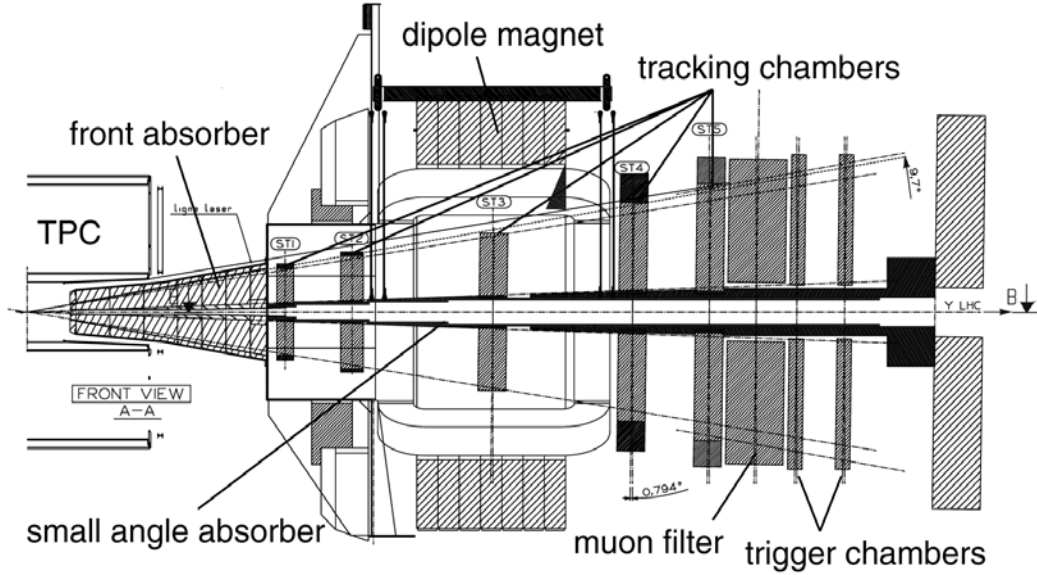


FIG. 2.10 – Le spectromètre dimuons.

grandes quantités de matériaux absorbants (cf. §2.2.2.2), seuls les muons d'impulsion $P > 4 \text{ GeV}/c$ pourront être détectés. La mesure des résonances de quarks charmés jusqu'à bas $P_{\perp}$ sera donc uniquement possible dans les régions de grande pseudo-rapacité. De plus, en raison des plus grandes impulsions des hadrons émis à petits angles, et de leur plus faible probabilité de désintégration associée, le taux de bruit de fond attendu dans cette région est plus faible. Le spectromètre dimuons doit donc prendre la forme d'un bras installé à petit angle. Il couvrira l'acceptance $2^{\circ} < \theta < 9^{\circ}$ ($2.5 < \eta < 4.0$) et s'étendra jusqu'à 20 m en amont du vertex.

Le spectromètre dimuons (cf. fig. 2.10) se compose donc :

- d'un jeu de 3 absorbeurs visant à réduire la pollution du signal engendrée par les hadrons et photons en provenance du vertex et par les interactions gaz-faisceau ;
- d'un système de trajectographie ("Tracking") formé d'un ensemble de 5 stations organisées de part et d'autre d'un aimant dipolaire ;
- d'un système de déclenchement ("Trigger") constitué de 2 stations situées après le dernier absorbeur.

Chacun de ces 3 éléments a été conçu de manière à supporter la haute multiplicité prévue par les simulations HIJING avec un facteur 2 de sécurité. Enfin, l'utilisation du V0 (cf. §2.2.3.5) permettra de réduire grandement le taux des déclenchements induits par les interactions gaz-faisceau (surtout en mode p-p).

2.2.2.2 Les absorbeurs

Lors d'une collision d'ions lourds, un grand nombre de particules sont produites. Pour limiter le bruit de fond et le taux d'occupation des chambres dans le bras dimuons, il est nécessaire de

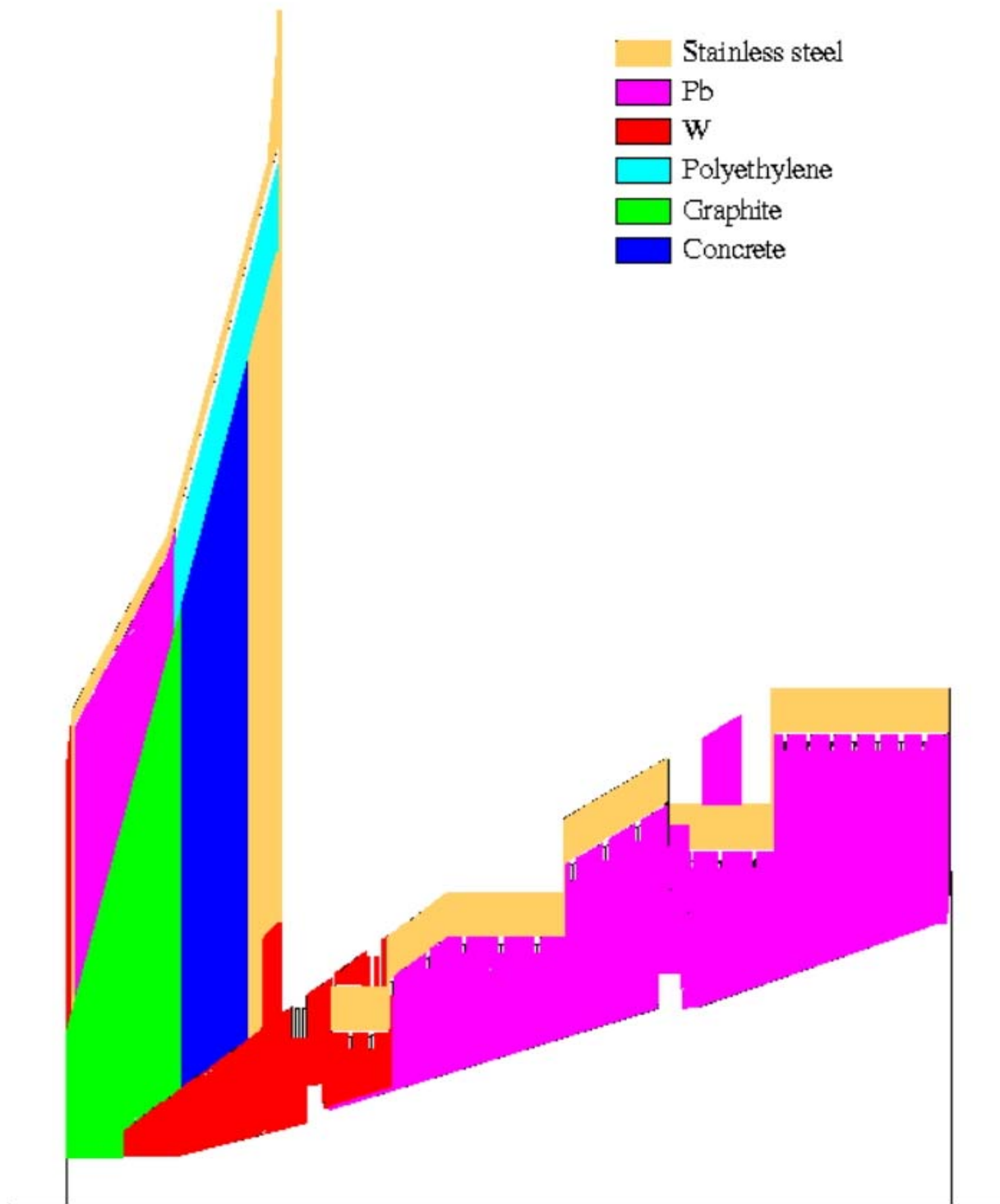


FIG. 2.11 – *Vue en coupe de l'absorbeur frontal et du blindage à géométrie ouverte du tube à vide.*

placer des absorbeurs. Ceux-ci doivent éliminer le plus possible de source de bruit sans dégrader la qualité du signal.

Pour accomplir cette tâche, le spectromètre dimuons dispose de 3 absorbeurs [69] :

- l'absorbeur frontal,
- le filtre à muons,
- le blindage du faisceau.

L'absorbeur frontal : il s'agit d'un cône couvrant l'acceptance du spectromètre, situé à 90 *cm* du vertex et mesurant environ 4.2 *m* de longueur (~ 10 longueurs d'interaction). Il a été optimisé dans le but de :

- supprimer le plus possible de photons et de hadrons provenant du vertex, en particulier les K et les π qui ont une forte probabilité de se désintégrer en muons et par conséquent d'augmenter le bruit de fond dans le spectromètre ;
- protéger les détecteurs de la partie centrale d'ALICE des secondaires produits dans l'absorbeur lui-même.

Il est principalement formé de carbone et de béton de manière à limiter la perte d'énergie et les diffusions multiples des muons et se termine par des couches de tungstène, de fer, de polyéthylène et de plomb (cf. fig. 2.11).

Notons enfin que, dans l'optique de protéger la T.P.C. du bruit de fond dû aux rétro-diffusions, le cône est plaqué d'une couche de plomb.

Le blindage du faisceau : pour limiter le bruit de fond provenant des particules produites durant la collision ou issues des interactions *gaz – faisceau*, un blindage supplémentaire est nécessaire. Il consiste en un absorbeur dense, placé à petit angle, constitué de tungstène, plomb et fer et gainant le tube à vide sur toute la longueur du bras dimuons (cf. fig. 2.11). Il est formé de 3 sections distinctes (SAA1 pour “Small Angle Absorber 1”, SAA2 et SAA3), de longueur environ 6.6, 5.25 et 1.15 *m* respectivement.

Ce blindage a une géométrie dite ouverte. Ceci permet d'éviter de faire interagir les particules émises à très petit angle ($4 < \eta < 8$) en reportant ces interactions dans une couche de béton située au fond du spectromètre (SAA3), après le “trigger” (non représenté sur la figure 2.11).

Le filtre à muons : le blindage du faisceau et l'absorbeur frontal permettent de protéger les chambres de trajectographie. Cependant un 3^{ème} absorbeur est nécessaire pour protéger les chambres du système de déclenchement. Il s'agit d'un mur de fer de 1.2 *m* d'épaisseur, placé à la suite des chambres de trajectographie, juste devant les chambres de “trigger”.

Un tel jeu d'absorbeur coupe également une partie des muons. Pour cette raison, les muons d'impulsion totale $P < 4 \text{ GeV}/c$ seront arrêtés dans les absorbeurs et ne pourront donc pas atteindre les chambres de “trigger”.

2.2.2.3 Le système de trajectographie

Le système de trajectographie du bras dimuons d'ALICE est composé d'un dipôle électromagnétique et de 5 stations de C.P.C. (Cathode Pad Chambers). Il a été optimisé de manière à :

- Pouvoir travailler dans un environnement de haute multiplicité.
 - ▷ Pour une collision centrale $Pb - Pb$, la densité de particules attendue atteint $5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$.
- Avoir une résolution spatiale maximale de $100 \mu\text{m}$.
 - ▷ Ceci est nécessaire pour obtenir une résolution en masse de $70(100) \text{ MeV}/c^2$ dans la région de masse du $J/\Psi(\Upsilon)$.

Le dipôle : le dipôle du spectromètre dimuons est un aimant chaud de 3 Tm de champ magnétique intégré ($B_{\text{max}} = 0.7 \text{ T}$). Centré à 9.9 m du point d'interaction, sa longueur est de 5 m et son acceptation angulaire est celle du spectromètre ($2^\circ - 9^\circ$).

La déviation des muons dans ce champ, se fait suivant l'axe vertical Y (les μ^+ sont déviés vers le haut). Le profil du champ est donné sur la figure 2.12.

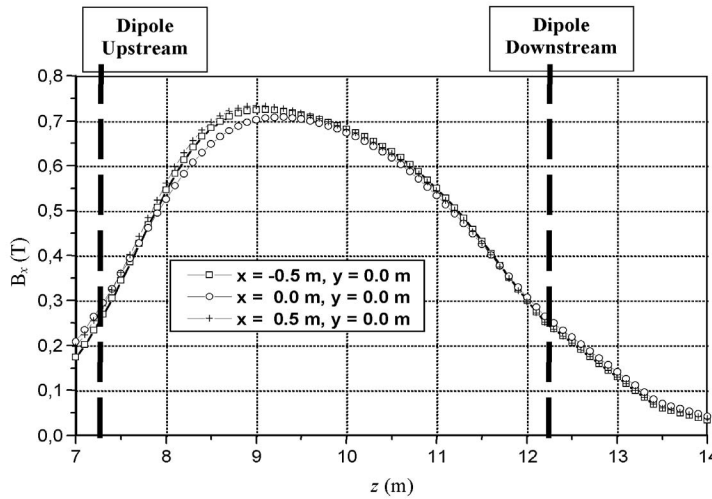


FIG. 2.12 – Profil du champ magnétique du dipôle dans la direction du faisceau pour différentes positions dans le plan (XY)

Les chambres de trajectographie : pour la détection des muons, le système de trajectographie utilise 5 stations de détecteurs à cathode segmentée ou C.P.C. (Cathode Pad Chambers). Les stations 3 à 5 sont constituées de détecteurs sous forme de lattes et les stations 1 et 2, de quadrants. Les différentes stations sont disposées de part et d'autre du dipôle (2 à l'avant, 2 à l'arrière et 1 à l'intérieur) et sont chacune composée de 2 plans de chambres. Chaque

Station n°	1	2	3	4	5
Position z (mm)	5400	6860	9824	12900	14241
dimensions des “pads” dans le plan de déviation (mm $\times$ mm)	4×6 , 4×12 , 4×24	4×7.5 , 4×15 , 4×30	5×25 , 5×50 , 5×100	5×25 , 5×50 , 5×100	5×25 , 5×50 , 5×100
densité maximum d’impacts (Pb – Pb central $\times 2$)(cm^{-2})	$5.0 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$0.7 \cdot 10^{-2}$	$0.5 \cdot 10^{-2}$	$0.6 \cdot 10^{-2}$

TAB. 2.3 – Résumé des principales caractéristiques des différentes C.P.C..

chambre permet d’avoir accès à la position de l’impact en 2 dimensions. La segmentation des chambres évolue avec la densité de particules attendue sur les stations (cf. tab. 2.3). Ainsi, la première station a une très grande segmentation alors que les stations suivantes ont besoin d’être moins segmentées pour arriver à une résolution spatiale comparable. De même, pour une même station, la taille des “pads” augmente au fur et à mesure que l’on s’éloigne de l’axe du faisceau.

Une C.P.C. (cf. fig. 2.13) consiste en trois plans (2 cathodes segmentées de part et d’autre d’un plan de fils anodiques). L’anode permet de créer une amplification par phénomène d’avalanche. La position de l’impact est alors reconstruite à partir des distributions de charge induite sur les deux plans de cathodes. Le gaz utilisé est un mélange $Ar + CO_2$ (80%+20%). Les segmentations choisies pour les plans de cathodes sont toutes de type “pads” mais leur forme et les matériaux utilisés diffèrent d’une station à l’autre. De même, l’espacement des fil anodiques et la taille de l’interstice entre les plans ne sont pas les mêmes pour les différentes stations.

La résolution spatiale obtenue est $\sim 70 \mu m$.

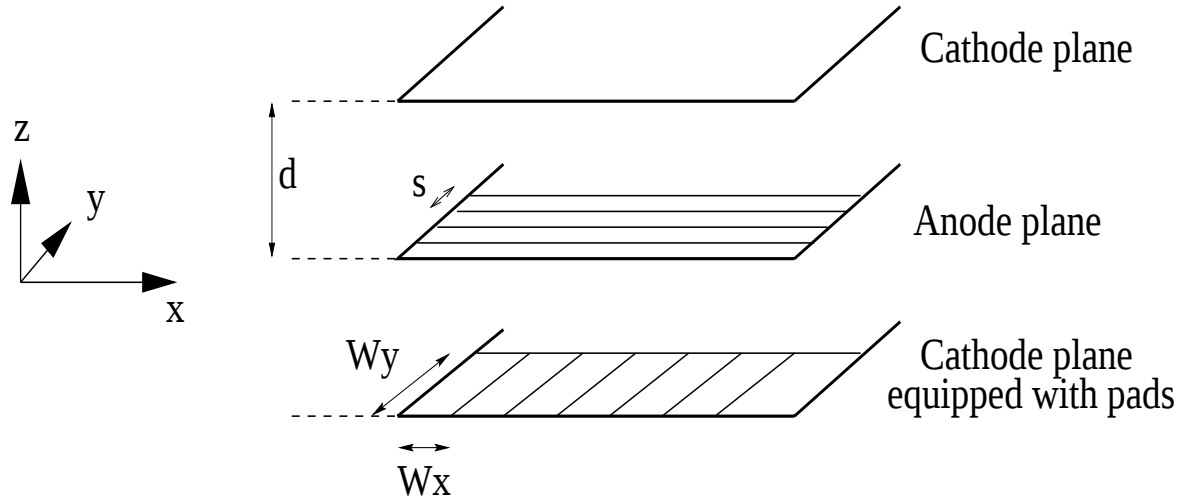


FIG. 2.13 – Schéma de principe d’une C.P.C..

2.2.2.4 Le système de déclenchement du spectromètre dimuons (“trigger”)

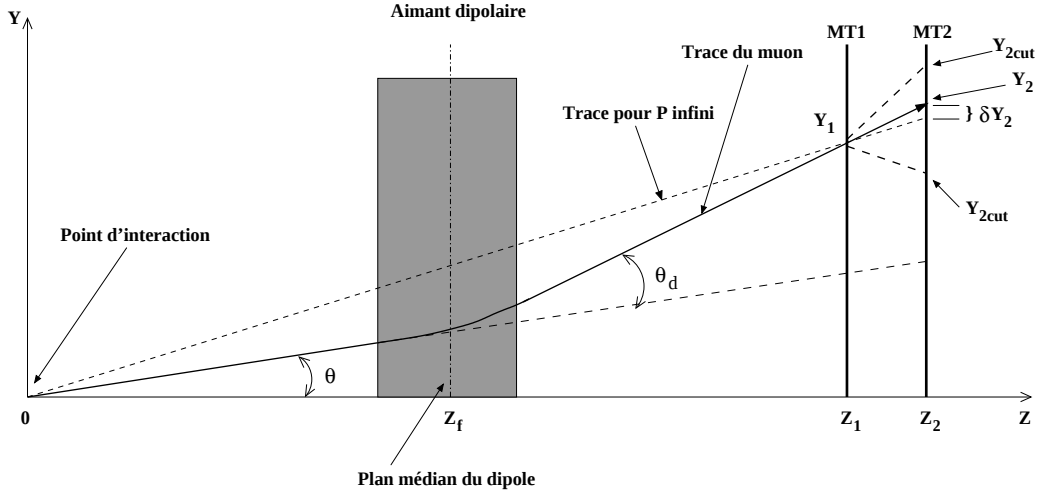


FIG. 2.14 – Schéma de principe du “trigger” du bras dimuons. Vue dans le plan de déviation $(Y; Z)$.

D’après une simulation HIJING, une collision $Pb - Pb$ centrale engendre 8 muons de bas $P_\perp$, issus de la désintégration de π et K , pouvant être détectés dans le spectromètre. Le signal étant attendu à plus haut $P_\perp$, un système de déclenchement a été développé. Une coupure en $P_\perp$ est appliquée à chaque muon ; le signal dimuon est signé si au moins deux traces tel que $P_\perp > \text{seuil fixe}$ ont été détectées. Deux seuils de coupures seront utilisés :

- une coupure à $\sim 1 \text{ GeV}/c$ (bas $P_\perp$) permettra l’étude des résonances J/Ψ ;
- une coupure à $\sim 2 \text{ GeV}/c$ (haut $P_\perp$) permettra l’étude des résonances Υ .

La sélection des muons se fait grâce à quatre plans de R.P.C. (Resistive Plate Chambers) regroupés en 2 stations (M.T.1 et M.T.2) situées respectivement à $z = 16.120 \text{ m}$ et 17.120 m . Une description plus détaillée du système de “trigger” sera faite dans le chapitre 3.

Principe du “trigger” dimuons : le principe du système de déclenchement du bras dimuons est schématisé sur la figure 2.14. Un muon issu du point d’interaction est dévié d’un angle θ_d par le champ magnétique puis détecté par les deux stations de “trigger” (M.T.1 et M.T.2) en Y_1 et Y_2 . Pour passer la coupure, un muon doit avoir une déviation δY_2 , par rapport à une trace rectiligne, inférieure à une limite fixée Y_{2cut} ; cette limite correspond à la déviation de muons de $P_\perp = P_{\perp \text{seuil}}$.

L’électronique de “trigger” : l’électronique de “trigger” dimuons est organisée en trois niveaux (local, régional et global). Le niveau local permet la reconstruction des traces à partir des informations de lecture des détecteurs. Il se compose de 234 cartes. Chaque carte de “trigger”

comprend une “Look Up Table” ou LUT qui associe à chaque triplet (position X sur la première station, position Y sur la première station, déviation entre les 2 stations) une réponse unique permettant de réaliser la coupure en $P_{\perp}$.

Les informations de ces cartes sont alors centralisées d’abord à un niveau régional (une carte de “trigger” régional collecte les informations issues de 16 cartes de “trigger” local au plus), puis au niveau global. Un signal de déclenchement dimuons est alors délivré par la carte de “trigger” global ~ 650 ns après la collision.

2.2.3 Autres détecteurs

Plusieurs détecteurs de dimensions plus modestes [63]-[65], localisés à petits angles, servent principalement à :

- obtenir des informations sur les caractéristiques globales des collisions telles que la centralité, le plan de réaction ou la multiplicité ;
- fournir des variables sur lesquelles des coupures peuvent être appliquées.

2.2.3.1 Les Z.D.C. (Zero Degree Calorimeters)

Rôle : Les calorimètres à zéro degré ou Z.D.C. (Zero Degree Calorimeters) sont chargés de mesurer l’énergie des spectateurs émis à petit angle afin d’estimer la centralité de la collision.

Le projet de Z.D.C. inclut également un calorimètre électromagnétique (ou Z.E.M.) pour améliorer la sélection en centralité dans ALICE. Il permettra de mesurer l’énergie des particules émises à l’avant, essentiellement les photons issus de π^0 .

Description : Les Z.D.C. sont situés à 116 m du point d’interaction, de part et d’autre de l’I.P.2, là où la distance entre les tubes à faisceau est assez grande (~ 8 cm) pour permettre l’installation d’un détecteur. A cette distance, les neutrons et protons spectateurs ont été séparés par les champs magnétiques du faisceau L.H.C.. On peut alors installer deux détecteurs dans le tube à vide dans lequel passe les deux faisceaux (cf. fig. 2.15) :

- l’un placé entre les deux tubes de faisceau pour la détection des neutrons ;
- l’autre excentré pour la détection des protons.

Notons également qu’un troisième calorimètre optionnel peut être ajouté pour la détection des particules chargées négativement.

La technique adoptée pour ces détecteurs est la calorimétrie par fibres de quartz. En traversant un matériau absorbeur dense (appelé matériau “passif”), les particules incidentes induisent une gerbe. La gerbe ainsi produite rayonne ensuite par effet Cherenkov dans les fibres de quartz (matériau “actif”) que l’on a insérées dans l’absorbeur. Le signal est directement recueilli par les fibres qui sont groupées en torons reliés à un photomultiplicateur. Ceci permet alors de segmenter les calorimètres en secteurs.

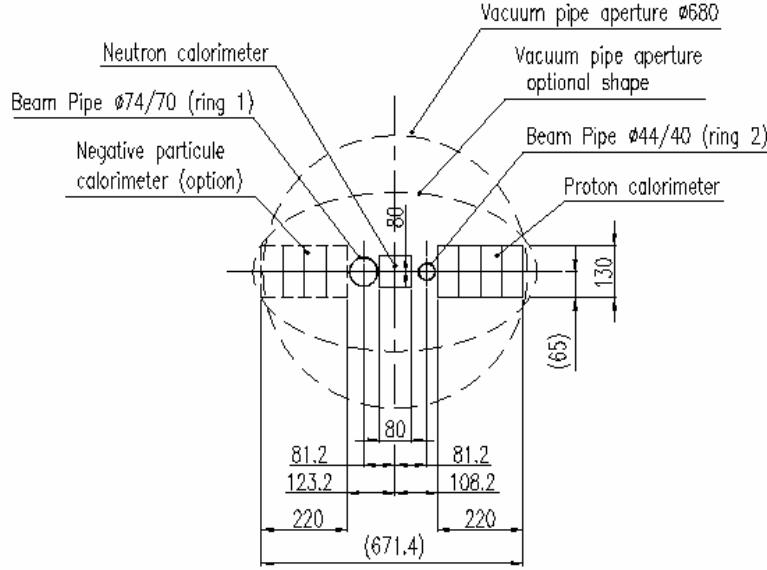


FIG. 2.15 – *Implantation des Z.D.C. dans le tube à vide. Actuellement, les 2 tubes à faisceau sont prévus pour être de la même taille ($\emptyset = 44/40$ mm).*

Cette technique de calorimétrie a l'avantage de résoudre les deux principaux problèmes posés pour la construction du Z.D.C. dans ALICE. Premièrement, à condition d'utiliser un absorbeur assez dense, ce type de détecteurs nécessite que peu de place (le calorimètre à neutrons, par exemple, ne doit pas dépasser 7 cm de largeur). Deuxièmement, les fibres de quartz sont très résistantes aux radiations ce qui est primordial dans un environnement tel que celui d'ALICE (on attend une dose de 10^4 Gy/jour pour des collisions $Pb - Pb$ à une luminosité de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

La résolution atteinte pour un nucléon de 2.76 TeV est de 8,3% pour les neutrons et 9.1% pour les protons ce qui permet d'obtenir une résolution sur le paramètre d'impact de l'ordre du fm.

	Z.D.C. (n)	Z.D.C. (p)	Z.E.M.
Position (m)	116.13	115.63	7
Volume (cm^3)	$7 \times 7 \times 100$	$20.8 \times 12 \times 150$	$7 \times 7 \times 21$
Absorbant	Tantale	Laiton	Plomb
Résolution (%)	8.3	9.1	1 (1.8)

TAB. 2.4 – *Caractéristiques des 2 Z.D.C. et du Z.E.M.. La résolution est donnée pour un nucléon de 2.76 TeV pour les 2 Z.D.C. et pour des collisions centrales (périphériques) pour le Z.E.M.*

Le calorimètre électromagnétique (Z.E.M.) utilise la même technique de détection que les Z.D.C.. Il comprend 2 détecteurs placés à 7 m avant le point d'interaction. Dans le T.D.R. [56], la position proposée était à 116 m du vertex primaire, juste en-dessus du Z.D.C. à neutrons.

Cette nouvelle position permet, en se plaçant avant les éléments magnétiques du L.H.C., d'avoir une meilleure acceptance et une meilleure corrélation entre le Z.E.M. et les Z.D.C.. La résolution en énergie obtenue pour des collisions centrales (périphériques), est $\frac{\delta E}{E} < 1\%$ ($\frac{\delta E}{E} < 1.8\%$).

Les caractéristiques des 3 types de calorimètres sont récapitulées dans le tableau 2.4.

2.2.3.2 Le P.M.D (Photon Multiplicity Detector)

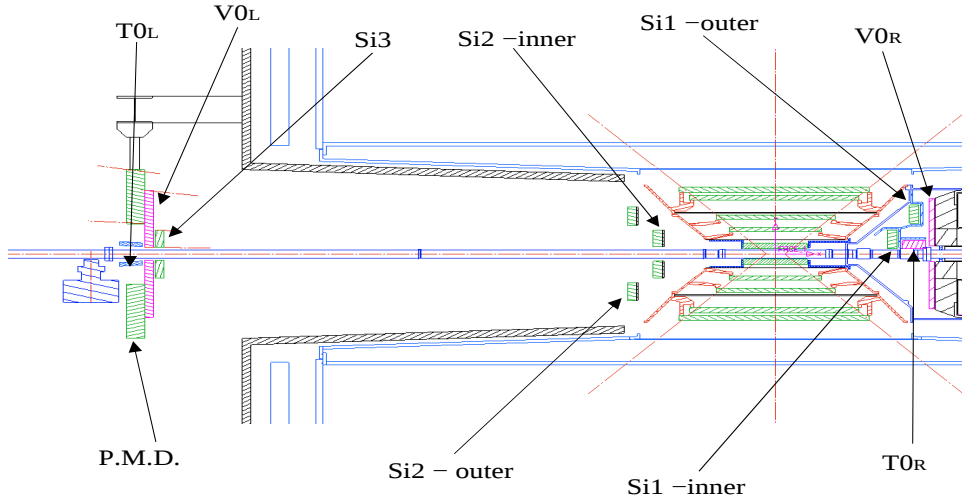


FIG. 2.16 – Localisation des détecteurs à grande rapidité : le P.M.D., les F.M.D. (Si1, Si2 et Si3), le V0 et le T0

Le détecteur de multiplicité de photons ou P.M.D. (Photon Multiplicity Detector) est installé à 3.6 m avant le point d'interaction. Il couvre l'intervalle en pseudo-rapacité $2.3 < \eta < 3.5$ (cf. fig. 2.16).

Rôle : Le P.M.D. d'ALICE est chargé de mesurer événement par événement la multiplicité et la distribution spatiale ($\eta - \varphi$) des photons. Ceci permettra d'obtenir des informations sur :

- les fluctuations événement par événement,
- le “flow”,
- la formation de condensats chiraux désorientés (D.C.C. pour Disoriented Chiral Condensate).

Il donnera également une estimation événement par événement :

- de l'énergie électromagnétique transverse,
- du plan de réaction.

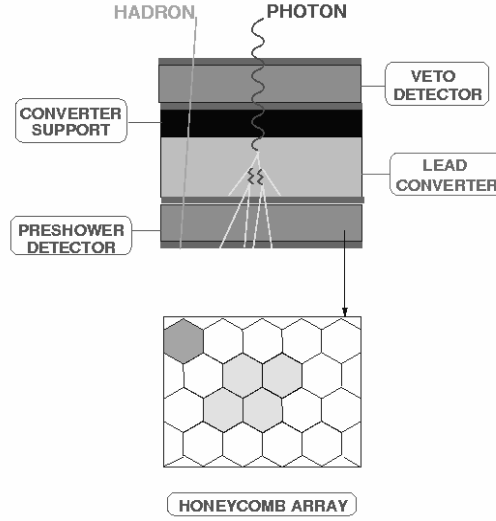


FIG. 2.17 – Schéma de principe de fonctionnement du P.M.D..

Description : La grande densité de particules attendue dans la région du P.M.D. ne permet pas l'utilisation de techniques calorimétriques. Il a donc été fait le choix d'utiliser un détecteur de "preshower" de très haute granularité. La détection se fait grâce à deux plans de détecteurs gazeux séparés par un convertisseur en plomb de 15 mm d'épaisseur ($3X_0$) (cf. fig. 2.17). Les détecteurs sont des chambres proportionnelles à structure en nid d'abeille comprenant $\sim 2.10^5$ cellules élémentaires et fonctionnant avec un mélange $Ar + CO_2$ (70% + 30%). Un photon traversant le dispositif, sera amené à produire une gerbe dans le convertisseur qui pourra être ensuite signée dans le détecteur de "preshower". Le détecteur veto permet d'éliminer les traces des particules chargées.

Le P.M.D. est segmenté en 4 supermodules rectangulaires disposés autour d'un trou de $22 \times 20 \text{ cm}^2$ permettant le passage du faisceau. Chacun de ces supermodules sont subdivisés en 6 modules.

L'efficacité de comptage des photons pour un tel détecteur est de 62%.

2.2.3.3 Le F.M.D. (Forward Multiplicity Detector)

Rôle : Le Détecteur de multiplicité ou F.M.D. (Forward Multiplicity Detector) a pour charge principale la mesure de la multiplicité de chargés. Il permettra alors :

- d'étudier les fluctuations événement par événement pour les études de "flow" ;
- de mesurer les distributions de chargés. Le F.M.D. complète ainsi l'I.T.S. (cf §2.2.1.2), pour permettre l'accès aux distributions de chargés.

En raison du temps de réponse assez élevé ($25 \mu s$), le F.M.D. ne pourra participer au "trigger" qu'au niveau LVL2.

Description : Ce détecteur, situé de part et d'autre du point d'interaction, autour du tube du faisceau, couvre les intervalles $-5.1 < \eta < -1.7$ et $1.7 < \eta < 3.4$ en pseudo-rapacité (cf. fig. 2.16). Il est constitué de 5 anneaux de détecteurs au silicium (2 en amont et 3 en aval du vertex primaire), de 2 types différents (interne et externe), formés respectivement de 20 et 40 secteurs selon φ . Chaque secteur est indépendant et est segmenté en 256 ou 128 "strips" ; le F.M.D. comporte donc un total de 256000 voies de lecture.

Les caractéristiques des différents anneaux du F.M.D. en termes de position, dimensions, segmentation et acceptance sont résumées dans le tableau 2.5.

Anneau		position	dimensions		Nombre de secteurs		couverture en η
		z (cm)	r_{int} (cm)	r_{ext} (cm)	selon φ	selon r	
SI1	Interne	65	4.2	17.2	20	256	$2.01 < \eta < 3.40$
	Externe	75	15.4	28.4	40	128	$1.70 < \eta < 2.29$
SI2	Interne	-85	4.2	17.2	20	256	$-3.68 < \eta < -2.28$
	Externe	-75	15.4	28.4	40	128	$-2.29 < \eta < -1.70$
SI3	Interne	-340	4.2	17.2	40	256	$-5.09 < \eta < -3.68$

TAB. 2.5 – *Position, dimensions, segmentation et couverture en pseudo-rapacité des différents anneaux du F.M.D..*

2.2.3.4 Le T0

Rôle : Le T0 a 3 fonctions principales :

- donner la date précise de la collision pour le détecteur T.O.F. (cf. §2.2.1.5) ;
- participer au système de déclenchement de niveau 0 et délivrer un signal de "pre-trigger" pour le T.R.D. grâce à la coïncidence des 2 sous-détecteurs (cf. §2.2.1.4) ;
- signer les collisions au vertex par rapport aux interactions gaz-faisceau.

Description : Le T0 est formé de 2 sous-détecteurs placés de part et d'autre du point d'interaction : le $T0_L$ (T0 Left) et le $T0_R$ (T0 Right) qui sont localisés respectivement à -350 cm et 70 cm du vertex (cf. fig. 2.16). Chaque sous-détecteur est un casier comprenant 12 compteurs Cherenkov fonctionnant avec un radiateur en quartz.

La résolution en temps du T0 est de ~ 50 ps, sa résolution sur la position du vertex est de l'ordre du cm et son efficacité est de $\sim 85 - 90\%$ pour des collisions $p - p$ et 100% pour des collisions ion-ion.

2.2.3.5 Le V0

Le détecteur V0 a été proposé en 2000 principalement pour affiner le système de déclenchement d'ALICE. Son Technical Design Report (T.R.D.) est en cours de rédaction.

Rôle : Les tâches que le V0 doit accomplir sont principalement :

- délivrer un signal de “trigger” à biais minimum ;
- délivrer un signal de centralité en mode $ion - ion$;
- valider le “trigger” dimuons en mode $p - p$.

Notons également que le V0, bien que non optimisé pour ce type d’application, permettra de contrôler la luminosité.

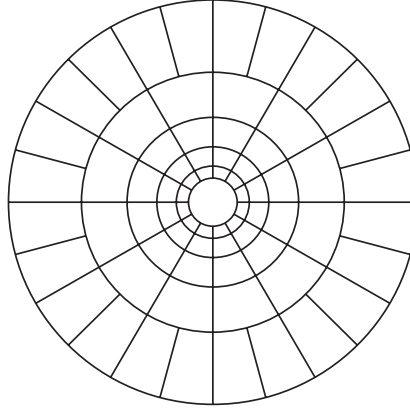


FIG. 2.18 – *Segmentation des détecteurs $V0_L$ et $V0_R$.*

Description : Le détecteur V0 est formé de deux casiers de détecteurs à scintillation, un de chaque côté du vertex. Comme indiqué sur la figure 2.16, le $V0_L$ (VO Left) est placé du côté opposé au spectromètre dimuons à 3.5 m du point d’interaction et le $V0_R$ (VO Right) de l’autre côté, à 90 cm du vertex, contre l’absorbeur frontal (cf. §2.2.2.2). Chacun des 2 hodoscopes ($V0_R$ et $V0_L$) consiste en un assemblage de 72 scintillateurs sur un disque de 45 cm ($V0_L$) et 35 cm ($V0_R$) de rayon avec un trou central de 8 cm de diamètre pour le passage du faisceau. Les compteurs sont disposés sur le disque de manière à former 5 anneaux concentriques ayant les couvertures angulaires données dans le tableau 2.6. Chacun de ces anneaux est lui-même subdivisé en 12(24) secteurs suivant φ pour les 4 premiers (le dernier) anneau(x) (cf. fig. 2.18).

Des simulations du V0 ont été réalisées pour des collisions $p - p$ à biais minimum pour $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et sans tenir compte des interactions $faisceau - gaz$. Elles prévoient une efficacité de déclenchement de l’ordre de 85% dans l’environnement d’ALICE. Lorsque l’on utilise un seul des deux détecteurs, un gain en efficacité de 5% est observé ; cependant, un tel mode de fonctionnement n’est pas envisageable en raison de la grande contribution attendue des interactions $faisceau - gaz$ au bruit de fond. En mode $Pb - Pb$, cette efficacité atteint quasiment 100%.

Des simulations du bruit de fond issu des collisions $faisceau - gaz$ en mode $p - p$ ont aussi montré que, si l’on impose une multiplicité non nulle dans le $V0_R$, le taux de déclenchement dimuons est drastiquement réduit [68].

Anneau	$V0_L$	$V0_R$
	η_{max}/η_{min}	η_{max}/η_{min}
1	-5.1/-4.6	3.8/3.4
2	-4.6/-4.2	3.4/2.9
3	-4.2/-3.7	2.9/2.5
4	-3.7/-3.2	2.5/2.1
5	-3.2/-2.8	2.1/1.7

TAB. 2.6 – Couverture angulaire des différents anneaux des $V0_{L/R}$. Les 3 premiers couvrent l'acceptance du spectromètre dimuons.

2.2.4 Le système de déclenchement d'ALICE (“trigger”)

Le “trigger” de l'expérience ALICE permet la sélection des événements physiquement intéressants, à une vitesse ajustable aux exigences physiques et à la bande passante de la DaQ. A l'entrée, le système recueille les différents signaux de “trigger” envoyés par les détecteurs impliqués (“trigger” dimuons, T.R.D., V0 ...). Un processeur, le C.T.P. (Central Trigger Processor), est alors chargé de traiter ces informations et de renvoyer d'éventuels signaux de déclenchement aux divers détecteurs.

Pour satisfaire les contraintes imposées par certains détecteurs², la partie “rapide” du “trigger” doit être séparée en deux niveaux :

- un signal de niveau L0 de latence $1.2 \mu s$; certains détecteurs de “trigger” ne seront pas assez rapide pour être intégrés au niveau L0 ;
- un signal de niveau L1 de latence $6.5 \mu s$.

Une autre contrainte importante, imposée par l'environnement ALICE, est que les hautes multiplicités attendues rendent les événements contenant plusieurs collisions centrales non reconstituables. Pour cette raison, une protection “passé-futur” est nécessaire afin d'éviter l'empilement des données. Ceci est pris en compte au niveau L2 dont la latence est de $88 \mu s$.

Le “trigger” d'ALICE permet le déclenchement sélectif des détecteurs ainsi qu'une adaptabilité à la nature des faisceaux et à la vitesse des différents détecteurs. Pour intégrer cette souplesse, il est organisé en 50 classes. Une classe de “trigger” est défini par l'association de 4 informations :

- une condition logique s'appliquant sur un jeu de signaux d'entrée provenant des divers détecteurs impliqués dans le “trigger” (“trigger” dimuons, T.R.D., PHOS ...) ; il existe 50 signaux d'entrée différents (24 de niveau L0, 20 de niveau L1 et 6 de niveau L2) ;
- une liste ou “cluster” de détecteurs à solliciter pour la prise de données ; au maximum, 6 “clusters” peuvent être définis ;

2. Les chambres de trajectographie du bras dimuons ont une électronique qui requiert la réception d'un signal de “strobe” ayant une latence maximale de $1.2 \mu s$ et dont la fréquence limite est de quelques kHz . Ceci permet une limitation des temps morts.

- la durée de la protection “passé-futur” (qui dépend directement du jeu de détecteur mis en jeu).
- un facteur d'échelle permettant de réduire éventuellement la fréquence des “trigger”.

Le temps imparti au C.T.P. pour générer des signaux de “trigger” pour chaque “cluster” est court ($< 100\text{ ns}$). Pour cette raison, les données de “trigger” sont réduites au minimum. Un enregistrement “trigger” se compose de plusieurs types de données :

- Les données concernant l'événement :
 - ▷ L'identificateur de l'événement (numéro de paquet et d'orbite).
 - ▷ Le type de “trigger” (“trigger” physique, logiciel ou de calibration).
 - ▷ La liste des détecteurs à lire.
- Pour aider à la protection contre l'empilement d'événements, toutes les interactions survenant durant une orbite donnée sont enregistrées.
- Un grand nombre d'échelles sont enregistrées (entre autres les entrées et, pour chaque classe, le nombre d'événements ayant passé chaque étape du “trigger” (L0, L1, L2, ...)).
- Un cliché comprenant l'intégralité des informations concernant chaque étape du “trigger” peut également être inclu paquet par paquet dans le signal “trigger”.

Notons finalement que le volume des données ainsi sélectionnées étant bien plus élevé que ce qui peut être transféré sur les supports permanents, le système de déclenchement d'ALICE est complété par un “trigger de haut niveau” ou H.L.T. (High Level Trigger). Il entre en jeu après le transfert des données des sous-détecteurs vers la DAQ, initié par le “trigger” de niveau L2. Il permet une sélection fine des événements ainsi qu'une compression des données à stocker sur les supports permanents.

2.2.5 La DaQ (Data Acquisition)

La taille des données que la DaQ doit stocker est très importante. De plus, ce volume de données dépend directement de paramètres dont les valeurs sont encore mal connues à l'heure actuelle comme la multiplicité de particules par événement ou la statistique nécessaire. Enfin un événement $p - p$ requiert une place moins importante qu'une collision $Pb - Pb$. Il est donc indispensable que la DaQ d'ALICE présente une certaine flexibilité.

Dans le cas d'une collision $Pb - Pb$ centrale, pour une multiplicité de 8000 traces par unité de rapidité à mi-rapidité, les simulations prévoient une taille, avant compression des données, de 86.5 Mo par événement. Pour ce qui est des événements semi-centraux et à biais minimum cette taille est moindre, respectivement d'un facteur 2 et 4. De plus, le nombre d'événements nécessaires pour obtenir une statistique suffisante au bout d'un an de fonctionnement est estimé à quelques Hz pour la physique hadronique et quelque 100 Hz pour la physique des dimuons. On voit donc que l'acquisition aura un grand travail de sélection et de compression à effectuer

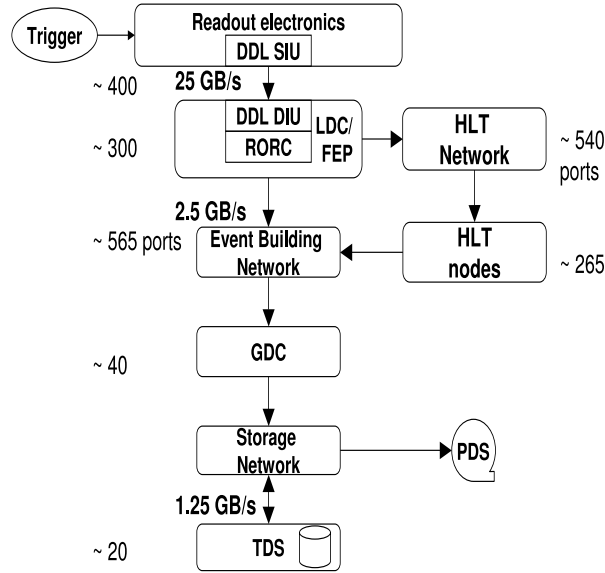


FIG. 2.19 – Schéma de l'architecture du système d'acquisition d'ALICE et son interface avec le "trigger" de haut niveau.

pour arriver à un flux de données inférieur aux 1.25 Go/s de bande passante disponible pour le transfert des données sur support permanent.

Le système retenu procède comme nous allons le décrire succinctement (cf. fig. 2.19). À l'arrivée du signal de "trigger" de niveau L2, le transfert des données des sous-détecteurs vers le système de DAQ est initiée. Les données sont transférées, via le "Detector Data Link" ou D.D.L., jusqu'au système chargé de la reconstruction des "sous-événements" (L.D.C. pour Local Data Concentrator) ; si le L.D.C. est occupé, les données sont alors stockées dans les mémoires tampon d'une carte RORC (Read-Out Receiver Card). Cette étape se fait au flux maximum de 25 Go/s. En parallèle de l'étape de reconstruction des "sous-événements", un algorithme de "trigger" de haut niveau ou H.L.T. pour High Level Trigger est lancé. Ce dernier permet de réduire drastiquement la taille des données à stocker sur les supports permanents. Suivant la décision du H.L.T., les "sous-événements" reconstruits dans les différents L.D.C. sont alors totalement ou partiellement centralisés puis assemblés au niveau du G.D.C. (Global Data Concentrator). Une fois les événements reconstruits, ils peuvent être transférés vers les supports permanents au taux maximum de 1.25Go/s.

Chapitre 3

Le “trigger” du spectromètre dimuons

3.1 Description générale

Le système de “trigger” du spectromètre dimuons d’ALICE [66] est basé sur un ensemble de 2 stations de chambres à plaques résistives ou R.P.C. (Resistive Plate Chamber) (cf. §3.2). Ces stations, composées chacune de 2 plans de chambres, sont placées sur le bras dimuons, à respectivement $z = 16.120\text{ m}$ et $z = 17.120\text{ m}$ du point d’interaction. Les chambres sont segmentées suivant X et Y (cf. §3.3), ce qui permet de localiser la position de passage des particules sur chacune d’entre elles. A partir de la position X et Y sur les chambres, l’électronique de “trigger” (cf. §3.5) reconstitue les traces et réalise, une coupure sur leur déviation (coupure en $P_{\perp}$) (cf. fig. 2.14 et §2.2.2.4). Un signal de “trigger”, participant au niveau L0, est envoyé au système central ALICE (cf. §2.2.4).

3.2 Les R.P.C. (Resistive Plate Chambers)

Les R.P.C. ont été proposées par R. SANTONICO au début des années 80 [76],[77]. Au commencement, les R.P.C. étaient utilisées uniquement en mode “streamer”, et pouvaient supporter seulement de faibles flux de quelques dizaines de $H\text{z}/\text{cm}^2$. Depuis, le fonctionnement en mode avalanche a été développé, et une bonne optimisation du mélange gazeux et des matériaux utilisés permet d’opérer avec des flux de plusieurs $kH\text{z}/\text{cm}^2$. De plus, leur faible coût, leur modularité, leur souplesse et la qualité de leurs mesures leur assurent une certaine popularité. On les retrouve aussi bien sur des détecteurs tels que ATLAS ou C.M.S. que sur des expériences de détection de rayons cosmiques. Dans le cas d’ALICE, les conditions en terme de flux sont beaucoup moins exigeantes que pour ATLAS. ou C.M.S.. Ceci nous permet donc, à condition de développer sa tenue au flux, de travailler en mode “streamer”.

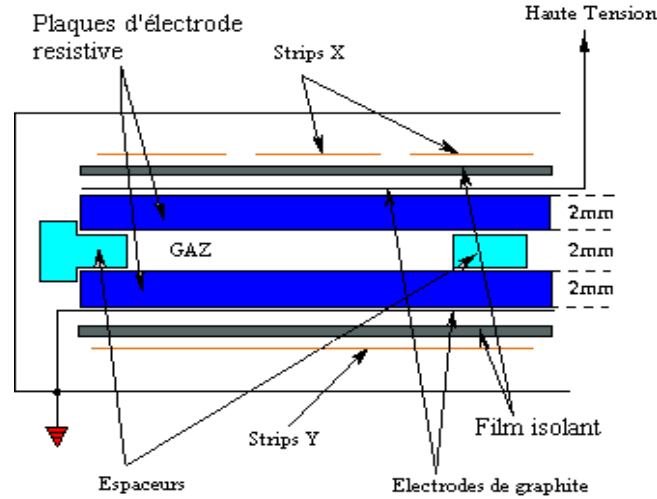


FIG. 3.1 – Vue en coupe d'une R.P.C. utilisée dans ALICE.

3.2.1 Principe et modes de fonctionnement des R.P.C.

Une R.P.C. (cf. fig. 3.1) est formée de 2 plaques de haute résistivité tenues écartées l'une de l'autre grâce à des espaceurs. Entre les deux plaques circule un gaz. Une haute tension est appliquée afin de créer un champ uniforme à l'intérieur du gaz. De part et d'autre des plaques sont disposées des bandes en aluminium ou "strips". Le signal recueilli est la charge induite après le passage d'une particule ionisante. Il est acheminé jusqu'à l'électronique de lecture par les "strips", permettant ainsi d'obtenir une information sur le lieu de passage de la particule.

Comme nous l'avons déjà dit en introduction, une R.P.C. a 2 modes de fonctionnement.

En mode avalanche, le passage d'une particule chargée dans le volume de gaz engendre la formation, par ionisation, de charges mobiles qui seront accélérées par la différence de potentiel entre les plaques résistives. Au cours de leur migration, ces charges atteignent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz et commencent elles-mêmes à créer de nouvelles charges. Il s'installe alors un phénomène d'avalanche provoquant l'amplification du nombre de charges.

Le mode "streamer" constitue une évolution du mode avalanche. Le phénomène d'avalanche, tel qu'il a été décrit dans le paragraphe précédent, a lieu tant que le nombre de charges mobiles reste modeste. Si l'avalanche continue à se développer, le champ créé par les charges mobiles peut devenir localement comparable au champ opposé créé par la haute tension. Le champ résultant devient alors inhomogène et un "streamer" se forme (cf. fig. 3.2).

Les impulsions délivrées par la R.P.C. en mode avalanche ont une amplitude de l'ordre du $mV/50\ \Omega$. Les signaux doivent donc être amplifiés avant lecture. En mode "streamer" par contre, l'amplitude des impulsions délivrées est de l'ordre de quelque $100\ mV/50\ \Omega$ et il n'y a alors plus

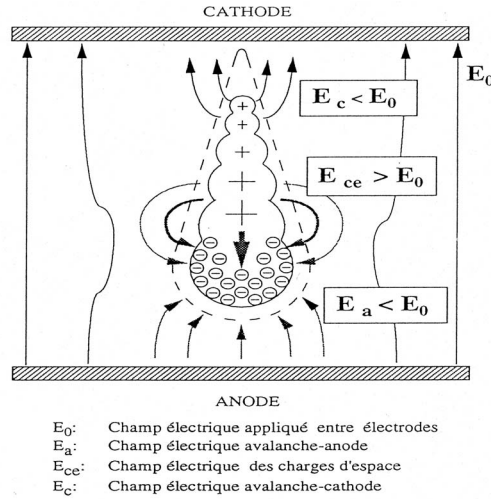


FIG. 3.2 – Schéma de la création d'un streamer.

nécessité d'amplification. Cette différence entre mode avalanche et "streamer" constitue l'une des principales motivations pour travailler en mode "streamer" dans ALICE.

3.2.2 Performances des R.P.C.

L'efficacité

L'efficacité de détection des R.P.C. dépend principalement de la haute tension appliquée. Ainsi l'efficacité croît rapidement avec la tension appliquée, puis atteint un plateau. Une fois à sa tension de fonctionnement (~ 400 V au dessus du genou soit ~ 8 kV pour les R.P.C. d'ALICE décrites dans la sous-section 3.2.3), l'efficacité est très proche de 100%.

La tenue au flux

L'efficacité d'une R.P.C. en fonction du flux auquel elle est soumise et pour chacun des deux modes de fonctionnement a été mesurée lors des tests de 1998 visant à optimiser le fonctionnement des R.P.C. en mode streamer pour ALICE [80] (cf. fig. 3.3). Que ce soit en mode "streamer" ou avalanche, la R.P.C. voit son efficacité de détection chuter quand le flux dépasse un seuil. Le mode avalanche apparaît cependant beaucoup plus avantageux étant donné qu'il permet une tenue au flux jusqu'à des flux incidents de plusieurs kHz alors qu'en mode "streamer", le flux maximal est typiquement de quelques dizaines de Hz. Certes, une hausse de tension permettrait, dans certaines limites, d'améliorer la tenue au flux, mais travailler à trop haut voltage a des effets néfastes sur le vieillissement du détecteur.

La principale cause de la médiocrité de la tenue au flux des R.P.C. fonctionnant en mode "streamer", est la quantité importante de charges portées par le "streamer". Ceci cause une baisse de la tension entre les électrodes et rend le détecteur inopérant jusqu'à ce que la tension atteigne de nouveau la valeur de fonctionnement après un temps de récupération dépendant de la

résistivité des plaques. Il est possible de compenser en partie ce défaut du mode “streamer” par une bonne conception de la R.P.C., en utilisant notamment des plaques de résistivité adaptée. Ainsi, une baisse de résistivité de 2 ordres de grandeur (de $\rho = 3.5 \times 10^{11}$ à $\rho = 3.5 \times 10^9$) se caractérise par une hausse de la tenue au flux quasi-proportionnelle ; la R.P.C. supporte alors un flux 100 fois plus important (cf. fig. 3.3). Notons également que l’utilisation d’un mélange gazeux limitant la quantité de charges portées par le “streamer” augmente le flux maximum accepté par la R.P.C. : la baisse de tension consécutive à la création d’un “streamer” est alors moindre, et, le temps de récupération de la R.P.C. en est amélioré. Des paramètres comme le taux d’humidité ou la température ambiante peuvent faire varier la résistivité de la bakélite, induisant ainsi une modification des performances de la R.P.C. en terme de tenue au flux [84], [85].

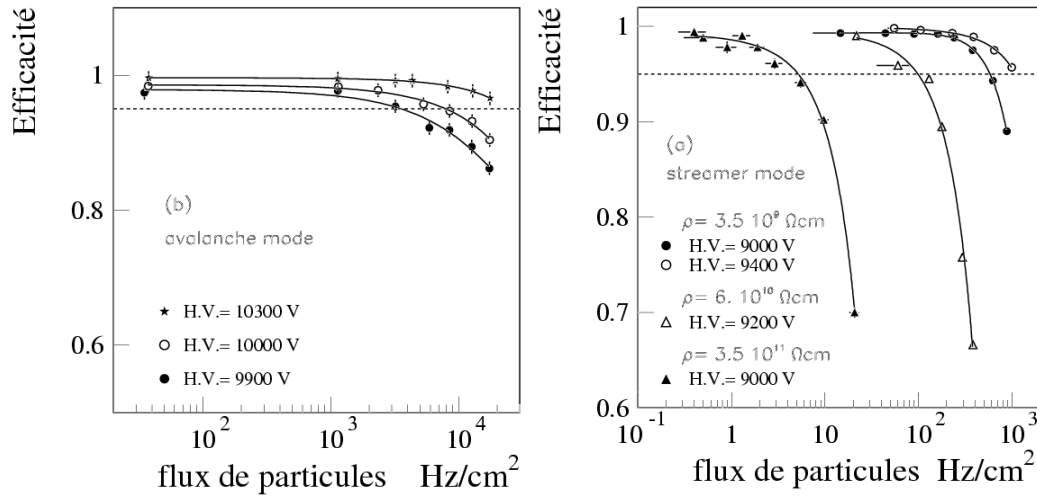


FIG. 3.3 – Efficacité de détection d’une R.P.C. en mode “streamer” (a) ou avalanche (b) en fonction du flux incident et de la résistivité des plaques.

Le vieillissement

Des études de vieillissement des R.P.C. en mode “streamer” [82] sont menées par notre groupe, depuis plusieurs années, dans la zone GIF (Gamma Irradiation Facility) du CERN [86]. La dégradation des performances se manifeste de plusieurs façons :

- une augmentation du courant que ce soit avec ou sans flux incident induit par la source γ de ^{137}Cs de GIF ;
- une augmentation des taux de comptage en l’absence de flux incident ;
- une baisse de l’efficacité, même en cosmiques, après une longue période d’irradiation.

Une dégradation permanente des performances de la R.P.C. est observée lorsque la quantité de charges formées dans le gaz devient élevée. Ceci favorise certains phénomènes chimiques,

comme des attaques par les radicaux HF formés dans le gaz, qui entraînent une altération de la couche d’huile de lin.

Plusieurs paramètres gouvernent ce phénomène de vieillissement. Les principaux sont :

- le gaz (celui utilisé pour le mode “streamer” dans ALICE est composé de 52% d’Ar, 40% de forane ($C_2H_2F_4$), 7% d’isobutane (C_4H_{10}) et 1% de SF_6) :
 - ▷ un taux de SF_6 et de forane trop important a tendance à dégrader plus rapidement les R.P.C.,
 - ▷ un gaz trop humide semble accélérer le vieillissement,
 - ▷ un trop faible débit gazeux dans la chambre est également néfaste ;
- la présence d’huile de lin sur les plaques résistives les protège d’éventuelles attaques chimiques et améliore l’état de surface ;
- une trop haute tension diminue le temps de vie ;
- une éventuelle baisse de la résistivité de la bakélite pourrait, couplée à une hausse de courant, détériorer l’efficacité des chambres.

La résolution spatiale

La résolution spatiale, pour une taille de “strips” donnée, s’estime grâce à la taille moyenne de “cluster”¹. La figure 3.4 montre la taille des “clusters”, mesurée lors des tests de 1998, pour une R.P.C. équipée de “strips” de 2 cm, en mode “streamer” (a) ou avalanche (b). Le fonctionnement en mode “streamer”, avec une taille moyenne de “cluster” $\bar{cs} = 1.1$ et un écart-type $\sigma = 0.32$, apparaît comme offrant une bien meilleure résolution spatiale que celle obtenue pour un fonctionnement en mode avalanche ($\bar{cs} = 1.4$ et $\sigma = 0.77$).

Plusieurs paramètres influencent la résolution spatiale d’une R.P.C.. La haute tension en est l’un des principaux. Plus la haute tension est élevée, plus la taille de “cluster” augmente et plus la résolution spatiale se détériore. Pour faciliter l’ionisation du gaz (en particulier l’ionisation primaire), on utilise des gaz rares. Ils ont l’avantage d’avoir un faible potentiel d’ionisation mais l’inconvénient d’être émetteurs de rayonnements ultra-violets et par conséquent susceptibles d’engendrer une extension de l’ionisation et donc une perte de résolution. Pour éviter ce genre de désagréments, on ajoute des limiteurs ou “quencher” (isobutane...) afin d’empêcher le développement, par les émissions U.V., de l’ionisation dans le détecteur. Un “quencher” est une molécule organique plus lourde (d’où un libre parcours moyen faible) et plus complexe que le gaz rare utilisé et ayant des niveaux d’excitation conduisant à l’émission de photons beaucoup moins énergétiques. Enfin, l’utilisation en faible proportion d’un gaz électronégatif comme le SF_6 , permet également de limiter la dégradation de la résolution en atténuant l’amplification de l’ionisation favorisée par la présence de gaz rares [88].

Un deuxième paramètre influe sur la résolution spatiale d’une R.P.C. : la résistivité des matériaux utilisés. En effet, une trop faible résistivité entraînerait une dilution des charges

1. Nombre moyen de “strips” adjacentes délivrant un signal lors de la détection d’une particule.

collectées sur la plaque, puis, par induction, sur les “strips”. Cependant, pour des plaques de résistivité comprise entre $3 \cdot 10^{11}$ et $3 \cdot 10^9$, aucun effet notable n’est visible [80].

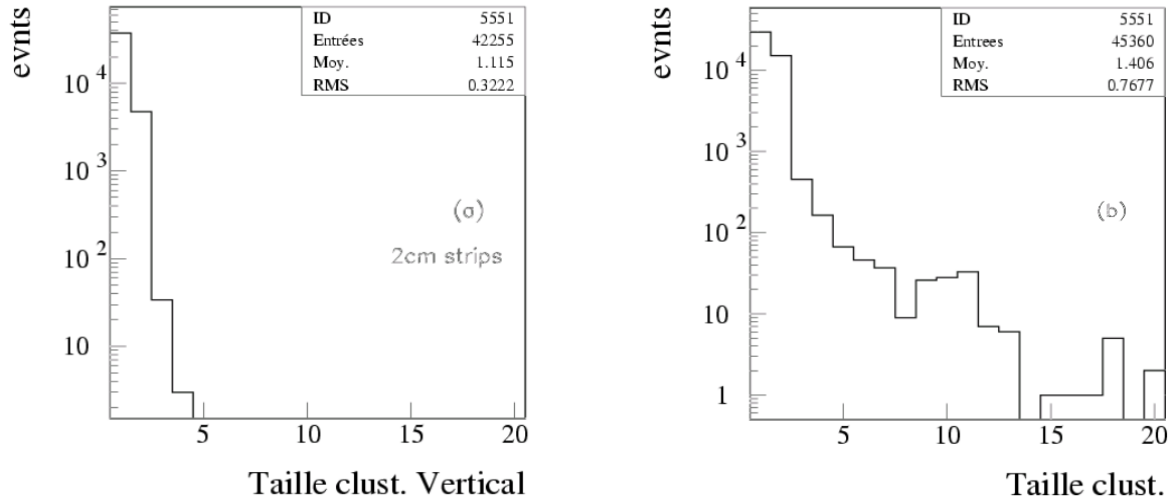


FIG. 3.4 – Taille de “cluster” en mode streamer (a) et avalanche (b) pour une R.P.C. équipée de “strips” de 2 cm.

La résolution temporelle

Le fonctionnement en mode avalanche apporte une meilleure résolution temporelle que le mode “streamer”. En effet, l’écart-type du spectre en temps mesuré lors des tests de 1997 et 1998, est de 1 ns pour une R.P.C. en mode “streamer” et soumise à un flux de 100 Hz/cm^2 et de 4 ns pour un flux de 1 kHz/cm^2 . En mode avalanche, il est seulement de 0.9 ns pour un flux de 1 kHz/cm^2 .

La majeure partie de ce défaut de résolution temporelle du mode “streamer” est imputable à la forme même du signal “streamer”. En effet, le développement d’un “streamer” se fait en plusieurs étapes. Tout d’abord, un phénomène d’avalanche se développe lors d’une phase dite proportionnelle. On a formation d’un “précurseur” avalanche et un premier signal est induit sur les “strips”. Après une phase de transition, le “streamer” se développe durant une phase dite de propagation. Une deuxième décharge, d’amplitude beaucoup plus importante, se produit alors. Le temps de formation de l’impulsion associée au “précurseur” avalanche est constant. Par contre, le retard en temps du “streamer” par rapport au “précurseur” avalanche est variable et dépend essentiellement du gain.

Ce mode de développement du phénomène de “streamer” induit des impulsions de forme variable. A haute tension (quelques centaines de volts au dessus de la tension de fonctionnement), le “streamer” se développe rapidement et on obtient principalement un “précurseur” avalanche confondu avec le pic du “streamer”. Par contre si la haute tension est plus faible, le gain est plus faible, la formation du “streamer” est retardée : on obtient une impulsion formée de deux pics. Notons finalement que, même pour un point de fonctionnement donné, on ob-

serve différentes topologies d'impulsions (cf. fig. 3.5), correspondant par exemple à diverses profondeurs de formation de l'avalanche dans le gaz.

Nous verrons comment nous avons compensé ce problème grâce à une électronique dédiée (cf. §3.4).

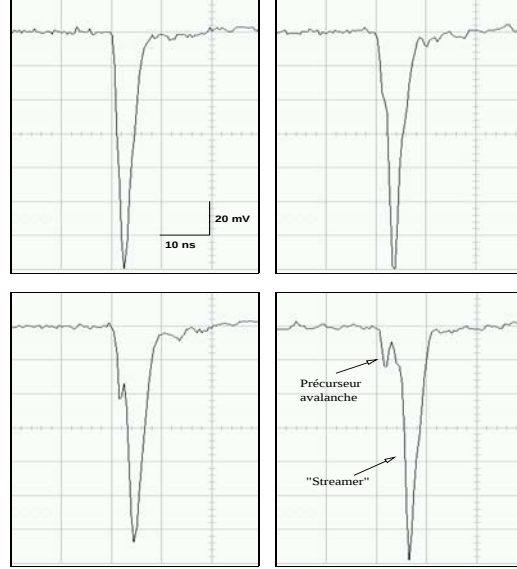


FIG. 3.5 – Différentes formes d'impulsion “streamer” pour une R.P.C. avec une haute tension fixée. Les flèches indiquent la position du pic “streamer” / “précurseur” avalanche

3.2.3 Les R.P.C. d'ALICE

Les R.P.C. du bras dimuons [81],[80] ont été optimisées de manière à satisfaire un certain nombre de contraintes :

- l'efficacité du détecteur doit être proche de 1 pour les particules chargées ;
- la tenue au flux doit permettre d'opérer avec le flux maximal attendu (5 Hz/cm^2 pour les collisions $Pb - Pb$, 10 Hz/cm^2 pour les collisions $p - p$ et 40 Hz/cm^2 pour les collisions $Ar - Ar$) ;
- la taille des “clusters” doit être la plus proche possible de 1 pour les “strips” de 1 cm (plus petite taille de “strips”) ;
- la résolution temporelle des R.P.C. doit être bonne ($< 2 \text{ ns}$), afin de répondre aux exigences du L.H.C imposées par la fréquence des collisions de 40 MHz (le signal de sortie doit avoir une largeur de 20 à 25 ns) ;
- la R.P.C. doit avoir une durée de vie assez importante pour permettre à ALICE de fonctionner durant toute la période de prise de données.

Il a été choisi de fonctionner avec des R.P.C. simple “gap” tel que l’on peut le voir sur la figure 3.1. L’espacement entre les 2 plaques ainsi que l’épaisseur de chaque plaque sont de 2 *mm*. Le matériau résistif est de la bakélite recouverte de 2 couches d’huile de lin.

Les chambres fonctionneront en mode “streamer”. En effet, le fonctionnement en mode avalanche est beaucoup plus contraignant que le mode “streamer” (obligation d’amplifier les impulsions, nécessité de prévoir une isolation électromagnétique type cage de FARADAY). De plus, la résolution spatiale du mode “streamer” est plus intéressante. Un effort particulier a dû cependant être fait au niveau de la résolution temporelle (cf. §3.4) et de la tenue au flux.

A la suite d’un programme d’optimisation des performances des R.P.C. en mode “streamer”, les paramètres de fonctionnement ont été fixés. Le choix de la résistivité de la bakélite est essentiellement issu d’un compromis entre la nécessité d’avoir une tenue au flux jusqu’à quelques centaines de *Hz* et le besoin d’obtenir une bonne résolution spatiale. Il a ainsi été décidé de travailler avec de la bakélite de “faible” résistivité ($\rho = 2 - 4 \times 10^9 \Omega cm$).

Le gaz choisi est un mélange de 52% d’*Ar*, 40% de forane ($C_2H_2F_4$), 7% d’isobutane (C_4H_{10}) et 1% de SF_6 . L’argon est utilisé en raison de son faible potentiel d’ionisation ; le forane et l’isobutane servent de “quenchers” évitant ainsi une trop grande dispersion de l’ionisation. La présence de SF_6 en faible proportion, permet de garder une bonne résolution spatiale sans trop accélérer le vieillissement des chambres.

De telles R.P.C. permettent d’obtenir une bonne efficacité ($\sim 98\%$) jusqu’à des flux de $\sim 500 Hz/cm^2$; leur durée de vie permet un fonctionnement de plusieurs années dans l’environnement ALICE. La résolution spatiale est bonne ($\sim 2.3(5.3) mm$ pour des “strips” au pas de 1(2)*cm* et 4% de SF_6) et la résolution temporelle est tout à fait satisfaisante (1–2 *ns*) grâce à l’utilisation d’un système de discrimination du signal à 2 seuils (cf. §3.4).

Notons finalement le caractère spécifique du fonctionnement en $p-p$ pour ALICE. En effet, les incertitudes sur le taux de bruit de fond maximum sont telles que suivant le temps de fonctionnement en $p-p$, les R.P.C. pourraient se trouver devant un problème de vieillissement et ainsi risqueraient de voir leurs performances amoindries. Des études complémentaires sur des mélanges gazeux différents sont en cours pour rechercher une solution à ce problème potentiel.

3.3 La segmentation

Comme nous l’avons déjà vu auparavant, le détecteur est formé de 2 stations (M.T.1 et M.T.2) situées à environ 16 et 17 *m* du point d’interaction et constituées, chacune, de 2 plans de R.P.C. (M.T.11 et M.T.12 pour la 1^{ère} station et M.T.21 et M.T.22 pour la 2^{ème}). Chaque plan est formé par 18 grandes R.P.C. (16 de $2.55 \times 0.68 m^2$ et 2 de $2.04 \times 0.68 m^2$) organisées en quinconce comme l’indique le schéma 3.6 [66].

Les R.P.C. présentent une double segmentation (suivant X et Y) [73]. L’une des deux faces du détecteur est équipée de “strips” horizontales, appelées “strips” X et donnant la position Y de l’impact dans le plan de déviation (plan (Y; Z)). Sur l’autre face, sont disposées des “strips” verticales ou Y, permettant de mesurer la position des impacts dans le plan de non-déviation (plan (X; Z)). La détermination de la position X des traces dans le plan de non-déviation

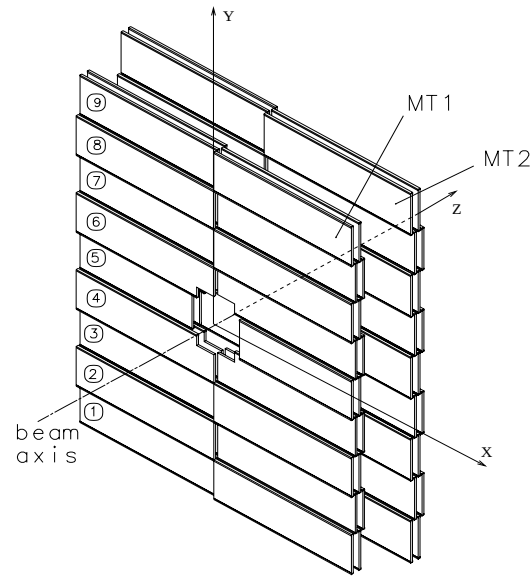


FIG. 3.6 – Disposition des 72 R.P.C. en 2 stations (M.T.1 et M.T.2) de 2 plans de chacune.

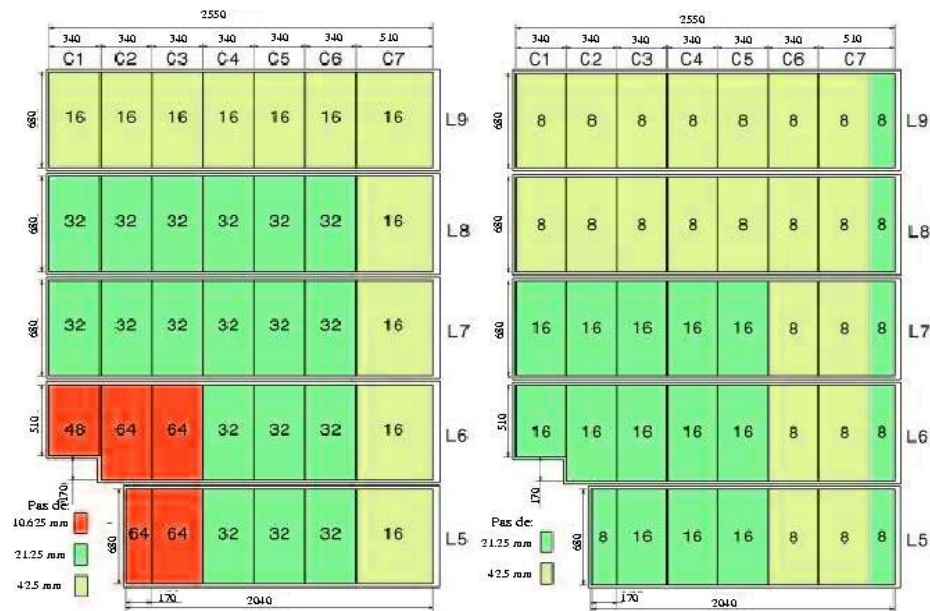


FIG. 3.7 – Segmentation d’un “quart” de plan de M.T.11. Nombre de “strips” horizontales (à gauche) et verticales (à droite) à l’intérieur de chaque module. L’échancrure en bas à gauche permet le passage du faisceau. Les lignes L5 à L9 représentent les R.P.C. 5 à 9. Le reste du plan est déduit par symétrie.

(à l'aide des “strips” Y) ne nécessite qu'une précision relativement faible. Par contre, étant donnée l'importance, pour le “trigger” diminuons, de la mesure de la déviation des traces entre les 2 stations (cf. §2.2.2.4), une plus grande segmentation en “strips” X est requise. Ainsi, il est prévu d'utiliser 3 pas de “strips” X différents², et seulement 2 pas pour les “strips” Y (42.5 et 21.25 mm sur M.T.11). Au total, chaque demi-plan est équipé de 2624 voies de lecture réparties comme suit [72] :

- 1872 “strips” X par demi-plan :
 - ▷ $21_{mod} \times 16_{strips} = 336$ “strips” de 42.5 mm pour M.T.11 ;
 - ▷ $33_{mod} \times 32_{strips} = 1056$ “strips” de 21.25 mm pour M.T.11 ;
 - ▷ $2_{mod} \times 48_{strips} + 6_{mod} \times 64_{strips} = 480$ “strips” de 10.625 mm pour M.T.11 ;
- 752 “strips” Y par demi-plan :
 - ▷ $38_{mod} \times 8_{strips} = 304$ “strips” de 42.5 mm pour M.T.11 ;
 - ▷ $10_{mod} \times 8_{strips} + 23_{mod} \times 16_{strips} = 448$ “strips” de 21.25 mm pour M.T.11 ;

Les 2624 “strips” de chaque demi-plan sont organisées en 62 modules quadrillant la zone de détection en 7 colonnes et 9 lignes et repérés par une lettre caractérisant la moitié de plan considérée (“R” pour droite et “L” pour gauche), le numéro de ligne ($\in [1 - 9]$) et le numéro de colonne ($\in [1 - 7]$). Ils sont agencés comme représenté sur la figure 3.7 pour le “quart” de plan haut-droit de M.T.11.

3.4 Le FEE (Front End Electronic)

L'électronique de lecture ou FEE (Front End Electronic) [73] a pour charge la discrimination du signal des “strips” et la transformation de l'impulsion analogique en signal logique de largeur 20 – 25 ns. Ce signal est alors acheminé par câbles jusqu'à l'électronique de “trigger” local.

Les cartes de lecture des R.P.C. ou FEB (Front End Board) sont réalisées au laboratoire de Clermont-Ferrand (cf. fig. 3.8). Elles intègrent un système de discrimination (ADuT) permettant d'améliorer la résolution temporelle en mode “streamer”. En effet, un système classique de discrimination simple seuil, sur les impulsions “streamer”, subit les conséquences des fluctuations temporelles de l'impulsion du “streamer” (cf. §3.2.2). Pour pallier cet inconvénient, le système de discrimination ADuT (A Dual Threshold) [79] utilise 2 seuils de déclenchement :

- un premier seuil dit bas (10 mV) pour déclencher sur le “précurseur” avalanche,
- un deuxième, dit haut (80 mV), pour confirmer la formation d'un “streamer”.

2. Sur le 1^{er} plan, le pas des “strips” X varie de 10.625 mm pour les zones les plus proches de l'axe du faisceau à 42.5 mm pour les plus éloignées. Les parties intermédiaires sont équipées de “strips” au pas de 21.25 mm. Les “strips” des autres plans sont homothétiques par rapport au point d'interaction.

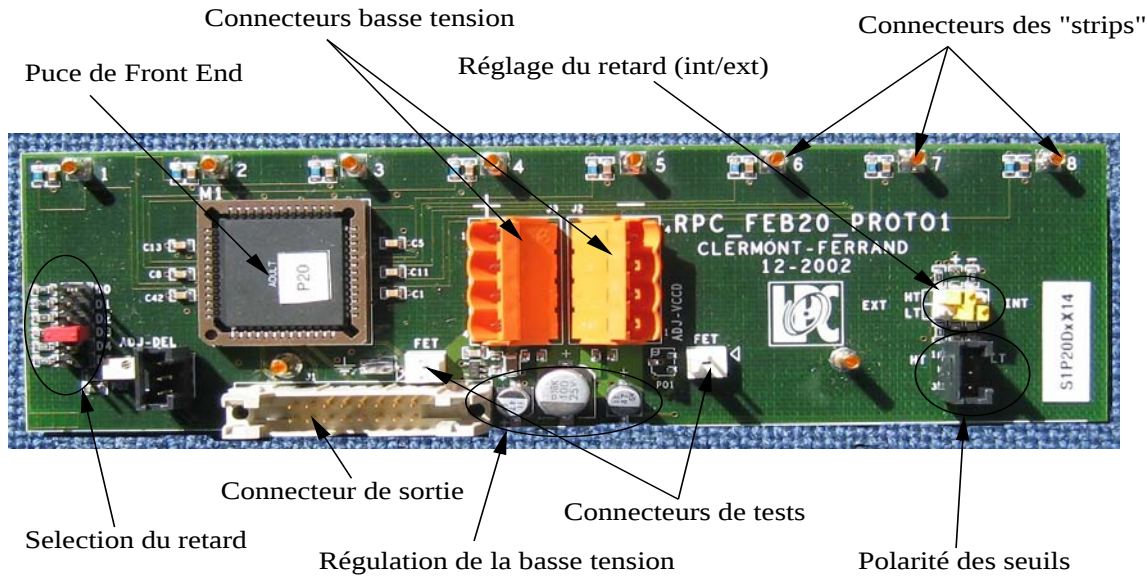


FIG. 3.8 – Vue d’une carte de lecture au pas de 2 cm.

Une coïncidence entre les signaux “seuil haut” et “seuil bas” est ensuite effectuée, la référence en temps étant donnée par le “seuil bas”.

Grâce à cette technique, l’électronique de lecture profite de la stabilité temporelle du “précurseur” avalanche en gardant les avantages du mode “streamer”. La valeur des seuils est fixée par défaut à 10 et 80 mV. Il est cependant possible de les changer grâce à un accès extérieur prévu à cet effet. Un retard est prévu pour compenser les différentes longueurs de câbles entre le FEE et l’électronique de “trigger” local. Il peut être réglé par pas de 7.5 ns, par un système de cavaliers. La polarité des seuils, qui donne le caractère X ou Y à la FEB, est également commutable directement sur la carte. Cette politique nous autorise à utiliser seulement six sortes de FEB de trois types différents :

- deux FEB10 (une par station), prévues pour un pas de “strips” de ~ 1 cm, incluant 2 puces ADuLT (16 voies de lectures) ;
- deux FEB20 (une par station), prévues pour un pas de “strips” de ~ 2 cm, incluant 1 puce ADuLT (8 voies de lectures) ;
- deux FEB40 (une par station), prévues pour un pas de “strips” de ~ 4 cm, incluant 1 puce ADuLT (8 voies de lectures).

Chaque type de FEB existe en deux modèles, un pour chaque station. Le système ADuLT a apporté une amélioration considérable dans la résolution en temps (cf. fig. 3.9).

Notons également la présence d’une sécurité qui neutralise l’électronique pendant les 100 ns suivant la validation d’un signal. Cette précaution est nécessaire pour éviter que la FEE ne redéclenche sur un “rebond” des signaux “streamer”.

La résistance aux rayonnements des cartes d’électronique de lecture a été testée. Le test le plus significatif a été réalisé au P.S.I. (Paul Scherrer Institute) de ZURICH avec des protons de

60 MeV. La fluence atteinte au terme du test était de $2.4 \cdot 10^{11} \text{ p/cm}^2$ (2 ordres de grandeur au dessus de la fluence attendue pour dix ans de fonctionnement dans ALICE). Durant cette irradiation, aucun disfonctionnement des cartes n'a été observé. Le développement de l'électronique de lecture est maintenant achevé et sa production a été autorisée.

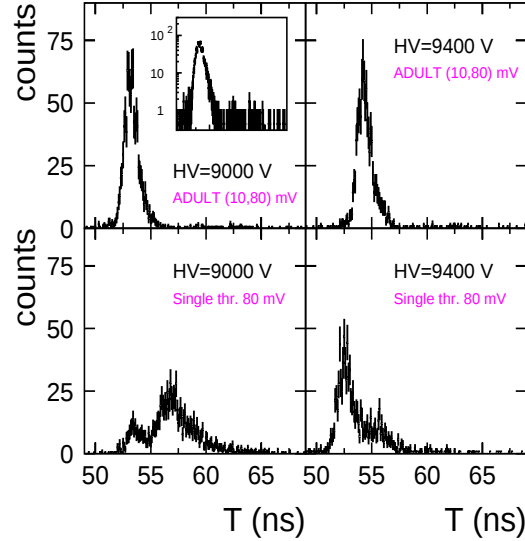


FIG. 3.9 – Comparaison des spectres en temps obtenus lors des tests pour deux valeurs de la haute tension avec le système ADuLT (en haut) et avec un discriminateur à seuil simple (en bas).

3.5 L'électronique de "trigger", la DaQ

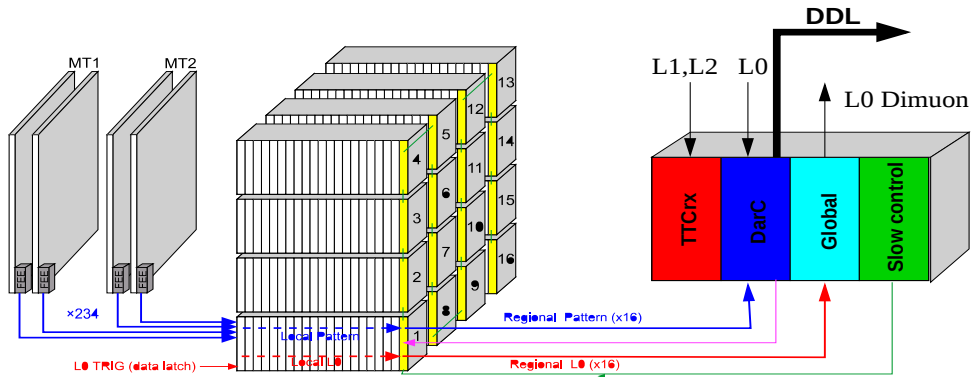


FIG. 3.10 – Schéma général de principe du "trigger" dimuons qu'ALICE.

Comme explicité sur la figure 3.10, l'électronique du "trigger" L0 du bras dimuons d'ALICE [72] est organisée en trois niveaux (local, régional et global). Le niveau local reçoit les données

du FEE, les stocke dans des registres, et effectue une recherche et une sélection des traces. Le tout fonctionne en mode dit “pipe-line” à 40 MHz , son temps de décision est de 250 ns .

Les réponses des cartes de “trigger” local d’un même panier sont alors centralisées par l’électronique de “trigger” régional. Enfin, une dernière étape de centralisation est effectuée par la carte électronique de “trigger” global qui communique la décision de “trigger” de niveau L0 au processeur de “trigger” d’ALICE (le C.T.P.). Le temps total de décision, depuis la collision, est estimé à 660 ns . Le transfert des données physiques vers la DaQ d’ALICE est initié à la réception d’un signal de “trigger” de niveau L2 venant du C.T.P..

3.5.1 L’électronique de “trigger” local

Le niveau local de l’électronique de “trigger” [72] est constitué de 234 cartes électroniques au format V.M.E. (cf. fig. 3.11) réparties dans 16 paniers ou “crates”. Chaque carte a en charge une zone définie du plan (X,Y) . Elles sont chargées de trouver les traces grâce aux informations des deux stations, d’en évaluer la déviation magnétique (verticale) par rapport à une trace pointant vers le vertex d’interaction avec $P_{\perp} \rightarrow \infty$ et d’effectuer une coupure sur cette déviation (cf. §2.2.2.4).

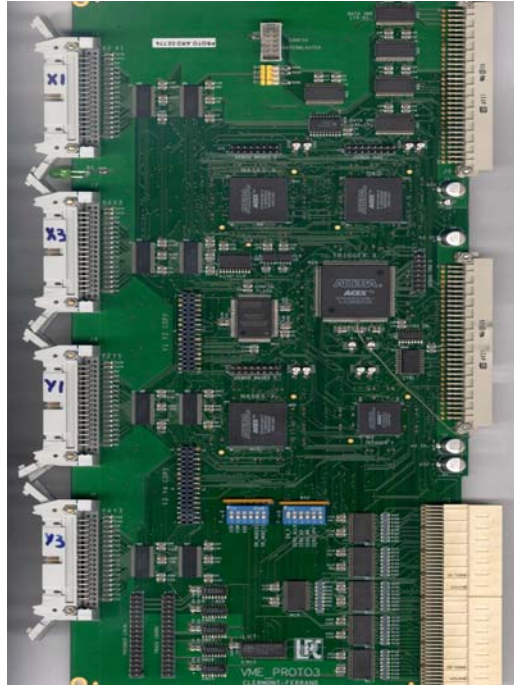


FIG. 3.11 – Vue d’une carte de “trigger” local.

Chaque carte peut traiter les informations provenant de 16 “strips” X et 8 ou 16 “strips” Y. Ainsi, les données émanant d’un module (cf. §3.3) sont traitées par 1 à 4 cartes local et les zones prises en charge par les différentes cartes de “trigger” forment le pavage montré sur la figure 3.13. D’autre part, le plan de déviation étant le plan $(Y;Z)$, chaque colonne peut être

considérée indépendamment des autres. Par contre, à l'intérieur d'une même colonne, une carte doit avoir accès aux informations des "strips" des 2 cartes voisines.

Pour des raisons de coûts, il a été décidé de ne faire fabriquer qu'un seul type de carte. Un jeu de 10 interrupteurs permet alors de configurer chaque carte indépendamment des autres en fonction de paramètres tels que :

- l'éventuelle présence d'une carte au dessus (en-dessous),
- le nombre et le pas des "strips" Y traitées par la carte considérée (8 ou 16) et par les cartes voisines de la même colonne.

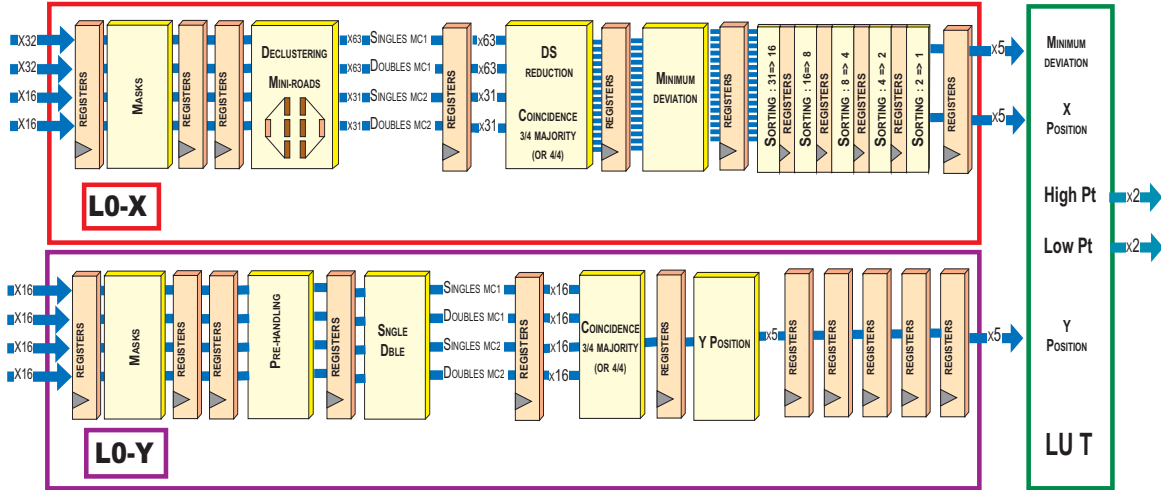


FIG. 3.12 – Diverses étapes de l'algorithme de "trigger" local, dans le plan de déviation ($L0-X$) et de non-déviation ($L0-Y$).

La décision de "trigger" local (cf. fig. 3.12) est prise grâce à deux algorithmes suivis d'une décision liée à la coupure en $P_{\perp}$, effectuée au moyen d'une "Look Up Table" ou LUT.

- La logique $L0-X$ travaille dans le plan de déviation. Elle calcule :
 - ▷ la position, suivant la direction Y (en terme de "strips" X), de la trace sur la zone gérée par la carte concernée ;
 - ▷ la déviation, entre les 2 stations, de la particule par rapport à une trace pointant vers le point d'interaction et avec $P_{\perp} \rightarrow \infty$.
- La logique $L0-Y$ opère dans le plan de non-déviation :
 - ▷ elle calcule la position, selon la direction X (en terme de "strips" Y), de la trace sur la zone gérée par la carte concernée ;
 - ▷ en rejetant les traces déviées dans le plan de non-déviation, elle permet d'accroître grandement la robustesse du système vis-à-vis du bruit de fond.
- A partir des informations issues des 2 logiques (position X, position Y, Déviation), les coupures sont effectuées et une réponse est donnée par la LUT.

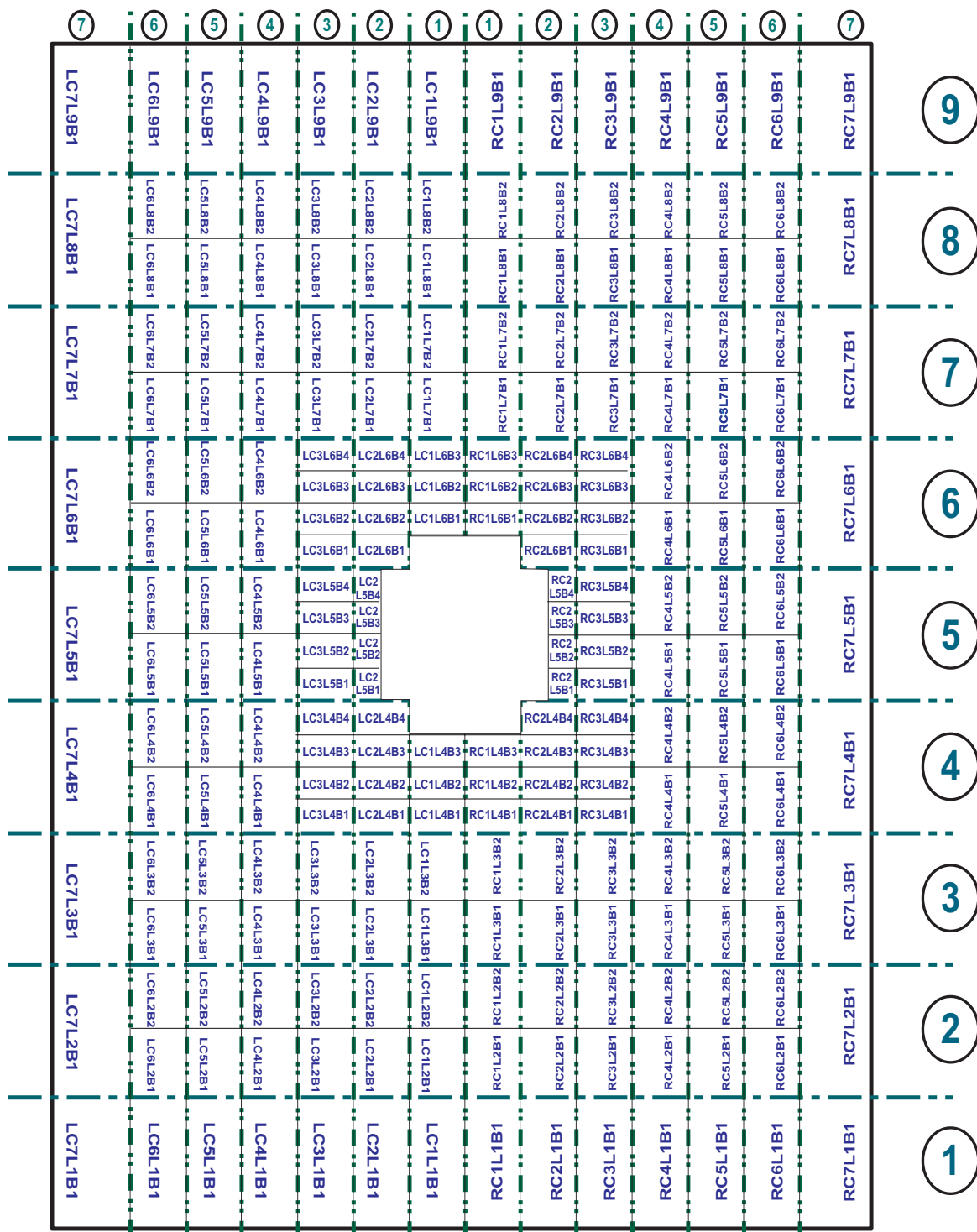


FIG. 3.13 – Plan des cartes de “trigger” local. Les cartes sont repérées par L ou R (pour Left et Right) suivi du numéro de colonne, de ligne et de carte à l’intérieur du module ainsi défini.

3.5.1.1 Logique de “trigger” local L0-X

La logique de “trigger” local L0-X a à sa disposition les informations de lecture provenant des FEB de la station 1 (données de $16_{M.T.11} + 16_{M.T.12}$ “strips”) et de la station 2 (données de $32_{M.T.21} + 32_{M.T.22}$ “strips”).³ Ces informations sont alors traitées par l'électronique de “trigger” local L0-X suivant le schéma de la figure 3.12.

Masques : une 1^{re} étape notée “Masks”, permet de forcer artificiellement une entrée de l'algorithme de “trigger” local L0-X à un état donné. On peut ainsi “masquer” une éventuelle voie “bruyante”, réaliser des tests ou simuler des traces.

”Declustering” : Le but de cette étape est de “gommer” les effets dus à la taille des “clusters” de “strips” afin d'obtenir les informations sur la localisation de la trace avec la meilleure précision possible.

Cette étape consiste en un doublement des motifs d'entrée en insérant un bit (virtuel) entre chaque bit “réel” (correspondant à une “strip” physique). Les nouveaux motifs sont alors remplis selon la procédure suivante :

- si la taille de “cluster” est $N \leq 2$, seul le bit correspondant au centre du “cluster” est “allumé”⁴ ;
- si la taille de “cluster” est $N \geq 3$, les $2N - 5$ bits autour du centre du “cluster” sont “allumés”.

Les différents cas de “declustering” sont traités dans le tableau 3.1 pour une taille de “cluster” $N \leq 5$.

Taille de “cluster”	$N = 1$	$N = 2$	$N = 3$	$N = 4$	$N = 5$
motif du “cluster” initial	0 0 1 0 0	0 0 1 1 0	0 1 1 1 0	0 1 1 1 1	1 1 1 1 1
motif “déclusterisé”	000010000	000001000	000010000	000011100	001111100

TAB. 3.1 – Illustration du “declustering” sur des motifs avec une taille de “cluster” $N \leq 5$.

Mini-routes, Simples et Doubles : Les 2 plans de chaque station étant écartés de 17 cm, une éventuelle déviation de la trace entre ces 2 plans peut être observée. Pour éviter que ces effets n'engendrent trop de traces perdues, une mini-route de ± 1 “strip” (± 2 bits) est donc ouverte, entre les plans de la station considérée :

- si, à l'intérieur de la mini-route, au moins un bit sur chaque plan est touché, le résultat est appelé Double et noté D ;

3. La moitié des informations en provenance de la station 2 est récupérée depuis les cartes voisines par l'intermédiaire du BUS J3 des panier V.M.E..

4. Des mesures expérimentales [78] montrent que le cas $N = 2$ correspond effectivement à une particule passant entre les deux “strips” touchées.

- dans tout les autres cas, le résultat est un Simple noté S.

Le tableau 3.2 illustre, sur quelques exemples, l'ouverture de mini-routes et la définition des Simples et Doubles.

A la sortie de l'étape "declustering" + mini-routes, les informations transmises à l'étape suivante (réduction DS et coïncidence 3/4) sont sous la forme de 4 motifs de $31_{Singles} + 31_{Doubles}$ bits pour M.T.1 et $63_{Singles} + 63_{Doubles}$ bits pour M.T.2.

Motif 1 ^{er} plan	000010000	000010000	000000000	010001000	010000000
Motif 2 ^{eme} plan	000010000	000000000	000010000	000001110	000001110
Mini-route: Simples	000000000	0000S0000	0000S0000	0S0000000	0S000SSS0
Mini-route: Doubles	0000D0000	000000000	000000000	00000D000	000000000
après réduction DS	0000D0000	0000S0000	0000S0000	00000D000	0S000SSS0

TAB. 3.2 – Exemples de motifs de chacun des 2 plans d'une même station: définition des mini-routes et réduction DS.

Réduction DS: Pour limiter les effets du bruit de fond "soft" (qui donnera principalement des Simples), il a été décidé, après simulation, de privilégier les Doubles. Cette étape est nommée réduction DS et permet de diminuer la taille de l'information d'un facteur 2. Les simulations ont montrées que l'efficacité du "trigger" n'est pas dégradée par cette réduction d'information, même lorsque les chambres ne sont pas efficaces à 100%.

Pour effectuer la réduction DS, on ne garde qu'un seul des 2 motifs:

- si un ou plusieurs Doubles ont été trouvés, le motif de sortie ne fera apparaître que les Doubles;
- si aucun Double n'est trouvé, c'est le motif de Simples qui est gardé.

La dernière ligne du tableau 3.2, donne le motif de sortie, après réduction DS, pour divers exemples.

Routes et coïncidence 3/4 plans: Pour définir une trace, la logique de "trigger" local L0-X ouvre une route de ± 8 "strips" (± 15 bits declusterisés) pour chaque S ou D trouvé sur la station 1. Une trace est alors validée si, dans la route, un doublet S-D, D-S ou D-D est présent, c'est-à-dire si au moins 3 plans sur 4 ont été touchés. Cette condition permet de remédier à l'inefficacité des plans tout en limitant les effets du bruit de fond non-corrélé.

La figure 3.14 explicite, sur 2 exemples, le fonctionnement des routes de ± 8 "strips" avec coïncidence 3/4. La route de droite est ouverte à partir d'un Simple et contient 2 Doubles. La coïncidence 3/4 est donc réalisée à l'intérieur de cette route, les traces sont validées. Par contre dans le cas de gauche, aucun impact n'est trouvé dans la route, la trace est rejetée.

Notons finalement que la carte de "trigger" local permet également d'opérer avec une coïncidence 4/4. Cette fonctionnalité peut être activée grâce à un signal de contrôle V.M.E..

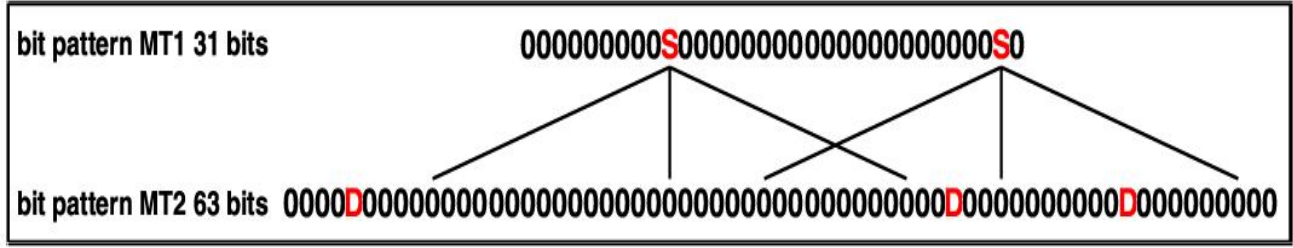


FIG. 3.14 – Illustration de l'ouverture de routes à partir des Simple et Double de M.T.1 et coïncidence 3/4. Les routes sont centrées sur la trajectoire d'une particule pointant en ligne droite ($P_{\perp} \rightarrow \infty$) vers le point d'interaction.

Déviatoin minimale : Pour avoir une réponse formatée de la logique de "trigger" local L0-X, une seule trace par carte est retenue. De façon à privilégier les traces de haute impulsion, seule la trace associée à la plus faible déviation sera prise en compte (en cas d'ambiguïté, l'une des traces est choisie arbitrairement). Ainsi dans le cas de la figure 3.14, 2 traces sont validées mais seulement la trace de déviation minimale sera prise en compte (celle accusant une déviation de +3 bits).

Deux informations sont alors sorties de l'algorithme de "trigger" local L0-X (cf. tab. 3.3) :

- la position X, sur M.T.1, de la route validée (X_{Pos}) :
 - ▷ elle est donnée en terme de "strips" déclusterisées ($X_{Pos} \in [0; 30]$) et est codée sur 5 bits;
- la déviation entre les 2 stations (X_{Dev}), codée sur 5 bits :
 - ▷ la valeur de la déviation est donnée en terme de bits ($Dev \in [0; 15]$);
 - ▷ le signe de la déviation est également donné. Il peut prendre 2 valeurs :
 - 0 pour une trace de signe positif,
 - 1 pour une trace de signe négatif,
 - ▷ les cas particuliers "pas de "trigger" X" et "'trigger" X pour une trace de déviation nulle" sont indiquées dans le tableau 3.3.

3.5.1.2 Logique de "trigger" local L0-Y

La logique dans le plan de non-déviatoin a à sa disposition les informations issues des FEB Y. Elles consistent en 4 motifs de 8 ou 16 "strips". Ces données sont traitées par l'algorithme de "trigger" local L0-Y.

Etant donnée la segmentation Y en 8 ou 16 strips, une 1^{re} étape de doublement des motifs de 8 strips est entreprise comme indiqué dans le tableau 3.4. Ainsi l'algorithme traitera uniquement des données codées sur 16 bits.

L0-X	X_{Dev} (5 bits)		X_{Pos} (5 bits)
	Signe	Dev	
Trigger μ^+	0	1-15	0-30
Trigger μ^-	1	1-15	0-30
Trigger $\mu^\pm$	0	0	0-30
Pas de Trigger	1	0	0

TAB. 3.3 – *Sorties de la logique de “trigger” local L0-X.*

Avant doublement	0 0 0 0 0 1 0 0	0 1 1 0 1 0 1 1
après doublement	0000000000110000	0011110011001111

TAB. 3.4 – *Exemples montrant le doublement des motifs pour la logique L0-Y.*

Les étapes suivantes sont plus ou moins proches de celles de la logique L0-X :

- les algorithmes de “declustering” et de mini-routes ne sont pas utilisés,
- l’étape de construction des Simples/Doubles et de réduction DS est utilisée telle que dans le plan de déviation,
- des routes de ± 1 “strip” sont ouvertes de façon à tenir compte d’éventuelles déviations dues aux diffusions multiples, à un mauvais alignement des “strips” ...,
- la coïncidence 3/4 est appliquée de la même manière que dans le plan de déviation,
- si plusieurs routes sont validées, la trace choisie correspond à celle avec le bit de poids le plus faible sur M.T.1.

Les données de sorties (cf. tab. 3.5) sont la position Y sur M.T.1 de la route choisie ($Y_{Pos} \in [0 - 15]$, codée sur 4 bits) et une décision de “trigger” L0-Y (Y_{Trig} , codée sur 1 bit). Notons que lorsque la décision de “trigger” L0-Y est négative, les 5 bits de sortie sont mis à 1, la position Y_{Pos} affichée est donc systématiquement 15.

L0-Y	Y_{Trig} (1 bit)	Y_{Pos} (4 bit)
Trigger	0	0-15
Pas de Trigger	1	15

TAB. 3.5 – *Sorties de la logique de “trigger” local L0-Y.*

3.5.1.3 Les LUT (Look Up Tables)

La coupure en $P_\perp$ est réalisée suivant le principe explicité au §2.2.2.4. A cet effet, le choix a été fait d’utiliser des mémoires SRAM (Static Random Access Memories) : les LUT (Look Up Tables). A chacun des 2^{15} quadruplets de sortie de la logique de “trigger” local ($X_{Pos}, X_{Dev}, Y_{Pos}, Y_{Trig}$), les LUT associent, pour chaque seuil en $P_\perp$, une réponse unique formatée sous la forme de 2 bits selon la convention suivante :

- 00 $\longrightarrow$ pas de “trigger”.

- 01 → “trigger” pour des particules chargées négativement.
- 10 → “trigger” pour des particules chargées positivement.
- 11 → “trigger” avec une déviation nulle.

Le choix d'utiliser des LUT confère au système une rapidité de réponse que ne permettrait pas un algorithme de calcul du $P_{\perp}$. En effet, la décision est prise en moins de 12 ns et le chargement des LUT sur les cartes de “trigger” local se fait en quelques secondes par le bus V.M.E.. Il sera ainsi possible de disposer de plusieurs versions des LUT qui pourront être chargées en temps voulu. La décision du “trigger” dimuons pourra donc, suivant la version de LUT chargée, répondre à différentes exigences physiques (différentes valeurs des seuils en $P_{\perp}$, validation ou non par Y_{Trig} , aucune coupure, etc.).

Le remplissage “réaliste” des LUT a fait l'objet d'une simulation GEANT des muons dans ALICE. Cette étude, que j'ai réalisée, sera détaillée dans le chapitre suivant.

3.5.2 L'électronique de “trigger” régional et global

L'électronique de “trigger” local délivre un signal 480 ns après la collision. L'intégration des 234×4 bits de signaux de “trigger” local se fait en deux étapes [66] par le niveau régional puis global. Ceci porte l'estimation du temps d'émission d'un signal global de “trigger” à 660 ns⁵ (cf. fig. 3.15).

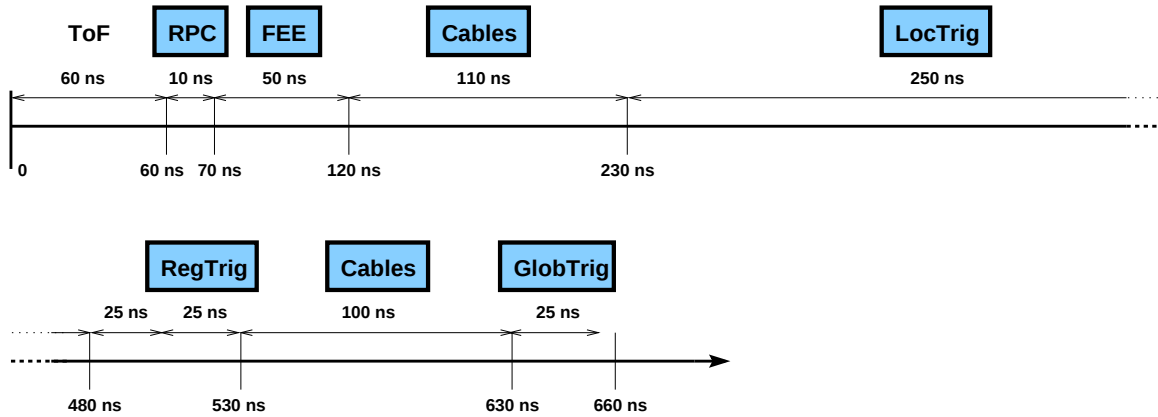


FIG. 3.15 – Budget de temps du “trigger” du spectromètre dimuons.

Le “trigger” régional :

Il est composé de 16 cartes électroniques chargées de fournir un signal de “trigger” intermédiaire. Chaque carte de “trigger” régional centralise les signaux “trigger” issus de toutes les cartes de “trigger” local hébergées dans un même panier V.M.E.. Ainsi, un “crate” contient 1 carte de “trigger” régional et au maximum 16 cartes de “trigger” local. Les informations sont

5. Le C.T.P. doit recevoir le signal de “trigger” dimuons en moins de 800 ns.

transférées de l'électronique de “trigger” local jusqu'à la carte de “trigger” régional par le bus de fond de panier.

Au terme de cette étape, chaque carte sort, par valeur de coupure en $P_{\perp}$, un signal codé sur 4 bits. Les divers résultats possibles sont détaillés dans le tableau 3.6, pour le cas particulier où seulement 2 cartes de “trigger” local sont considérées. La sortie du niveau régional dénote la présence de :

- 1 simple trace (avec son signe de déviation).
- 2 traces (ou plus) de même signe (avec le signe de déviation associé).
- 2 traces (ou plus) de signes différents.

2 entrées	$Trig_1^i$	$Trig_2^i$	$Trig^f$	LS	US	sortie
Rien	00	00	00	0	0	Rien
1–	01	00	01	0	0	-
1+	10	00	10	0	0	+
1±	11	00	11	0	0	±
2–	01	01	01	1	0	LS-
1– & 1+	01	10	11	0	1	US
1– & 1±	01	11	11	1	1	±LS & US
2+	10	10	10	1	0	+LS
1+ & 1±	10	11	11	1	1	±LS & US
2±	11	11	11	1	1	±LS & US

TAB. 3.6 – Récapitulatif des différentes combinaisons possibles de 2 signaux de “trigger” local ($Trig_1^i$ & $Trig_2^i$) et de la réponse associée par le niveau régional (4 bits). LS (US) désignent des paires de même signe (de signes différents). La première (dernière) colonne rassemble des commentaires sur les entrées (la sortie). Les signes –, + et ± indiquent le signe de la déviation. Les entrées sont permutable.

Ce cas particulier illustre en fait le déroulement d'une étape élémentaire de l'électronique de “trigger” régional. Les 16 signaux de “trigger” (au maximum) arrivant en entrées de chaque carte de “trigger” régional sont traitées en parallèle par 8 processeurs élémentaires qui sortent une réponse ($2_{cut} \times 8_{proc} \times 4 = 64$ bits). Puis, lors de l'étape suivante, 4 processeurs traitent les sorties de la 1^{ère} étape comme des entrées. Ainsi, au bout de 4 niveaux, une décision de “trigger” régional codée sur 4 bits (par valeur de coupure en $P_{\perp}$) est transmise à l'électronique de “trigger” global.

Le “trigger” global :

Il est très proche, dans son fonctionnement, du niveau régional. Il permet d'intégrer les réponses des 16 cartes de “trigger” régional. Le résultat de cette étape est envoyé au C.T.P. sous la forme de 5 signaux individuels : US-Lpt, US-Hpt, LS-Lpt, LS-Hpt et Single (Single-Lpt et Single-Hpt seront disponibles).

Chapitre 4

Optimisation de la coupure en $P_{\perp}$ du “trigger” dimuons

Le système de déclenchement du spectromètre dimuons d’ALICE (cf. chap. 3) permet de réaliser une coupure en $P_{\perp}$ sur chaque simple trace détectée. Pour cela, il incorpore un algorithme dit de “trigger” local qui est exécuté par chacune des 234 cartes de “trigger” local (cf. §3.5.1). Cet algorithme est chargé de reconstruire les traces de muons à partir des informations fournies par les cartes de lecture des R.P.C.. A la sortie de l’algorithme de “trigger”, plusieurs informations concernant la trace reconstruite sont à notre disposition : la position d’impact de la trace sur la 1^{ère} station (X_{Pos} , codé sur 5 bits et Y_{Pos} , codé sur 4 bits), sa déviation entre les deux stations de “trigger” (X_{Dev} , codé sur 5 bits) ainsi qu’une décision (Y_{Trig}) codée sur 1 bit. Deux coupures sur la déviation (correspondant à une coupure en $P_{\perp}$ à 1 et 2 GeV/c) sont alors réalisées grâce à 234 “Look Up Tables” ou LUT (une par carte de “trigger”) ; chacune d’entre elles associe à tout quadruplet de sortie de l’algorithme de “trigger” local ($X_{Pos}, X_{Dev}, Y_{Pos}, Y_{Trig}$), soit 15 bits, et pour chacune des 2 valeurs de coupure une décision unique sous la forme de 2 bits (cf. §3.5.1.3).

4.1 La problématique

Si le chargement des LUT dans les cartes de “trigger” est rapide, la détermination des valeurs de remplissage est beaucoup plus délicate. Il s’agit en effet d’évaluer, pour chacun des 2 seuils en $P_{\perp}$ et pour chacune des $(100_{cartes} \times 8_{stripsY} + 134_{cartes} \times 16_{stripsY}) \times 31_{X_{Pos}} \times 31_{X_{Dev}} = 2829184$ combinaisons possibles en terme de position d’impact de la particule sur la 1^{ère} station et de déviation de celles-ci entre les 2 stations, le statut (en terme de coupure en $P_{\perp}$) à accorder à une trace ayant satisfait de telles conditions. Bien entendu, pour certaines de ces combinaisons, la réponse associée est triviale. Une trace accusant une déviation nulle par ex., sera toujours considérée, quelque soit le seuil envisagé, comme satisfaisant les conditions de coupure ($P_{\perp} > P_{\perp seuil}$). De même Y_{Trig} doit être validée. Il n’en reste pas moins que le nombre de combinaisons à envisager demeure colossal et il est nécessaire de mettre au point

une méthode qui doit satisfaire les besoins suivants :

- les LUT ainsi calculées doivent effectuer une coupure de qualité :
 - ▷ une coupure la plus franche possible à la valeur de seuil prédéfinie,
 - ▷ une efficacité au plateau la plus proche possible de 100%,
 - ▷ une homogénéité en $(\theta; \varphi)$ la meilleure possible ;
- la détermination des LUT doit pouvoir être accomplie en un temps assez réduit et de manière assez souple pour rendre possible :
 - ▷ le calcul de plusieurs jeux de LUT, par exemple pour différentes valeurs de seuils en $P_{\perp}$,
 - ▷ le calcul de nouvelles LUT incorporant les éventuelles évolutions de notre connaissance des conditions expérimentales (en particulier la carte de champ).

Jusqu'à présent, les LUT étaient déterminées par une méthode simple et rapide (cf. §4.1.1) bien que peu satisfaisante du point de vue des conditions exposées ci-dessus. La nécessité d'introduire des effets dûs au détecteur (inhomogénéité du champ, perte d'énergie des muons...) a motivé la mise au point d'une méthode incluant une simulation complète du détecteur par AliRoot. Nous décrirons la première méthode dans la sous-section suivante, avant d'aborder mon travail de thèse concernant la méthode évoluée de remplissage des LUT, en vue de l'optimisation de la coupure en $P_{\perp}$.

4.1.1 Méthode simple

Une 1^{ère} méthode utilisée pour le remplissage des LUT consiste à calculer, pour chaque triplet $(X_{Pos}, Y_{Pos}, X_{Dev})$ de chaque carte de "trigger", le $P_{\perp}$ du muon incident. L'expression du $P_{\perp}$ du muon en fonction de sa position d'impact sur la 1^{ère} station (X_{Pos} et Y_{Pos}) et de sa déviation entre les 2 stations (X_{Dev}) a été obtenue par un calcul analytique simple [74]. Les muons sont considérés comme ayant une trajectoire classique à travers le dispositif (cf. fig. 2.14), le champ est supposé uniforme et les effets introduits par le détecteur ne sont pas pris en compte.

L'expression de l'impulsion P_{YZ} dans le plan de déviation est :

$$P_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right| \equiv \left| \frac{P_0}{\theta_d} \right| \quad (4.1)$$

où $P_0 = 3 \text{ Tm}$ pour une charge $q = 1$ dans le dipôle d'ALICE et l'angle de déviation θ_d peut être évalué grâce à l'expression suivante :

$$\theta_d = \frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_f(Z_2 - Z_1)} \quad (4.2)$$

Avec X_f , Y_f et Z_f , les coordonnées du point de croisement de la trace du muon avec le plan médian du dipôle et Y_1 , Y_2 , Z_1 et Z_2 les coordonnées des impacts sur les deux stations comme définies sur la figure 2.14 :

$$\begin{cases} X_f = & X_1 \cdot \frac{Z_f}{Z_1} \\ Y_f = & Y_2 - \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1} (Z_2 - Z_f) \\ Z_f = & 9.90 \text{ m} \end{cases} \quad (4.3)$$

L'expression du $P_\perp$ est alors :

$$P_\perp = P \cdot \frac{\sqrt{X_f^2 + Y_f^2}}{Z_f} \simeq P_{YZ} \cdot \frac{\sqrt{X_f^2 + Y_f^2}}{Z_f} \quad (4.4)$$

Le $P_\perp$ est donc calculé, pour chaque triplet $(X_{Pos}, Y_{Pos}, X_{Dev})$, à partir de l'équation 4.4. L'estimation ainsi obtenue peut alors être comparée aux valeurs des seuils en $P_\perp$ choisies pour construire une LUT .

La courbe d'efficacité produite avec de telles LUT , dans le cadre de simulations AliRoot montre une coupure à $P_\perp = 1.25$ (2.25) GeV/c au lieu de 1 (2) GeV/c pour la coupure bas (haut) $P_\perp$. Ce décalage est attribué principalement au défaut de prise en compte, par la méthode, de la perte d'énergie des muons dans le dispositif expérimental. Pour remédier à cela, les seuils sont fixés, lors du calcul des LUT, à respectivement 0.75 et 1.75 GeV/c pour la coupure bas et haut $P_\perp$, ce qui permet d'obtenir des coupures effectives à 1 et 2 GeV/c .

4.1.2 Méthode par simulations

Le principal inconvénient de la méthode précédente est que les effets du dispositif expérimental ne sont pas pris en compte : les muons ne subissent pas de perte d'énergie, le champ électromagnétique est considéré comme uniforme... L'utilisation d'AliRoot, pour la détermination des valeurs de remplissage des LUT, offre une description réaliste d'ALICE et permet la prise en compte des interactions des particules avec le détecteur. Cela nous laisserait donc envisager l'obtention d'une amélioration sensible de la qualité de la coupure.

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, le nombre d'entrées des LUT est gigantesque et le temps de calcul nécessaire peut rapidement devenir colossal. En effet, la réalisation "naïve" de ce travail suppose la génération d'une statistique suffisante à l'évaluation d'une décision pour chacune des $(100_{cartes} \times 8_{stripsY} + 134_{cartes} \times 16_{stripsY}) \times 31_{X_{Pos}} \times 31_{X_{Dev}} \times 2_{cuts} = 5658368$ combinaisons.

Heureusement, seule la détermination de quatre valeurs limites de la déviation (une par valeur de seuil en $P_\perp$ et par type de muon), ou déviations de coupure (cf. §4.2.3.2), est nécessaire pour chacune des $(100_{cartes} \times 8_{stripsY} + 134_{cartes} \times 16_{stripsY}) \times 31_{X_{Pos}} = 91264$ positions sur la 1^{ère} station. Un muon touchant la 1^{ère} station à la position définie par $(X_{Pos}, Y_{Pos}, X_{Dev})$ sera accepté si l'amplitude de sa déviation est inférieure à la déviation de coupure calculée. On peut ainsi facilement bâtir les 234 LUT.

Notons que l’obtention de ces valeurs limites supposant la simulation de traces de muons de $P_{\perp} = P_{\perp_{seuil}}$ dans l’acceptance du spectromètre, l’évaluation de ces $4 \times 91264 = 365056$ valeurs de déviation de coupure à l’aide de AliRoot et avec une statistique de 100 muons par cas à considérer, exige un temps de calcul de l’ordre de 7 ans pour un C.P.U. de 500 MHz. Des simplifications devront donc être envisagées.

4.2 Les simulations

4.2.1 Le “trigger” dimuons dans AliRoot

Les simulations présentées ont été réalisées avec AliRoot 3.05-Release utilisant Root 3.00.06. AliRoot est l’outil de simulation développé pour la physique d’ALICE. Il intègre une simulation du “trigger” dimuons incluant la géométrie des chambres, la formation de “clusters” de “strips”, l’algorithme de “trigger” local L0-X/Y, les LUT et la sortie d’une décision globale.

La segmentation des chambres dans la simulation (cf. fig. 4.1) est légèrement différente de la segmentation actuelle présentée dans le §3.3 (cf. fig. 3.7). La dernière colonne est en effet uniquement équipée de “strips” Y au pas de 42.5 mm . Une option permet la prise en compte de la formation de “clusters” de “strips” par une paramétrisation de la taille des “clusters” en fonction de la haute tension appliquée [78].

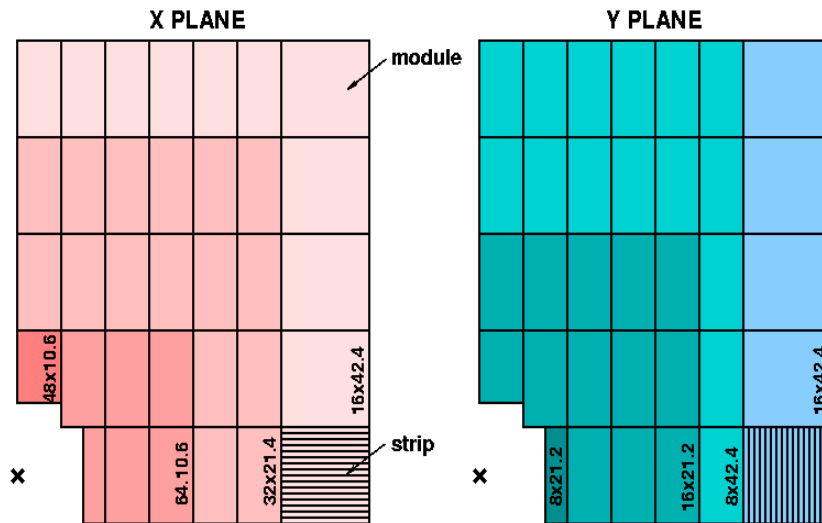


FIG. 4.1 – Segmentation des chambres de “trigger” dans AliRoot (plan M.T.11).

Le niveau local du “trigger” dimuons est également inclus dans AliRoot. Les algorithmes de “trigger” local (L0-X et L0-Y) présents dans la simulation sont très fidèles à ceux de l’électronique. La seule différence par rapport à l’électronique de “trigger” local vient de la

structure des LUT. Dans AliRoot, les LUT sont archivées dans le fichier `MUONTriggerLut.root` qui se compose de 3 groupes de 3 histogrammes :

- les 3 premiers contiennent les LUT pour la coupure bas $P_{\perp}$ ($1 \text{ GeV}/c$) :
 - ▷ **LptMinu** pour les déviations associées à des μ^{-} ,
 - ▷ **LptPlus** pour les déviations associées à des μ^{+} ,
 - ▷ **LptUnde** pour les traces sans déviation ;
- les 3 suivants (**HptMinu**, **HptPlus**, **HptUnde**) contiennent les LUT pour la coupure haut $P_{\perp}$ ($2 \text{ GeV}/c$) ;
- Les 3 derniers (**AptMinu**, **AptPlus**, **AptUnde**) contiennent des LUT n'appliquant aucune coupure ;

Chaque histogramme a trois dimensions (x,y,z) et héberge des entiers codés sur 16 bits. De cette manière, on peut stocker les décisions pour les 234 LUT (direction x), les 31 valeurs de X_{Pos} (direction y), les 31 valeurs de X_{Dev} (direction z) et les 16 valeurs de Y_{Pos} (contenu de la case (x,y,z)). Chacun des 16 bits de codage du contenu des histogrammes représente une “strip” Y (dédoublée), l'état du bit indique la décision.

Enfin, les niveaux régional et global du “trigger” dimuons sont intégrés en une seule étape comptabilisant, pour chaque valeur de seuil, le nombre de traces simples de chaque signe et le nombre de double traces de même signe et de signes différents.

4.2.2 Réduction du temps de calcul

4.2.2.1 Les symétries du problème

Dans la simulation AliRoot utilisée, le champ électromagnétique est symétrique par rapport aux plans médians ($X; Z$) et ($Y; Z$) du dipôle (X et Y sont respectivement les directions horizontales et verticales, perpendiculaires au passage du faisceau, l'axe Z est donné par la direction du faisceau). Dans la réalité, cette symétrie ne sera évidemment pas vérifiée.

Etant donnée la géométrie du détecteur ALICE, un tel champ engendre 2 symétries à notre problème :

- une symétrie “*droite/gauche*” :
 - ▷ un muon de $P_{\perp}$ donné, émis dans une direction fixée ($\varphi_1; \theta_1$) aura le même comportement en terme de déviation que le même muon émis dans la direction ($\varphi_2 = \pi - \varphi_1; \theta_2 = \theta_1$),
 - ▷ si le calcul des LUT peut être mené à terme sur un demi-plan (droit ou gauche), le remplissage des LUT pour le 2^{ème} demi-plan pourra se déduire directement des valeurs obtenues pour la première moitié ;

– une symétrie “*haut/bas*” :

- ▷ un muon de $P_{\perp}$ donné, émis dans une direction fixé $(\varphi_1; \theta_1)$ aura le même comportement en terme de déviation qu’un muon de signe opposé de même impulsion émis dans la direction $(\varphi_2 = -\varphi_1; \theta_2 = \theta_1)$,
- ▷ ceci nous permettra de réaliser les simulations pour un seul type de muons (positif ou négatif), le complément pouvant lui aussi être déduit.

L’utilisation de ces deux symétries, permet de diminuer d’un facteur 4 le nombre de déviations de coupure à déterminer. On a fait le choix de travailler avec des muons négatifs sur la partie droite ($X > 0$) des chambres.

4.2.2.2 Le découpage du plan en zones

Afin de réduire considérablement le nombre de déviations de coupure à obtenir, le plan est divisé en 1120 zones de $17 \times 17 \text{ cm}^2$ (cf. fig. 4.2), représentant chacune un élément positionnel élémentaire. On passe ainsi de 45632 à 560 positions différentes, par seuil en $P_{\perp}$, sur un demi-plan, soit un facteur $\simeq 80$. Une déviation de coupure (pour un seuil donné) est déterminé pour chaque zone. Ainsi on arrive à obtenir, par extrapolation, une cartographie de la déviation de coupure sur tout le plan.

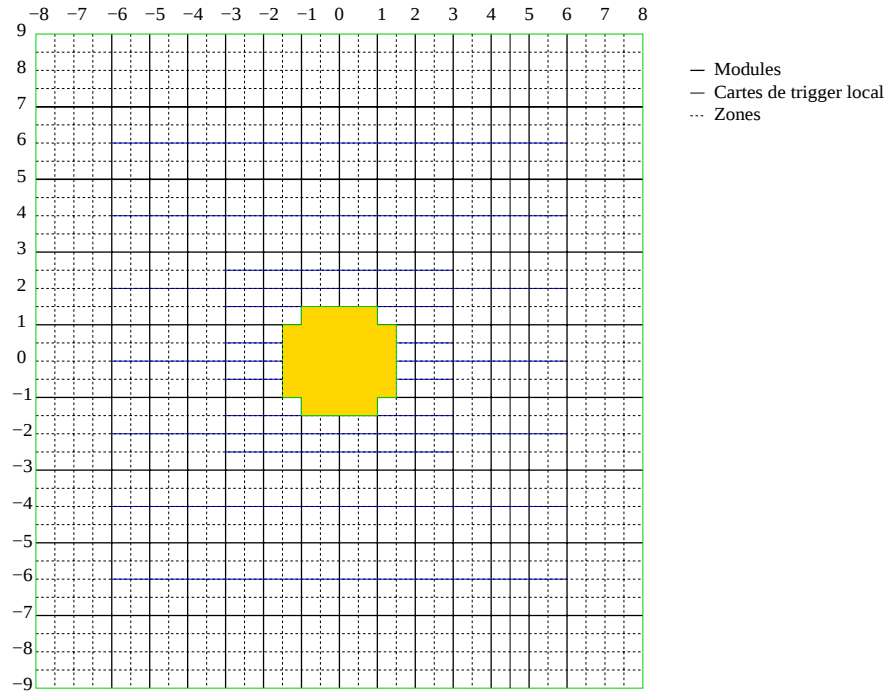


FIG. 4.2 – Le découpage d’un plan en 1120 zones de $17 \times 17 \text{ cm}^2$. La partie colorée correspond à l’espace prévu pour le passage du faisceau et de son blindage. Les graduations en X et Y sont dans une unité arbitraire.

L'utilisation de zones plus grandes serait problématique à deux titres. D'abord, on risquerait d'observer une évolution sensible de la déviation de coupure à l'intérieur même des zones. Ensuite, le modèle de découpage quadrillé en carrés devrait être abandonné au profit d'un découpage plus compliqué, qui pourrait poser des problèmes, en particulier au niveau de l'extrapolation des déviations de coupure ou du traitement des changements dans la taille des "strips". Un pavage plus serré aurait l'inconvénient de réduire considérablement l'effet du découpage du plan en zones sur le temps de calcul.

L'évolution de la déviation de coupure en fonction de la position est maximale pour des impacts proches du passage du faisceau et pour un $P_{\perp}$ faible. Cependant, même dans ces régions du plan, la déviation de coupure évolue peu d'un bout à l'autre d'une même zone. Par exemple, dans le cas de la zone de coordonnées (1.75 ; 0.25) sur la figure 4.2, qui correspond à la carte de "trigger" RC2L5B3, on enregistre, entre les extrémités de la zone, une différence de déviation de coupure à 1 GeV/c inférieure à 1 bit dans la direction X et de l'ordre de 1 bit dans la direction Y.

D'autres paramètres, comme le nombre de muons générés par événement ou la liste des détecteurs à prendre en compte dans la simulation, contribuent à la réduction du temps de calcul. Toutefois, exception faite du choix des processus physiques à introduire dans la simulation, qui constitue un point particulièrement important de ces aspects de temps de calcul et qui sera discuté dans le paragraphe 4.2.3.1, ces paramètres sont d'une importance moindre. D'une façon générale, nous nous sommes efforcés de limiter au maximum le temps de calcul lorsque cela était possible.

4.2.3 Description de la méthode

4.2.3.1 Simulation des μ

Les simulations, présentées ici, ont été réalisées en générant des μ^- de $P_{\perp}$ fixé dans le demi-plan droit. Deux simulations ont ainsi été faites : une 1^{ère} pour la coupure basse ($P_{\perp\mu} \simeq 1 \text{ GeV}/c$), et une 2^{ème} pour la coupure haute ($P_{\perp\mu} \simeq 2 \text{ GeV}/c$). Le domaine de génération est $\varphi \in [-90^\circ; 90^\circ]$ et $\theta \in [0; 10^\circ]$. L'élargissement du cône dans lesquels les μ^- sont "tirés", au-delà de l'acceptance du spectromètre dimuons, permet de toucher un maximum de cartes de "trigger". Par exemple, ne pas exclure $\theta_{\mu^-} < 2$ permet de peupler certaines cartes situées juste en-dessous du passage du faisceau.

Au niveau des processus physiques, seule la perte d'énergie (sans fluctuation) est prise en compte dans la simulation, même la diffusion multiple est désactivée. Ces choix permettent d'éviter la dispersion des impacts dans l'espace des $(X_{Pos}, Y_{Pos}, X_{Dev})$ et par conséquent de réduire la statistique nécessaire à la génération d'une déviation de coupure. La formation de "clusters" de "strips" sur les R.P.C. est également désactivée, limitant ainsi la statistique nécessaire et simplifiant l'obtention des déviations de coupure.

A titre d'illustration, la figure 4.3 montre la dispersion dans l'espace des déviations, engendrée par la prise en compte de certains processus physiques. Deux spectres de déviation des μ^- (en terme de "strips" déclusterisées ou bits), correspondant à deux configurations de la simulation, sont présentés. A gauche, nous voyons le spectre issu d'une simulation incluant

la perte d'énergie, les diffusions multiples et la formation de "clusters". A droite, se trouve le spectre obtenu avec seulement une prise en compte de la perte d'énergie (sans fluctuations). Deux effets sont observés :

- la fluctuation dans la perte d'énergie et les diffusions multiples entraînent un élargissement du spectre,
- la prise en compte de la formation de "clusters" de "strips" entraîne le peuplement des bins correspondant à une déviation d'un nombre impair de bits.

On constate que les deux spectres sont totalement différents et que la non-prise en compte de la diffusion multiple et des fluctuations dans la perte d'énergie simplifie considérablement les spectres de déviation obtenus. La déviation de coupure calculée à l'aide du spectre de droite sera donc moins réaliste; notons à ce propos que, la médiane du spectre de gauche (droite) étant $Dev_{50\%} \simeq -5.72(-5.55)$, la différence entre les déviations de coupure calculées à partir de chacun de ces deux spectres est limitée. Enfin, aux vues du gain sur la statistique que procure la désactivation de la diffusion multiple, de la prise en compte de la formation de "clusters" de "strips" et de la fluctuation dans la perte d'énergie, ces approximations apparaissent indispensables.

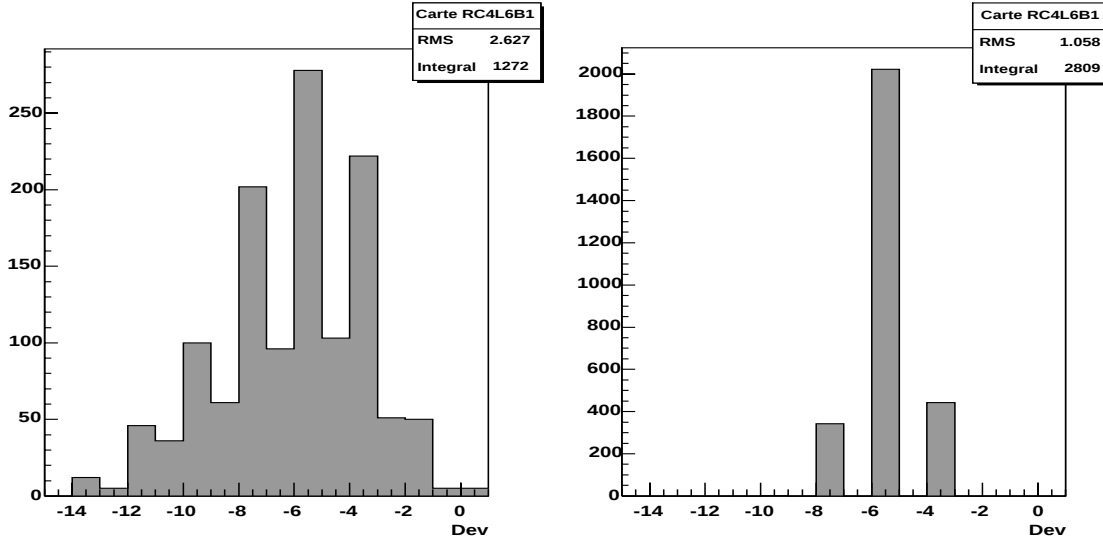


FIG. 4.3 – Spectres de déviation des μ^- de $P_{\perp} = 1 \text{ GeV}/c$, intégrés sur la totalité de la carte de "trigger" RC4L6B1. Sur la partie de gauche, on a tenu compte de la formation de "clusters" de "strips", de la diffusion multiple et de la perte d'énergie avec fluctuations. Sur la partie droite, seule la perte d'énergie (sans fluctuation) est prise en compte.

4.2.3.2 Obtention des déviations de coupure

La déviation de coupure, associée à une position (X_{Pos}, Y_{Pos}) issue de l'algorithme de "trigger" local L0-X, est la déviation limite d'un $\mu^\pm$ au-delà de laquelle le muon n'est plus déclencheur. Elle est définie comme la déviation Dev_{cut} telle que 50% des muons de $P_{\perp\mu} = P_{\perp seuil}$ subissent une déviation $X_{Dev} \leq Dev_{cut}$. Une trace de déviation supérieure (en valeur absolue) à la déviation de coupure sera donc considérée comme présentant un $P_{\perp\mu} < P_{\perp seuil}$ et une déviation moindre sera associée à une trace de muon telle que $P_{\perp\mu} > P_{\perp seuil}$.

Les résultats des simulations, en terme de déviation des muons de $P_{\perp} = P_{\perp seuil}$ sont, dans un premier temps, normalisés afin d'obtenir un nombre constant d'entrées pour chaque intersection de "strips" (X_{Pos}, Y_{Pos}) . Les spectres de déviation ainsi obtenus pour chaque intersection de "strips" sont ensuite intégrés sur chaque zone (cf. §4.2.2.2). Deux spectres de déviation (1 par seuil), semblables à celui de la partie droite de la figure 4.3, sont donc produits pour chaque zone. Par la suite, une déviation de coupure sera calculée à partir de chacun de ces spectres.

La méthode utilisée pour l'obtention des déviations de coupure est explicitée, sur un exemple, sur la figure 4.4. Elle permet de traiter des spectres issus de simulations n'incluant aucun calcul de taille de "clusters" et présentant donc uniquement des déviations d'un nombre pair de "strips" déclusterisées. Pour cela, une étape de "compactage" du spectre, visant à éliminer les bins vides, est tout d'abord entreprise. La médiane du spectre est ensuite calculée puis extrapolée jusqu'à l'échelle de déviation originelle ($X_{Dev} \in [-15, 15]$), donnant ainsi la déviation de coupure associée au spectre.

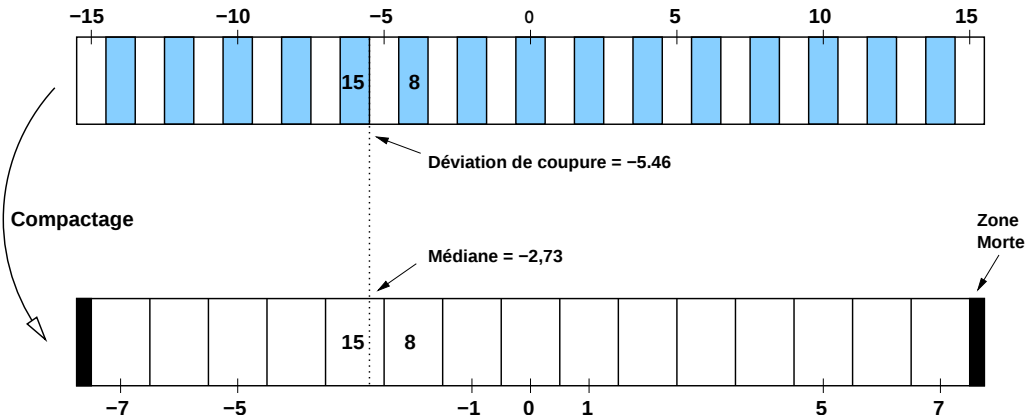


FIG. 4.4 – Schéma d'obtention d'une déviation de coupure, cas d'un exemple concret. Les cases colorées correspondent à des "strips" déclusterisées susceptibles d'être touchées. Les nombres inscrits dans certaines des cases correspondent au nombre de traces, de $P_{\perp} = P_{\perp seuil}$, associées à ce bit dans le spectre de déviation normalisé par intersection de strips (X_{Pos}, Y_{Pos}) .

La figure 4.5 montre, pour chaque seuil en $P_{\perp}$, la carte des déviations de coupure en fonction de la position (X, Y) de l'impact sur la moitié droite de la 1^{ère} station. Les valeurs absolues des déviations de coupure sont comprises entre 3 (2) et 13 (6) "strips" déclusterisées pour la coupure bas (haut) $P_{\perp}$. Rappelons que la déviation maximale pouvant être prise en compte par

l'algorithme L0-X est de ± 15 "strips" déclusterisées. Leur évolution dans le plan (X, Y) est régulière et monotone par paliers. Le passage d'un palier à l'autre correspond à un changement de pas de "strips" et se traduit donc par une variation de la déviation de coupure d'un facteur 2. Notons également que la valeur absolue de la déviation de coupure enregistre, juste avant un palier, une légère baisse (particulièrement visible dans le cas de la coupure bas $P_{\perp}$) attribuée au fait que les muons concernés sont susceptibles d'intercepter la 1^{ère} et la 2^{ème} station au niveau de "strips" de taille différente. Certaines parties de la 1^{ère} station ne sont pas accessibles par des μ^- de $P_{\perp} = P_{\perp\text{seuil}}$ et devront donc faire l'objet d'un traitement spécial lors du remplissage des LUT. Ces régions sont affichées en noir sur la figure 4.5 ($Dev_{cut} = -15$ et $Dev_{cut} = -8$ pour la coupure à 1 et 2 GeV/c , respectivement).

Afin de réaliser un ajustement des déviations de coupure, celles-ci subissent alors une normalisation de manière à obtenir des valeurs de déviation homogènes à une longueur. Pour cela, un poids proportionnel à la taille des "strips" est appliqué à chaque déviation de coupure. Le résultat de cette normalisation est donné sur la figure 4.6. Remarquons que les poids utilisés sont au nombre de 2 (1 pour les "strips" de 2 cm et l'autre pour les "strips" de 4 cm) et ne prennent donc pas en compte la transition progressive de la déviation lors du changement de pas de "strips". Ce défaut est visible sur la partie droite de la figure 4.6 (par exemple sur les zones de coordonnées $X < 6$ et $Y = -6.75$). Il n'est cependant pas critique et sera "gommé" par la suite.

4.2.3.3 Des déviations de coupure aux LUT

Extrapolation des déviations de coupure : L'obtention des valeurs de remplissage des LUT suppose la connaissance de la déviation de coupure pour tout point d'impact sur le plan (X, Y) de la 1^{ère} station. Cette condition est réalisée grâce à une fonction ajustant les histogrammes de déviations de coupure qui permet, par la même occasion, de lisser le comportement de la déviation de coupure dans l'espace (X, Y) et de pallier le biais dans la détermination des déviations de coupure introduit par les changements de pas de "strips" (cf. §4.2.3.2). La fonction d'ajustement utilisée est un polynôme du 3^{ème} degré en X et Y à 10 paramètres :

$$p_0 + p_1 \cdot X + p_2 \cdot Y + p_3 \cdot X^2 + p_4 \cdot XY + p_5 \cdot Y^2 + p_6 \cdot X^3 + p_7 \cdot X^2Y + p_8 \cdot XY^2 + p_9 \cdot Y^3 \quad (4.5)$$

Avec, pour la coupure bas (haut) $P_{\perp}$:

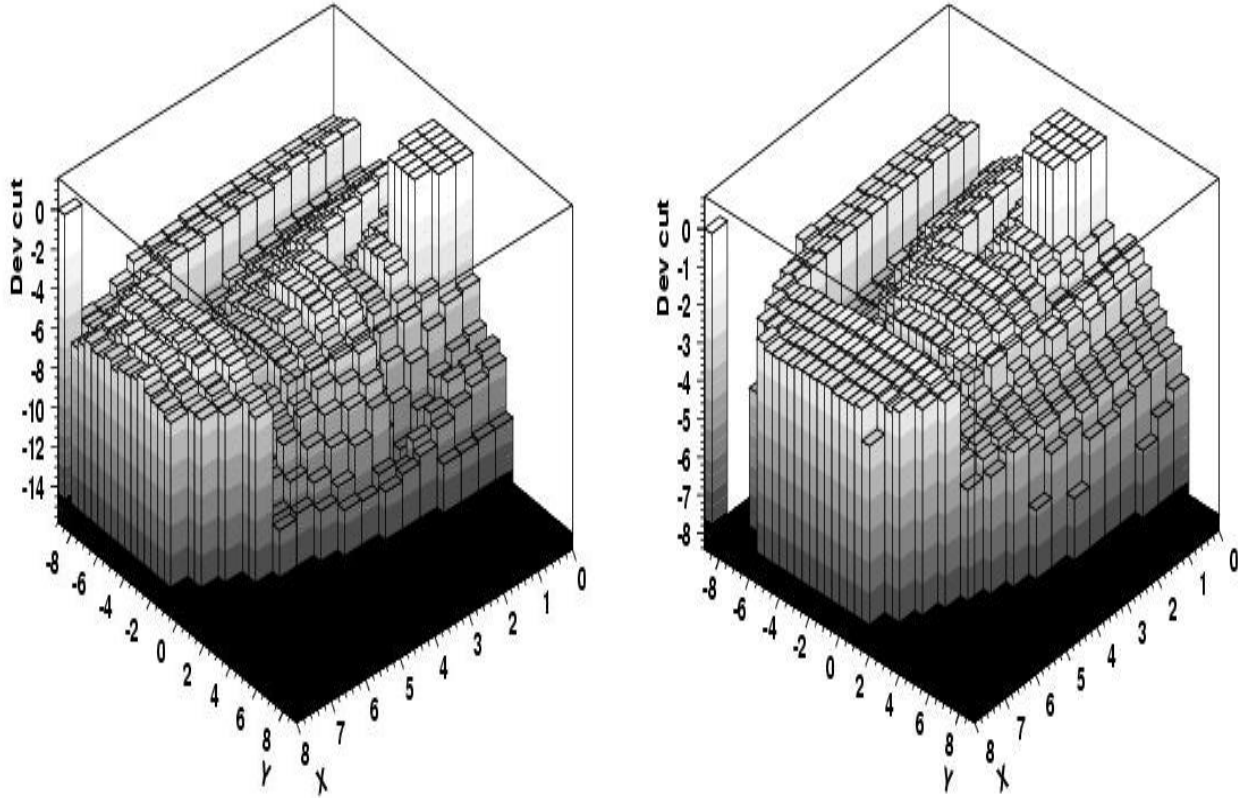


FIG. 4.5 – La déviation de coupure des μ^- (en terme de “strips” déclusterisées) en fonction de la position de l’impact sur la première station (l’échelle utilisée pour les axes X et Y est celle de la figure 4.2). La déviation de coupure est donnée pour le demi-plan droit et pour une coupure à 1 GeV/c (à gauche) et 2 GeV/c (à droite). La partie en blanc autour du point de coordonnées (0,0) représente l’échancrage du détecteur autour du faisceau. Les zones hors d’atteinte des μ^- ont été arbitrairement associées à une déviation de coupure de -16 (-8) “strips” pour la coupure bas (haut) $P_\perp$. Le bin de coordonnées (8,-9) permet d’apprécier l’échelle des dégradés de gris.

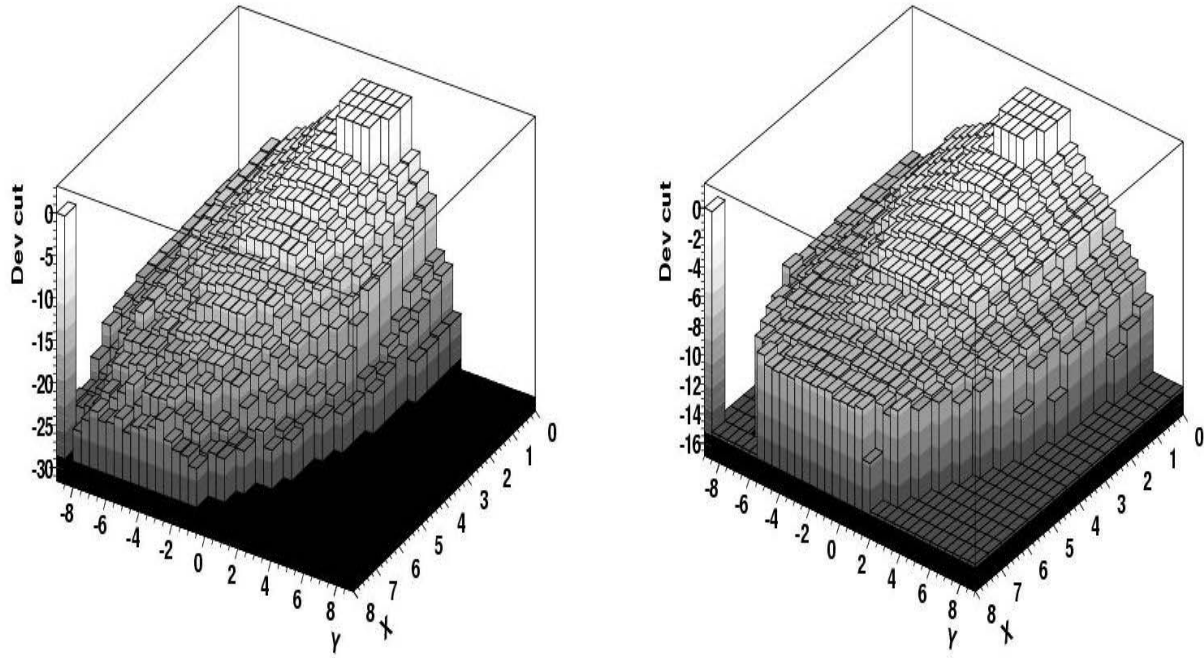


FIG. 4.6 – Valeurs de la déviation de coupure (unité arbitraire homogène à une longueur) en fonction de la position de l'impact sur la moitié droite de la première station. La déviation de coupure est donnée pour la coupure bas (à gauche) et haut (à droite) $P_{\perp}$, les zones hors d'atteinte des μ^{-} de $P_{\perp} = P_{\perp\text{seuil}}$ sont matérialisées par une déviation de coupure de -30 (-15) pour la coupure bas (haut) $P_{\perp}$.

$$\begin{aligned}
p_0 &= -3.1146 & (-1.7126), \\
p_1 &= -3.3852 \cdot 10^{-1} & (+7.4685 \cdot 10^{-2}), \\
p_2 &= -8.9956 \cdot 10^{-1} & (-7.9574 \cdot 10^{-2}), \\
p_3 &= -4.2328 \cdot 10^{-1} & (-2.6271 \cdot 10^{-1}), \\
p_4 &= -1.3309 \cdot 10^{-1} & (+1.4250 \cdot 10^{-2}), \\
p_5 &= -5.9411 \cdot 10^{-1} & (-1.5931 \cdot 10^{-1}), \\
p_6 &= +1.1323 \cdot 10^{-2} & (+1.7969 \cdot 10^{-2}), \\
p_7 &= -1.7103 \cdot 10^{-2} & (-3.3029 \cdot 10^{-3}), \\
p_8 &= -2.8110 \cdot 10^{-3} & (+1.0072 \cdot 10^{-2}), \\
p_9 &= -3.7019 \cdot 10^{-2} & (-5.6591 \cdot 10^{-3}).
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Un exemple d'ajustement de la Dev_{cut} , pour le demi-plan droit et pour une coupure à $1 \text{ GeV}/c$, est présenté sur la figure 4.7.

Construction des LUT : Comme nous l'avons déjà vu, pour reconstruire les LUT, on a uniquement besoin de 2 fonctions (1 par seuil) ajustant la déviation de coupure en fonction de la position d'impact (X, Y) des μ^- sur la moitié droite de la 1^{ère} station (dans notre cas, il s'agit des fonctions décrites par les équations 4.5 et 4.6). Pour chaque triplet (*Carte*, X_{Pos} , Y_{Pos}) du demi-plan droit, la valeur de la déviation de coupure associée à chaque seuil est évaluée à partir de la fonction d'ajustement correspondante. Cette déviation de coupure est "dénormalisée" de manière à obtenir une déviation exprimée en nombre de "strips" déclusterisées. Enfin les LUT sont entièrement reconstruites à partir des déviations de coupure ainsi déterminées et des effets des symétries du problème (cf. §4.2.2.1).

La "**dénormalisation**" est appliquée aux déviations de coupure pour chaque point d'intersection de "strips" (*Carte*, X_{Pos} , Y_{Pos}). Elle permet de passer de la déviation de coupure exprimée dans une unité homogène à une longueur à la déviation de coupure en terme de "strips" déclusterisées. Elle est réalisée grâce à une méthode permettant de tenir compte du changement de pas de "strips". Pour cela, on considère deux zones : la zone incluant le point d'intérêt ou zone Z_1 et la zone adjacente susceptible de contenir le point de passage de la trace sur la 2^{ème} station ou zone Z_2 . A partir de là, on utilise, pour chaque point (*Carte*, X_{Pos} , Y_{Pos}) :

- la valeur absolue $v(x,y)$ de la fonction d'ajustement au point considéré ;
- deux poids (W_1 et W_2) qui correspondent respectivement à la taille des "strips" sur les zones Z_1 et Z_2 ;
- le nombre de "strips" déclusterisées (N_{strips}) entre le bit X_{Pos} considéré et le bord séparant les deux zones considérées.

Les valeurs $v(x,y)$ des déviations de coupure sont enfin comparées au nombre de "strips" N_{strips} de la zone Z_1 permettant de mesurer une déviation :

- si $v(x,y) \leq N_{strips} + 0.5$ alors la déviation est mesurée en terme d'un seul pas de "strips", la déviation de coupure dénormalisée est donnée par $|Dev_{cut}| = W_1 \cdot v(x,y)$;

- si $v(x,y) > N_{strips} + 0.5$ alors les 2 pas de “strips” sont utilisés pour l’évaluation de la déviation ; la déviation de coupure dénormalisée est donnée par $|Dev_{cut}| = W_1 \cdot s_1 + W_2 \cdot s_2$ où s_1 et s_2 représentent le nombre de “strips” de chaque taille contribuant à la mesure de la déviation ; on a donc $s_1 = 0.5 + N_{strips}$ et $s_2 = (v(x,y) - s_1)$.

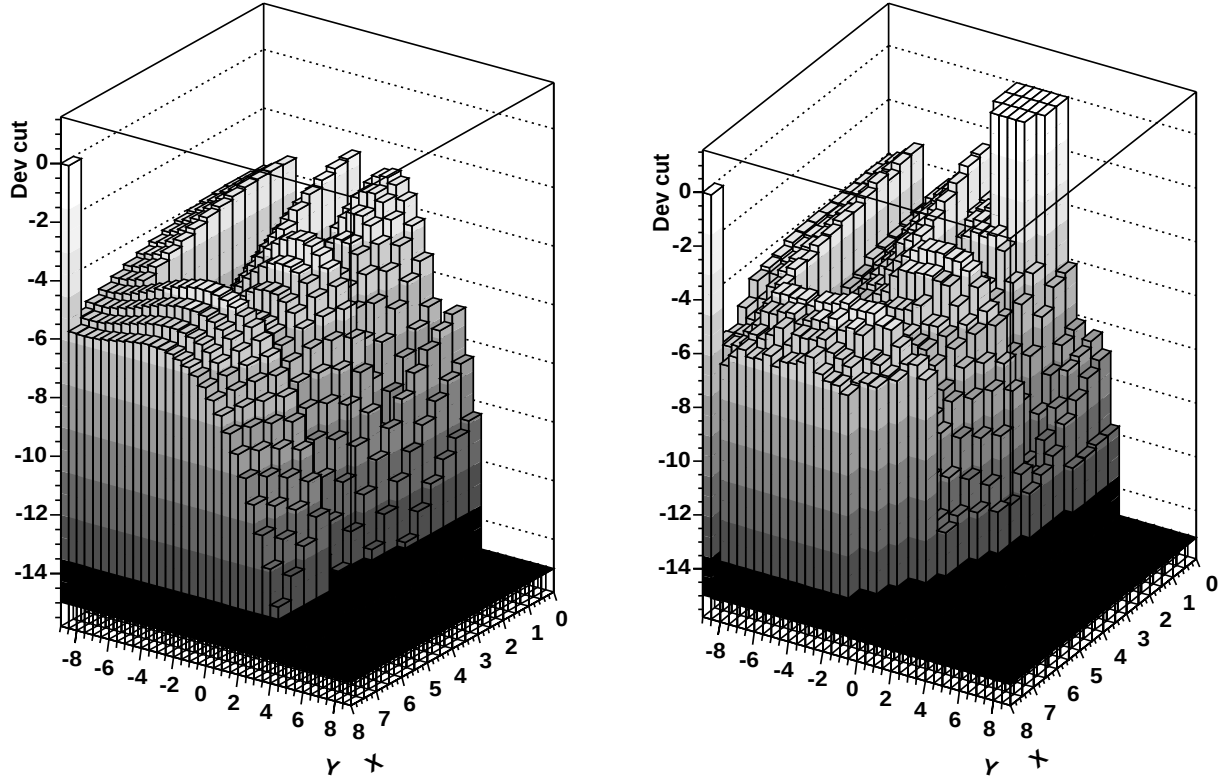


FIG. 4.7 – L’ajustement de la déviation de coupure de μ^- (en terme de “strips” déclusterisées) en fonction de la position d’impact sur la première station (l’échelle utilisée pour les axes X et Y est celle utilisée sur la figure 4.2). La déviation de coupure est donnée pour le demi-plan droit pour une coupure à 1 GeV/c. On peut observer l’ajustement de la déviation de coupure (à gauche) et à titre de comparaison la déviation de coupure issue des simulation (à droite). Le bin de coordonnées (8,-9) permet d’apprécier l’échelle des déviations.

Les symétries décrites dans le paragraphe 4.2.2.1, permettent d’utiliser 4 fois la déviation de coupure obtenue au point $(Carte, X_{Pos}, Y_{Pos})$:

- 2 fois pour les LUT associées au μ^- :
 - ▷ Pour le triplet $(Carte, X_{Pos}, Y_{Pos})$.

- ▷ Pour son symétrique *gauche – droite*.
- 2 fois pour les LUT associées au μ^+ (avec une déviation de coupure opposée) :
 - ▷ Pour le symétrique *haut – bas* du triplet $(Carte, X_{Pos}, Y_{Pos})$.
 - ▷ Pour son symétrique *gauche – droite*.

Les LUT sont remplies grâce aux valeurs de déviation de coupure obtenues après “dénormalisation” et action des symétries. Pour chaque triplet $(Carte, X_{Pos}, X_{Dev})$ et pour chacune des 16 valeurs de Y_{Pos} , on compare X_{Dev} à la déviation de coupure. A une valeur de X_{Dev} inférieure, en valeur absolue, au seuil imposé par la déviation de coupure, on associe une décision affirmative. Dans le cas contraire la décision est négative.

Pour les zones hors d’atteinte de μ^- , on compare la valeur $Dev_{cut}(x,y)$ de la déviation de coupure dénormalisée, au point $(Carte, X_{Pos}, Y_{Pos})$, à la déviation maximale appréciable par le système ($|Dev_{max}| = 15$ bits) :

- Si $|Dev_{cut}(x,y)| < |Dev_{max}|$ on remplit les LUT normalement avec cette valeur de déviation de coupure.
- Si $|Dev_{cut}(x,y)| > |Dev_{max}|$ on considère que, en ce point, $Dev_{cut} = Dev_{max}$.

4.2.3.4 Ajustement de la coupure haut $P_\perp$

Décalage global : Lors d’un test premier test rapide de l’efficacité de la coupure haut $P_\perp$ réalisée avec des LUT calculées par la méthode décrite précédemment, on s’est aperçu que celle-ci était légèrement décalée vers les bas $P_\perp$. Ainsi on est amené à corriger les LUT haut $P_\perp$ “à la main” en appliquant, lors de la détermination des valeurs de remplissage des LUT, un facteur constant aux déviations de coupure. Dans la simulation réalisée dans le cadre de mes travaux de thèse, les déviations de coupure ont été diminuées de 15%. La LUT ainsi remplie sera nommée par la suite LUT_0 .

Ajustement fin : La vérification de l’efficacité de reconstruction de traces avec les coupures correspondant à la LUT_0 , nous a permis de constater un défaut d’homogénéité de la coupure à 2 GeV/c. En effet, en haut à droite de la figure 4.8, l’efficacité de la coupure haut $P_\perp$, pour des μ^+ de $P_\perp \in [2.8; 3]$ GeV/c, est présentée en fonction de la position d’impact des muons sur le plan M.T.21. Le ingrédients de cette simulation seront détaillés au §4.3.1. On remarque ainsi que pour certaines positions (principalement au niveau des changements dans la taille des “strips”), entre 40 et 60% de ces μ^+ sont rejetés par cette coupure. Ce type de problème vient principalement du fait que, aux endroits concernés, la déviation de coupure associée à des muons de $P_\perp = 2$ GeV/c est de 2 à 3 bits. La résolution en $P_\perp$ du système est donc très faible pour des μ de haut $P_\perp$ et ne permet pas une coupure fine. Pour s’en convaincre, il suffit de comparer, sur la figure 4.8, l’efficacité de la coupure réalisée sur des μ^+ de $P_\perp \simeq 2$ GeV/c, avec la LUT_0 (en haut à gauche de la figure) et celle utilisant des LUT ouvertes d’un bit supplémentaire (LUT_1 ,

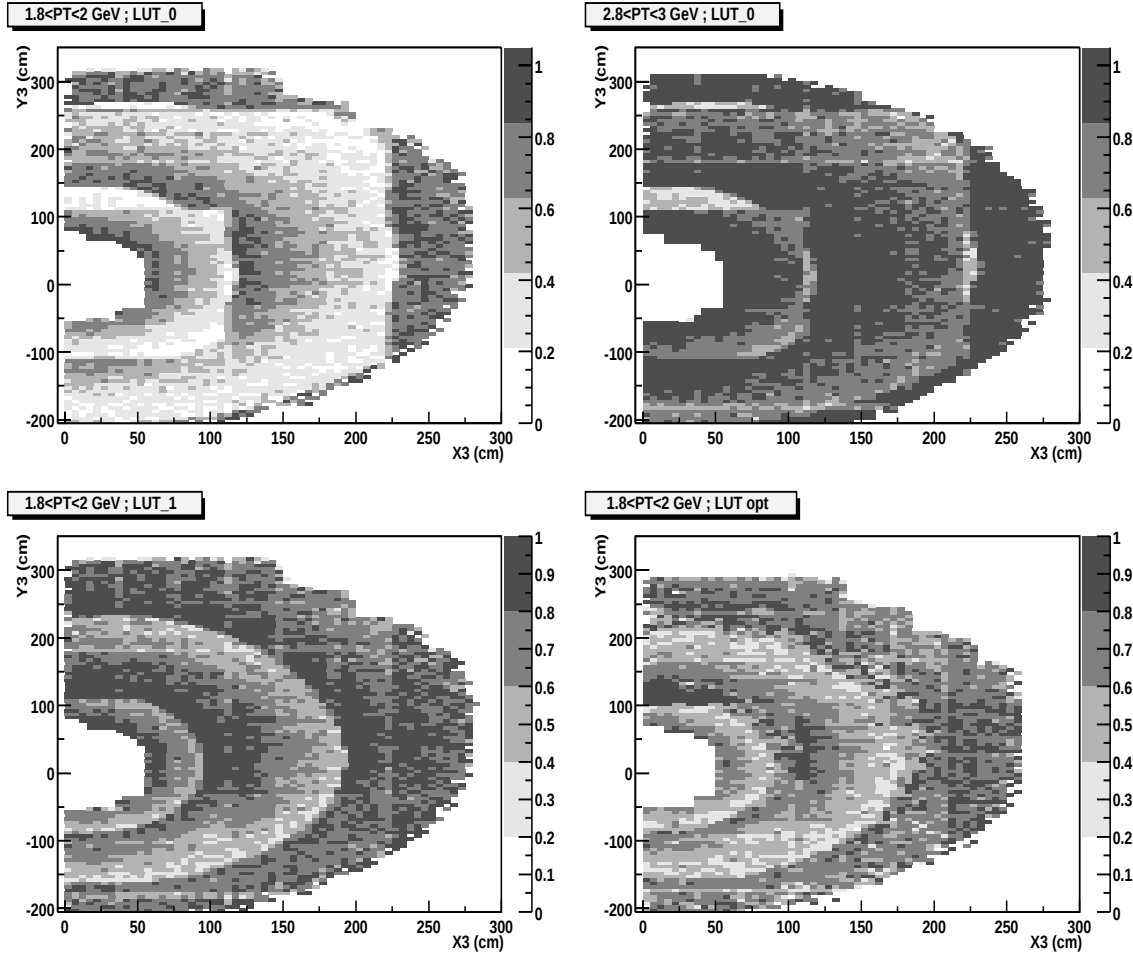


FIG. 4.8 – Efficacité de détection de traces pour la coupure haut $P_{\perp}$ du “trigger” en fonction de la position d’impact sur le 3^{ème} plan de R.P.C.. En haut, l’efficacité obtenue par l’utilisation de la LUT_0 (LUT calculée par les simulations) est donnée pour des μ^+ de $P_{\perp}$ proche de ($1.8 < P_{\perp} < 2 \text{ GeV}/c$) et bien supérieure à ($2.8 < P_{\perp} < 3 \text{ GeV}/c$) la valeur de coupure. En bas à gauche, on peut voir les modifications apportées par l’ouverture de la coupure d’un bit supplémentaire (LUT_{+1}) par rapport à la LUT_0 . L’efficacité de la coupure réalisée avec les LUT optimisées (LUT_{opt} , voir texte) est également visible (en bas à droite).

en bas à gauche de la figure). On s'aperçoit alors que certaines parties du plan voient leur efficacité associée marquer une augmentation de l'ordre de 80% avec l'utilisation de la LUT_{+1} .

Pour pallier cette imperfection, un ajustement fin des LUT est mis en œuvre. Pour cela, deux jeux de LUT sont calculés : les LUT nominales (LUT_0) et les LUT ouvertes d'un bit supplémentaire par rapport aux LUT nominales (LUT_{+1}). Deux histogrammes indiquant l'efficacité de la coupure haut $P_\perp$ en fonction de la position d'impact sont alors générés pour chacune de ces LUT (cf. fig. 4.8) : la première pour des μ de $P_\perp$ proche de la valeur de coupure ($1.8 < P_\perp < 2 \text{ GeV}/c$) et l'autre pour des muons de $P_\perp$ plus élevé ($2.8 < P_\perp < 3 \text{ GeV}/c$). Un algorithme d'optimisation de la coupure permet alors de modifier point par point les LUT en fonction de l'efficacité de la coupure à l'endroit considéré. Pour cela, on ouvre, pour certaines positions d'impact sur la 1^{ère} chambre, la LUT_0 d'un bit supplémentaire donnant ainsi naissance à une LUT optimisée (LUT_{opt}), résultat d'un consensus entre la LUT_0 et la LUT_{+1} .

Le critère adopté consiste à modifier les LUT de manière à accepter tous les muons de $P_\perp$ élevé tout en essayant au maximum de garder un taux de rejet le plus proche possible de 50% pour des muons de $P_\perp = P_{\perp seuil}$. Pour cela, on sort, pour chaque triplet ($Carte, X_{Pos}, Y_{Pos}$), l'efficacité de la coupure pour les deux types de muons. Ces efficacités sont notées de manière générique ϵ_β^α où α définit la LUT utilisée ($\alpha = 0$ (1) pour LUT_0 (LUT_{+1})) et β indique la valeur du $P_\perp$ des μ (2 pour $1.8 < P_\perp < 2 \text{ GeV}/c$ et 3 pour $2.8 < P_\perp < 3 \text{ GeV}/c$). La LUT est ouverte d'un bit supplémentaire (par rapport à LUT_0) si l'une des deux conditions suivantes est respectée :

- $\epsilon_2^0 < 40\%$ et ϵ_2^1 est plus proche de 50% que ϵ_2^0 ;
- $\epsilon_2^0 < 40\%$ et ϵ_2^1 est plus éloigné de 50% que ϵ_2^0 et $\epsilon_3^0 < 90\%$.

L'efficacité de la coupure réalisée grâce aux LUT ainsi optimisées est visible, pour des μ^+ de $P_\perp \in [1.8; 2] \text{ GeV}/c$ en bas à gauche de la figure 4.8 ; les μ de $P_\perp \in [2.8; 3] \text{ GeV}/c$ sont acceptés dans $\sim 100\%$ des cas (cf. fig. 4.10) avec cette LUT_{opt} .

4.3 Efficacité et homogénéité de la coupure

4.3.1 Efficacité des coupures

L'efficacité de la coupure réalisée à partir des LUT calculées par simulation, a été obtenue pour les deux types de coupure (haut et bas $P_\perp$). Pour cela, on a simulé le passage à travers le détecteur de muons positifs générés aléatoirement dans le cône défini par $\theta \in [0, 10]^\circ$ et $\varphi \in [-90, 90]^\circ$ et avec une impulsion transverse $P_\perp \in [0, 5] \text{ GeV}/c$. Il a été tenu compte des diverses parties du détecteur susceptibles d'être traversées par les muons ainsi que des principaux processus d'interaction des muons avec la matière (diffusions multiples et perte d'énergie avec fluctuations). Enfin, la réponse du "trigger" a été simulée pour les deux types de coupure et l'efficacité de la coupure (proportion de muons passant la coupure) obtenue en fonction du $P_\perp$ initial.

La figure 4.9 montre, en traits interrompus, les résultats de ces simulations intégrés sur θ et φ . Pour comparaison, les résultats obtenus avec la méthode simple (cf. §4.1.1) ont été

superposés en traits pleins. L'efficacité de la coupure bas $P_\perp$ est visible dans la partie gauche de la figure 4.9. On remarque que la coupure est franche. L'efficacité atteint 50% pour $P_\perp \simeq 1 \text{ GeV}/c$, forme un genou pour $P_\perp \simeq 1.6 \text{ GeV}/c$ et se stabilise autour de 96%. La montée se fait à raison de $\simeq 130 \text{ } \%(GeV/c)^{-1}$. Aucune amélioration notable par rapport à la LUT calculée par la méthode simple n'est observable. Les résultats pour la coupure haut $P_\perp$ sont rassemblés sur la partie droite de la figure. La coupure est beaucoup moins franche. L'efficacité "décolle" de l'axe des abscisses pour $P_\perp \simeq 0.5 \text{ GeV}/c$, puis entame, à partir de $P_\perp \simeq 1.2 \text{ GeV}/c$, une montée à raison de $\simeq 60 \text{ } \%(GeV/c)^{-1}$. Elle passe les 50% pour $P_\perp \simeq 2 \text{ GeV}/c$, forme un genou autour de $3 \text{ GeV}/c$ puis atteint un plateau à $\simeq 96\%$ d'efficacité. Par rapport aux résultats obtenus à partir des LUT déterminées par la méthode simple, on remarque une amélioration de la valeur au plateau. La franchise moindre de la coupure haut $P_\perp$ est due à la relativement médiocre précision de la mesure de la déviation, liée à la segmentation limitée du détecteur, pour des muons aussi énergétiques. Les événements à bas $P_\perp$ réussissant tout de même à déclencher la sélection haut $P_\perp$ accusent une très faible déviation en raison des effets de les diffusions multiples.

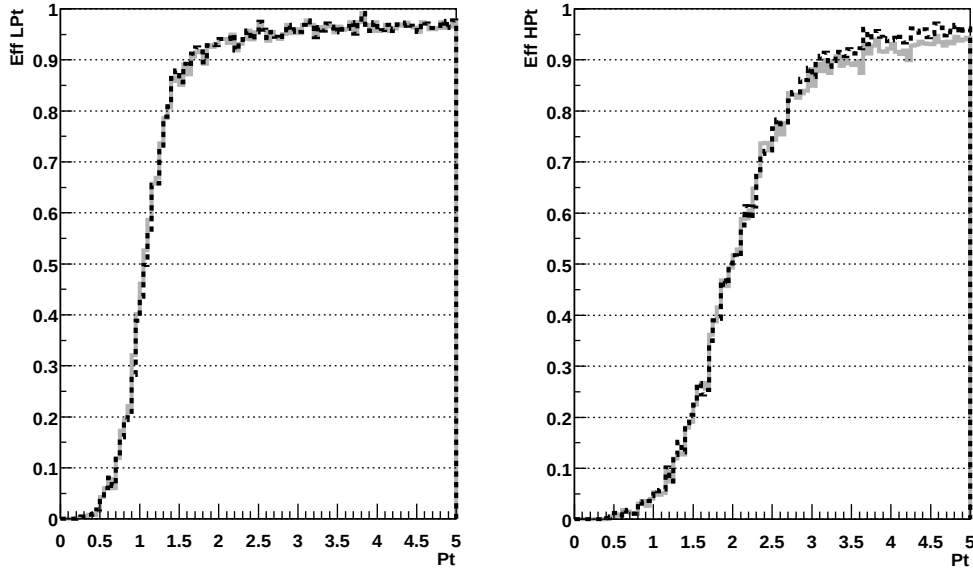


FIG. 4.9 – Efficacité de la coupure haut (à droite) et bas $P_\perp$ (à gauche). Les résultats obtenus avec les LUT calculées par la méthode simple (cf. §4.1.1) sont donnés en traits pleins et ceux obtenus avec les LUT optimisées (LUT_{opt}) en traits interrompus.

4.3.2 Homogénéité des coupures

Dans le but de tester l'homogénéité des coupures, les efficacités (haut et bas $P_\perp$) ont été simulées, par tranche en $P_\perp$, en fonction de la position ($X_3; Y_3$) de l'impact du muon sur le 3^{eme}

plan de “trigger”. La figure 4.11 montre (en haut) les résultats de ces simulations pour une coupure réalisée à partir des LUT_{opt} . A titre de comparaison, les efficacités données par l’utilisation des LUT déterminées par la méthode simple (LUT_{old} , cf. §4.1.1) sont également visibles (en bas). Les résultats concernant la coupure bas $P_{\perp}$ sont disposés à gauche. On remarque que l’homogénéité de la coupure est satisfaisante. L’efficacité est souvent inférieure à 50% parce que la tranche en $P_{\perp}$ considérée est : $0.8 < P_{\perp} < 1.0$ GeV/c (sur la figure 4.9, $P_{\perp} = 0.9$ correspond à une efficacité proche de 30%). Les zones à petit X_3 et grand Y_3 accusent une efficacité supérieure à la moyenne. Ceci se comprend en remarquant que les déviations de coupure associées à ces zones sont plus faibles que sur le reste du plan ($X; Y$), diminuant ainsi la finesse de la coupure. Par rapport à la méthode simple, l’homogénéité obtenue est meilleure. Les écarts d’efficacité sont en particulier moins marqués avec la nouvelle méthode d’obtention des LUT. La partie droite montre les résultats de la simulation pour la coupure haut $P_{\perp}$. Comme nous l’avons déjà vu, l’optimisation des LUT correspondantes a été très bénéfique. La coupure réalisée grâce aux LUT_{opt} est bien plus homogène que celle obtenue avec les LUT_{old} . Enfin, pour des muons de $2.8 < P_{\perp} < 3$ GeV/c, les LUT_{opt} donne une efficacité constante proche de 100% alors que les LUT_{old} coupent, dans certaines parties de la chambre, une large proportion des muons incidents (cf. fig.4.10).

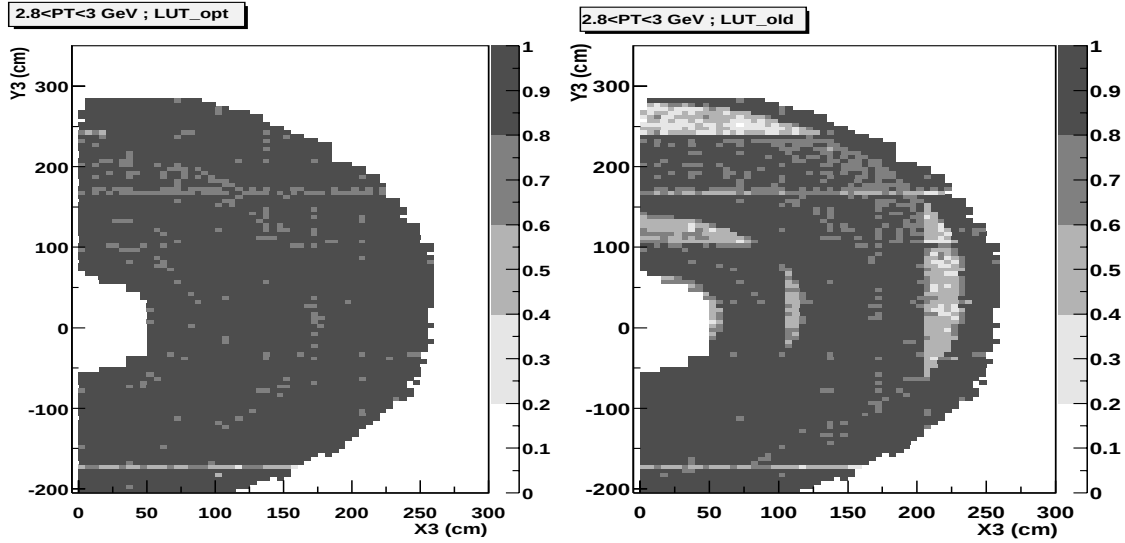


FIG. 4.10 – Efficacité de la coupure haut $P_{\perp}$ réalisée avec les LUT_{opt} (à gauche) et les LUT_{old} (obtenues avec la méthode simple, à droite). Les μ^+ incidents ont une impulsion transverse $2.8 < P_{\perp} < 3$ GeV/c.

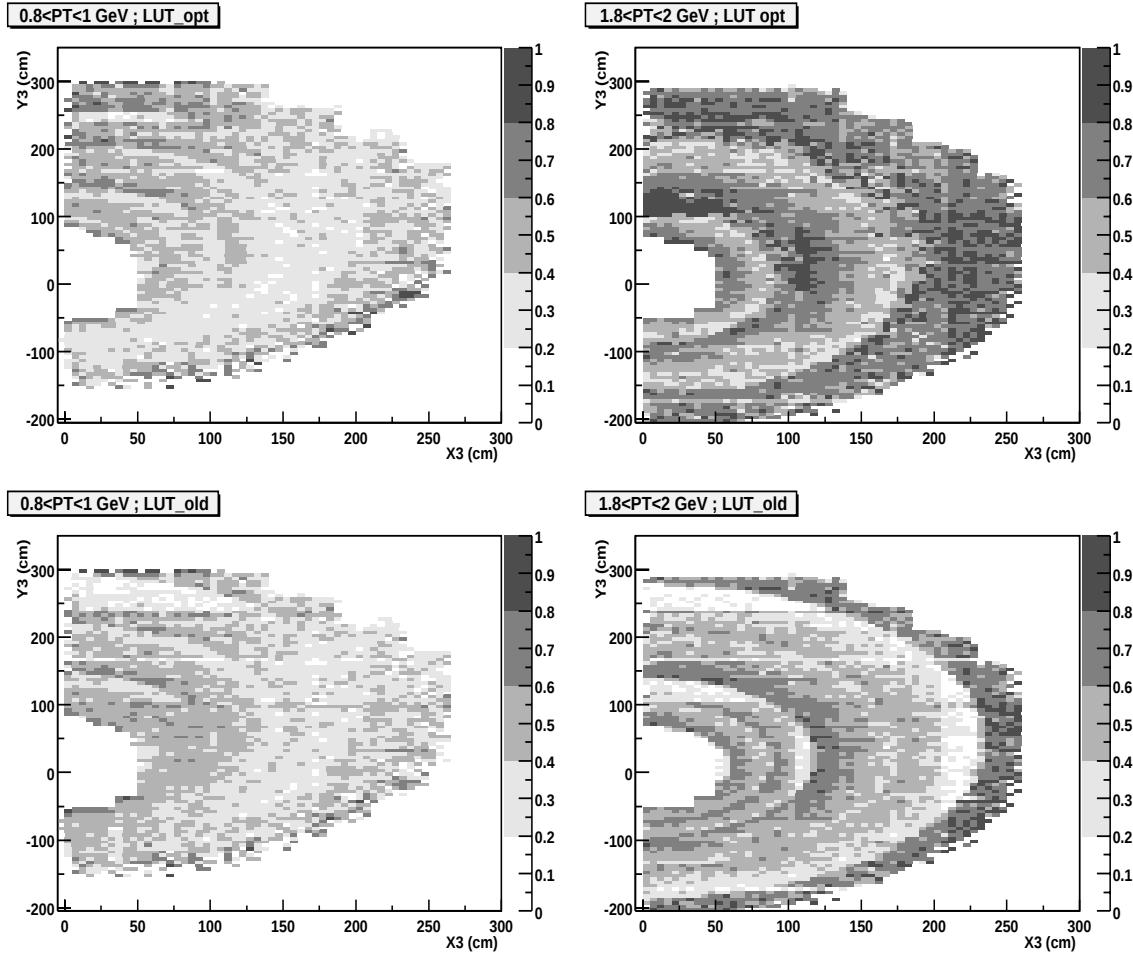


FIG. 4.11 – Homogénéité dans le plan $(X;Y)$ des coupures haut et bas $P_\perp$ pour LUT_{opt} et LUT_{old} . A droite sont rassemblées les informations concernant la coupure bas $P_\perp$ et à gauche celles concernant la coupure haut $P_\perp$. Les différentes efficacités sont données pour des muons positifs de $P_\perp$ proche de la valeur de coupure.

Chapitre 5

Le test “Mini Trigger”

5.1 Introduction

Un prototype de petite taille du système de déclenchement dimuons d’ALICE appelé “Mini-Trigger”, a été construit dans le but de réaliser des tests. Les objectifs principaux de ces tests sont :

- de valider le bon fonctionnement de la carte de “trigger” local développée à Clermont-Ferrand ;
- d’obtenir une estimation de l’efficacité de reconstruction des traces simples de muons dans un environnement de haute radiation ;
- de tester la robustesse du système au bruit de fond combinatoire ;
- d’évaluer les conséquences de toutes les sources de dispersion temporelle sur l’efficacité de reconstruction de traces ;
- de mettre en évidence les éventuels points faibles du système.

Dans le cadre de ces tests, j’ai participé à la mise au point du cadre logiciel, j’ai été responsable de la prise de données pendant toute la période de test et j’en ai réalisé l’analyse.

Le test “Mini-Trigger”[87] a été réalisé en juin 2002 dans la zone GIF (Gamma Irradiation Facility) [86] du CERN. Cette infrastructure comprend une source de γ de ^{137}Cs ($E_\gamma = 662 \text{ keV}$) de 740 GBq . Elle permet de recréer, principalement par effet compton, un environnement de bruit de fond non-corrélé sur les 4 R.P.C. du dispositif expérimental (cf. fig. 5.1). Le flux de photons peut être ajusté grâce à un jeu d’absorbeurs de plomb permettant d’atténuer le flux incident. Lors de ces tests, nous avons utilisé les absorbeurs de manière à diminuer le flux incident d’un facteur 2, 5 ou 10. Sans atténuation, le flux de γ sur la première (dernière) R.P.C. est de 320 (110) Hz/cm^2 , ce qui est largement supérieur à toutes les estimations du bruit de fond attendu dans ALICE (40 Hz/cm^2 pour les collisions $\text{Ar} - \text{Ar}$). Cependant, il est important de noter que le bruit de fond ainsi généré n’est pas semblable à celui d’ALICE. En effet, au L.H.C., le fond sera beaucoup plus complexe et ne pourra pas être réduit à la simple composante

non-corrélée. D'autres sources de bruit, temporellement liées à la collision, comme les muons de désintégrations des pions et kaons, sont alors à considérer.

En plus de la source de ^{137}Cs , un faisceau de muons, issu de la ligne H3 du S.P.S., traverse la zone. Le test "Mini-Trigger" consistera à détecter les traces de muons dans diverses configurations du dispositif expérimental et du bruit de fond.

5.2 Le dispositif expérimental

5.2.1 Description générale

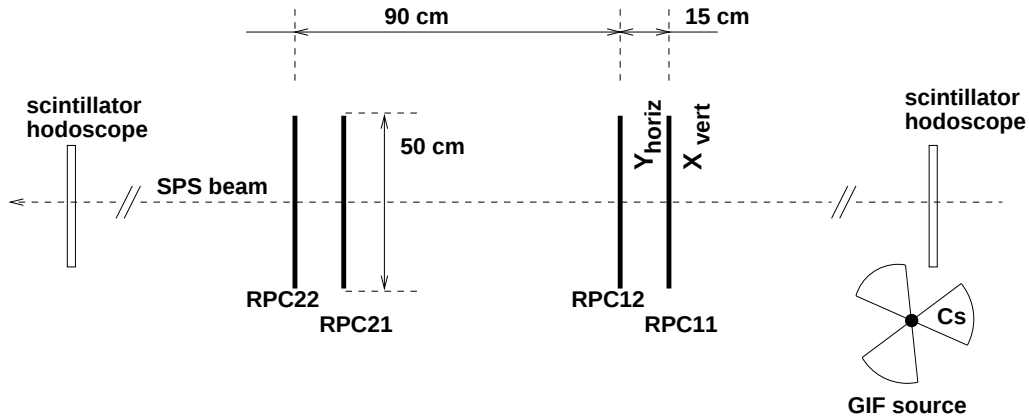


FIG. 5.1 – Schéma du dispositif expérimental du test "Mini-Trigger" dans la zone G.I.F.. Les 4 R.P.C. sont disposées comme dans ALICE, les 2 hodoscopes de scintillateurs plastiques sont placés à l'extérieur de la zone d'irradiation.

Un schéma du dispositif expérimental est montré sur la figure 5.1. Quatre R.P.C. de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ (cf. §3.2.3) sont positionnées à l'intérieur de la zone d'irradiation, perpendiculairement au faisceau de muons. Elles sont rassemblées en deux stations séparées de $\simeq 90 \text{ cm}$; chaque station se compose de 2 chambres espacées de $\simeq 15 \text{ cm}$. Les 4 R.P.C. sont balayées en parallèle par le gaz optimisé pour le fonctionnement en "streamer" dans ALICE (51% Ar, 41% forane, 7% isobutane et 1% SF_6) et sont équipées de 16 "strips" X et 16 "strips" Y de 2 cm (pas de "strips" de 2.12 cm). Contrairement à la configuration utilisée pour les R.P.C. d'ALICE, il a été décidé de positionner les "strips" X (mesurant la position dans le plan de déviation) verticalement et les "strips" Y horizontalement. Ce choix permet, par simple rotation horizontale du dispositif, de simuler une déviation tout en préservant la validation par l'algorithme L0-Y. Les 4 R.P.C. sont fixées sur un support mécanique (cf. fig.5.2) permettant éventuellement de régler la distance entre les stations.

Afin de pouvoir réaliser des mesures d'efficacité, deux hodoscopes de $30 \times 30 \text{ cm}^2$, sont disposés hors de la zone GIF, en amont et en aval du dispositif expérimental. Chaque hodoscope est formé de 6 scintillateurs plastiques disposés, horizontalement et verticalement, selon deux

plans de façon à obtenir une information sur le lieu de passage des muons suivant les directions X et Y.

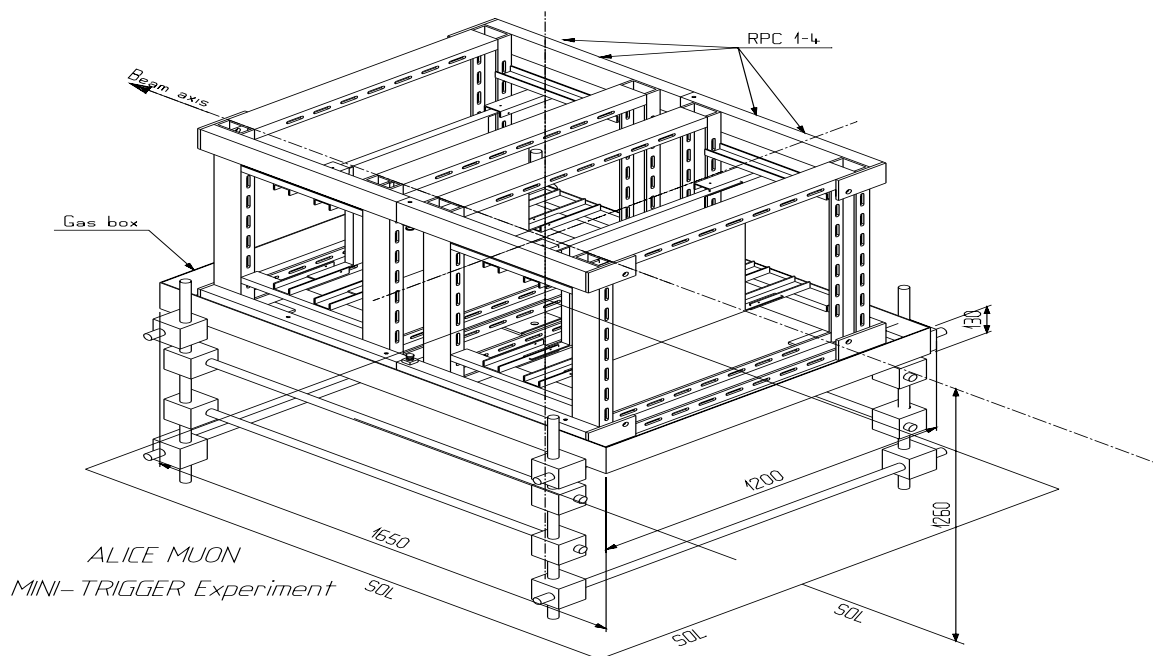


FIG. 5.2 – Schéma du support mécanique du dispositif expérimental du test “Mini-Trigger” .

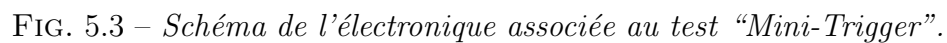
5.2.2 L’électronique

Le dispositif électronique (cf. fig. 5.3) consiste essentiellement en :

- l’électronique frontale,
- l’électronique de “trigger” local et régional,
- la logique associée aux hodoscopes,
- quelques cartes électroniques (convertisseurs de signaux, lignes de retards, T.D.C., échelles ...) utilisées pour l’acquisition.

L’électronique frontale

Les deux plans de “strips” (X et Y) sont équipés de cartes de lecture de la 4^{ème} génération utilisant la puce ASIC ADuT (cf. §3.4). Les “strips” verticales sont disposées du côté du zéro de l’alimentation haute tension et délivrent des signaux positifs ; les “strips” horizontales, positionnées du côté de la haute tension positive, recueillent des impulsions négatives. Les informations X et Y des 4 R.P.C. sont envoyées jusqu’à la carte de “trigger” local par des câbles de 25 m de long. Le temps de vol des particules entre les deux stations et la différence



de temps de transmission des signaux dans les différents câbles sont compensés en ajustant le retard réglable sur les cartes de l'électronique frontale.

En plus des FEB reliés à la carte de “trigger” local, l’une des R.P.C. est équipée (en X et Y) d’un deuxième jeu de cartes de lecture, placées à l’autre extrémité des “strips”. Ces informations sont envoyées principalement sur une échelle de comptage et sur un T.D.C. (cf. fig. 5.3) et sont utilisées à but de débogage (comparaison des informations du T.D.C. avec celles extraites des registres DAQ de la carte de “trigger” local, ...) et pour le calcul en ligne de certaines quantités comme le taux de comptage simple ou l’efficacité de détection des chambres.

L’électronique de “trigger”

L’électronique associée aux étapes de “trigger” local et régional est hébergée dans un panier V.M.E. du type de ceux développés pour ALICE. La carte de “trigger” local est l’une de celles décrites dans la sous-section 3.5.1. Les LUT utilisées autorisent une déviation de ± 15 bits (totalement ouverte) pour la coupure bas $P_{\perp}$ et ± 2 bits pour la coupure haut $P_{\perp}$. Elles peuvent être facilement changées.

La carte émulateur de “trigger” régional a été développée pour les besoins du test. Elle permet de configurer la carte de “trigger” local et d’émuler le fonctionnement de l’algorithme de “trigger” régional dans le cas où une seule carte de “trigger” local est considérée. Elle fonctionne à la cadence de 40 MHz en synchronisation avec une horloge externe qui lui est connectée. Deux modes de fonctionnement sont prévus : le mode “trigger” externe permettant de déclencher sur les hodoscopes et le mode “trigger” interne pour lequel le déclenchement se fait sur la réponse de la carte de “trigger” local, comme ce sera le cas dans ALICE. Lorsqu’un “trigger” synchrone avec un front montant d’horloge arrive (cf. §5.2.4), un 1^{er} signal de “trigger” régional est émis (TRIG sync sur la fig. 5.3). Un veto DAQ rendant le dispositif expérimental “aveugle” est alors mis et un 2^{ème} signal de “trigger” est émis (TRIG sync veto sur la fig. 5.3). Ce dernier est utilisé pour lancer l’acquisition en autorisant la lecture du “pipeline” DAQ et des cartes V.M.E. (T.D.C., échelle).

L’électronique associée aux hodoscopes

Les hodoscopes, placés à l’extérieur de la zone GIF, servent de “trigger” externe ; ils signalent le passage d’un muon à travers le dispositif expérimental. Une électronique à base de portes logiques NIM (cf. fig. 5.3) permet de signer la détection en coïncidence d’une particule sur chacun des quatre plans de scintillateurs (deux à l’avant et deux à l’arrière de la zone d’irradiation). Le signal de sortie a une largeur de ~ 5 ns.

Notons finalement qu’il est également possible de choisir si le “trigger” externe est délivré par les hodoscopes ou par un générateur d’impulsions.

5.2.3 L’acquisition

L’acquisition des données du test “Mini-Trigger” a été réalisée grâce à un P.C. utilisant le logiciel Labview, connecté à une interface P.C.I./V.M.E.. Le fichier de sortie contient les

informations issues des T.D.C., des échelles et des registres DAQ de la carte de “trigger” local. Les données transférées depuis la carte de “trigger” local contiennent un enregistrement des quatre motifs de bits d’entrée en X et Y et la décision “trigger” correspondante après les différentes étapes de l’algorithme. Elles ont été utilisées pour l’obtention de la plupart des résultats présentés ici.

5.2.4 La mise en temps

Au L.H.C., la fréquence des croisements des paquets sera de 40 MHz ($T = 25\text{ ns}$). Une horloge commune sera délivrée par le collisionneur. L’électronique de “trigger” fonctionne à cette même cadence : l’algorithme de “trigger” peut délivrer un signal toutes les 25 ns . Afin d’appartenir à une et une seule période de l’horloge, le signal de sortie de l’électronique frontale doit donc être aussi large que possible sans jamais dépasser une période (25 ns). Il a été choisi de travailler avec des signaux de $20 - 25\text{ ns}$ de large.

A GIF, le signal recueilli par l’électronique frontale est complètement asynchrone par rapport au signal d’horloge fournie à l’électronique de “trigger” ; pour s’approcher des conditions du L.H.C., une sélection des événements synchrones, dans une fenêtre de $\pm 2.5\text{ ns}$ avec le front montant d’horloge, est effectuée au niveau de la carte émulateur de “trigger” régional (les autres événements sont rejetés). Cette situation est conservative par rapport aux conditions du L.H.C. où les interactions seront synchronisées avec l’horloge à mieux que $\pm 1\text{ ns}$.

Ces diverses considérations imposent, pour ne pas subir de pertes d’efficacité, la plus grande synchronisation entre les signaux arrivant sur l’électronique de “trigger”, pour un événement donné. Ainsi la distance entre les détecteurs des deux stations et la différence de temps de transmission des signaux entre les différents câbles, sont respectivement compensées par un retard de 3 ns appliqué aux signaux issus de la 1^{re} station et par le choix de retards appropriés sur les cartes de l’électronique de lecture. Le réglage de la phase d’horloge se fait de manière à optimiser l’efficacité de reconstruction de traces du “trigger”, comme illustré sur la figure 5.4. Une méthode d’optimisation de la phase d’horloge dans ALICE sera discutée dans la sous-section 5.3.5.

5.2.5 Les diverses options de fonctionnement

Le dispositif expérimental décrit précédemment offre la possibilité de modifier les conditions de fonctionnement :

- le mode de déclenchement peut être commuté :
 - ▷ le mode “trigger” externe (hodoscopes) permet de déclencher sur un signal signant le passage d’un muon à travers le dispositif expérimental, nous fournissant ainsi une référence pour les mesures d’efficacité,
 - ▷ le mode “trigger” interne nous permet de déclencher, comme dans ALICE, sur un signal correspondant à la détection d’une trace par la carte de “trigger” local, au-

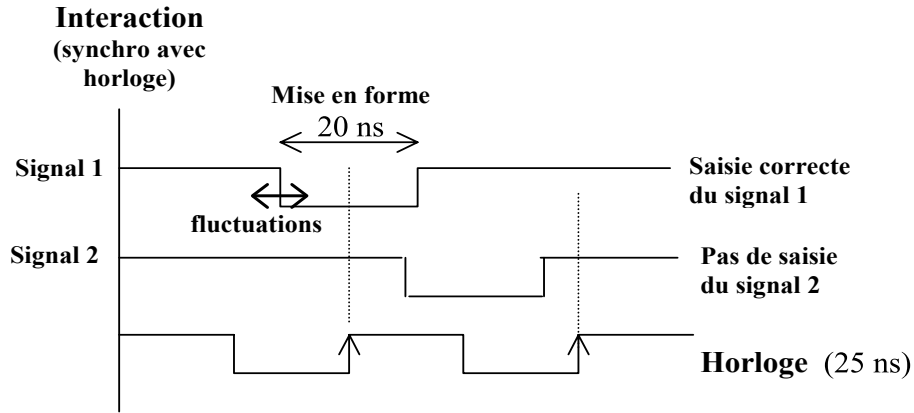


FIG. 5.4 – Schéma de principe de la capture des signaux au niveau de la carte de “trigger” local. La phase d’horloge doit être réglée de manière à optimiser l’efficacité de capture.

torisant alors la réalisation de tests de la robustesse du système au bruit de fond non-corrélé ;

- différents paramètres de l’algorithme de “trigger” local peuvent être réglés :
 - ▷ le type de coïncidence demandé par l’algorithme de “trigger” local peut être commuté de 3/4 à 4/4 plans,
 - ▷ la LUT utilisée peut être changée, permettant en particulier de désactiver la sélection réalisée par l’algorithme de “trigger” L0-Y ;
- le flux de γ provenant de la source de ^{137}Cs peut être plus ou moins atténué grâce à divers filtres de plomb :
 - ▷ l’atténuation maximale (source rentrée) permet d’opérer avec un flux pratiquement nul,
 - ▷ avec une forte atténuation (filtre n° 10), le taux de comptage sur la 1^{ère} chambre est de $\sim 50 \text{ Hz/cm}^2$,
 - ▷ avec une atténuation intermédiaire (filtre n° 5), le taux de comptage sur la 1^{ère} chambre est de $\sim 100 \text{ Hz/cm}^2$,
 - ▷ avec une faible atténuation (filtre n° 2), le taux de comptage sur la 1^{ère} chambre est de $\sim 210 \text{ Hz/cm}^2$,
 - ▷ sans atténuation, le taux de comptage sur la 1^{ère} chambre est de $\sim 320 \text{ Hz/cm}^2$.

5.3 Les résultats

Sauf indication contraire, les mesures ont été prises avec les chambres placées perpendiculairement au faisceau de muons et les divers résultats présentés dans cette section (tailles et

nombre de “clusters”, efficacité des chambres, déviations et efficacité du “trigger” local à reconstruire des traces) n’ont fait l’objet d’aucune coupure spécifique parmi le lot d’événements enregistrés. Hormis pour les résultats liés à la robustesse du système au bruit de fond (cf. §5.3.7), le test a toujours fonctionné avec un déclenchement sur le “trigger” externe (hodoscoptes). La statistique recueillie est de 10 000 événements par “run” pour la grande majorité des résultats, de 5 000 événements par “run” pour les tests en fonction du retard de la phase d’horloge (§5.3.5) et variable pour les tests effectués en “trigger” interne (cf §5.3.7). La taille des symboles utilisés sur les figures est toujours supérieure à celle des barres d’erreurs statistiques à 1σ .

5.3.1 Les effets de la pression et de la température atmosphérique

Les conditions atmosphériques (température et pression) influent sur l’efficacité de détection des chambres. En effet, une hausse de la pression ou une baisse de la température entraîne une diminution de la tension effective aux bornes des plaques. Ainsi, pour deux “runs” effectués dans les mêmes conditions expérimentales (haute tension, taux de bruit de fond...), les efficacités des chambres peuvent être légèrement différentes suivant les conditions atmosphériques au moment du “run”.

Pour remédier à cela, il a parfois été nécessaire de corriger la haute tension à l’aide de la formule 5.1 [88, 89] reliant la tension appliquée V_a à la tension corrigée V_{correc} :

$$V_{correc} = V_a \frac{P_0}{P} \cdot \frac{T}{T_0} \quad (5.1)$$

où P et T sont la pression et la température atmosphériques et $P_0 = 1005\text{ mb}$ et $T_0 = 293\text{ K}$ sont des valeurs de référence arbitrairement fixées de la pression et de la température.

Pour des raisons techniques, seule la correction de la tension vis-à-vis des effets de la température atmosphérique a pu être appliquée. Cette restriction n’a cependant pas d’incidence puisque, alors que la température atmosphérique suit des cycles journaliers et entraîne des corrections relatives de l’ordre de quelques pourmille, l’évolution de la pression sur la durée des tests est beaucoup plus lente (l’évolution est sensible sur une durée de plusieurs jours) et moins marquée. Sur une plage horaire de quelques heures (temps nécessaire à l’obtention d’un assortiment cohérent et suffisant de “runs”), les effets de la variation de pression peuvent donc être négligés.

5.3.2 La taille et le nombre de “clusters”

La taille et le nombre des “clusters” de “strips” ont été mesurés pour chacun des deux plans des quatre R.P.C.. Le nombre moyen des “clusters” de “strips” est toujours très proche de 1 et ne dépend que très faiblement du taux de bruit de fond ; il atteint 1.05 sur la première chambre pour un flux incident de γ de 320 Hz/cm^2 et pour la plus haute tension fixée. Ce résultat est réaliste, étant donné qu’au taux de comptage de 320 Hz/cm^2 , on attend, en moyenne, $1.5 \cdot 10^{-2}$ particules par cycle d’horloge.

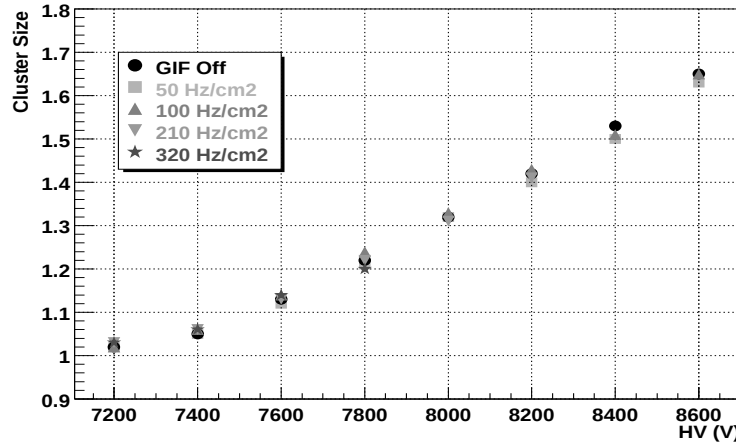


FIG. 5.5 – Taille des “clusters” de “strips” X sur la première R.P.C. en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ .

L'évolution de la taille moyenne des “clusters” de “strips” X de la première chambre en fonction du taux de comptage et de la haute tension appliquée est consignée sur la figure 5.5. La taille des “clusters” augmente pratiquement linéairement avec la haute tension mais n'enregistre aucune modification en fonction du flux incident. Au point de fonctionnement ($V_a = 8000$ V), la taille moyenne de “clusters” est de 1.32. Les résultats pour le plan de “strips” Y sont comparables.

5.3.3 Les plateaux d'efficacité

L'efficacité de reconstruction de traces du “trigger” local (ou efficacité de “trigger”) est une quantité très importante dans l'étude du prototype “Mini-Trigger”. Elle est mesurée grâce à la normalisation offerte par les hodoscopes et correspond au nombre moyen de traces détectées par la carte de “trigger” local, par événement hodoscope. On peut ainsi également calculer l'efficacité de “trigger” L0-X qui correspond au pourcentage de traces reconstruites par l'algorithme de “trigger” L0-X et l'efficacité de “trigger” L0-Y qui correspond à la proportion de traces qui vérifie les critères de l'algorithme de “trigger” L0-Y.

Dans cette sous-section, nous présenterons les efficacités de détection des chambres et l'efficacité de “trigger” en fonction de la haute tension et du flux incident de γ . L'efficacité de “trigger” sera étudiée pour différentes configurations de l'algorithme de “trigger” local (coïncidence 3/4 ou 4/4). Le comportement des efficacités en fonction de la phase de l'horloge et l'efficacité de “trigger” L0-Y feront l'objet d'une description ultérieure (cf. §5.3.5 et §5.3.6).

5.3.3.1 Efficacité des chambres

L'efficacité de détection des chambres est un paramètre majeure de l'efficacité de “trigger”. Les efficacités des 4 R.P.C. sont montrées, sur la figure 5.6, en fonction du flux de γ et de la

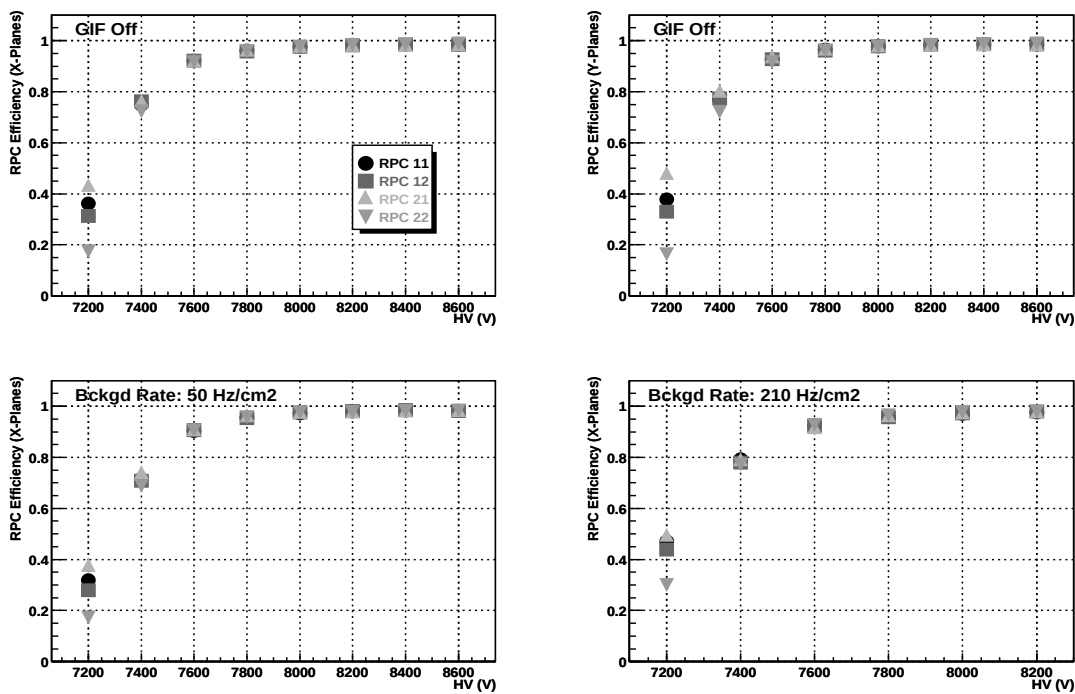


FIG. 5.6 – Efficacité des 4 R.P.C. en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ . En haut, l'efficacité des 4 chambres est donnée, pour une mesure sans source GIF et pour chacun des 2 types de segmentations.

haute tension appliquée. Sans source de γ (en haut), on observe une réponse avec un genou situé à environ 7.6 kV suivi d'un plateau atteignant 98% d'efficacité; le point de fonctionnement est à $V_a \simeq 8 \text{ kV}$. Le comportement est le même pour le plan X et le plan Y.

Lorsque l'on augmente le flux de γ (cf. partie basse de la figure 5.6), aucun effet appréciable n'est observé.

5.3.3.2 Efficacité du “trigger”

L'efficacité du “trigger”, en fonction de la haute tension et pour différents taux de bruit de fond, est montrée sur la figure 5.7 pour un algorithme de “trigger” local demandant une coïncidence d'au moins 3 plans sur 4 et sur la figure 5.8 pour une coïncidence de 4/4 plans. Comme l'efficacité de “trigger” dépend directement de l'efficacité des chambres, il n'est pas étonnant d'obtenir la même forme de comportement en fonction de la haute tension.

L'efficacité mesurée en coïncidence 3/4, montre une montée au plateau “rapide” avec un genou à environ 7.6 kV et un plateau atteignant 98% d'efficacité. Les différences observées pour différents taux de bruit de fond et à une tension donnée sont imputées aux variations de température et de pression atmosphériques entre les différents “runs”. Ainsi, lorsque l'on regarde les mêmes efficacités en fonction du haut voltage corrigé (cf. §5.3.1 et encart de la figure 5.7) aucune dépendance en fonction du flux de γ ne peut être notée jusqu'à un taux de comptage de l'ordre de 320 Hz/cm^2 .

Lorsque l'on impose une coïncidence de 4/4 plans (cf. fig. 5.8), l'efficacité montre une forme similaire en fonction de la haute tension. On obtient alors une montée au plateau plus lente avec un genou décalé vers les plus hautes tensions ($\sim 7800 \text{ V}$) et un plateau accusant 94% d'efficacité. Là encore, aucune dépendance dans le flux de γ n'est observable.

Une étude plus poussée des données indique l'existence de corrélations entre les inefficacités des différentes R.P.C.. Ces corrélations sont attribuées au recouvrement partiel des espaceurs des différentes R.P.C. (particulièrement les espaceurs des R.P.C. d'une même station) et permettent d'expliquer les pertes d'efficacité observées lorsqu'une coïncidence de 3/4 plans est demandée. En effet, pour 4 R.P.C. indépendantes ayant des efficacités de 98%, on s'attend à obtenir une efficacité de reconstruction de traces de presque 100% pour une coïncidence de 3/4 plans et de $\sim 92\%$ pour une coïncidence 4/4 plans. D'autre part, si l'on considère 4 R.P.C. totalement corrélées 2 par 2, on obtient par un simple calcul de probabilité une efficacité de “trigger” de 96% que l'on impose une coïncidence de 3/4 ou 4/4 plans. Ces considérations montrent donc qu'une corrélation dans les inefficacités des R.P.C. provoque une baisse de l'efficacité de “trigger” en coïncidence 3/4 plans et une hausse de cette même efficacité en coïncidence 4/4 plans. Dans le cas présent, ces effets sont notables en raison de l'alignement des 4 plans de R.P.C. perpendiculairement au faisceau. Ces effets d'alignement devraient être cependant en grande partie évités dans ALICE.

Quoi qu'il en soit, il est clair que le fonctionnement avec une coïncidence de 3/4 plans apporte une meilleure efficacité de reconstruction des traces tout en gardant une excellente résistance au bruit de fond non-corrélé (jusqu'à plus de 300 Hz/cm^2).

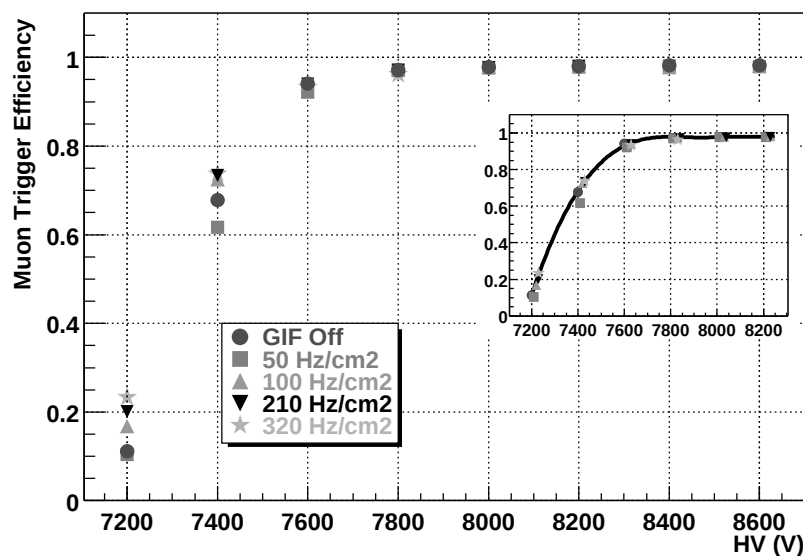


FIG. 5.7 – Efficacité du “trigger” en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ . Une coïncidence de 3/4 plans est demandée à l’exécution de l’algorithme de “trigger” local. L’encart présente les mêmes efficacités en fonction de la haute tension corrigée (cf. §5.3.1).

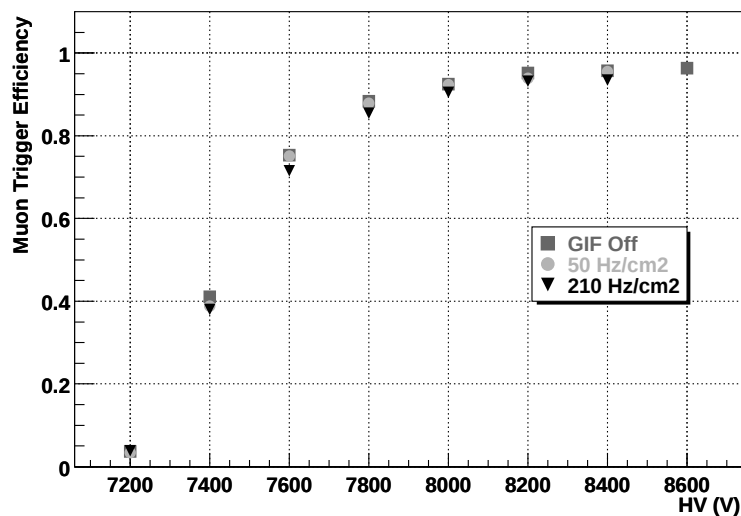


FIG. 5.8 – Efficacité du “trigger” en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ . Une coïncidence de 4/4 plans est demandée à l’exécution de l’algorithme de “trigger” local.

5.3.4 Les spectres de déviation

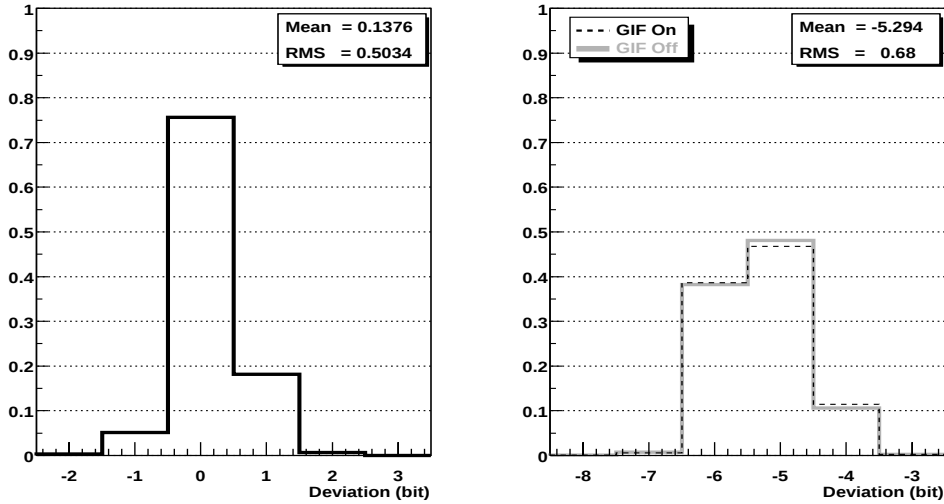


FIG. 5.9 – Spectres de déviation (mesurée par la carte de “trigger” local en “strips” déclusterisées ou bits) avec le dispositif expérimental perpendiculaire au faisceau de muons (à gauche) et tourné (à droite). Les R.P.C. fonctionnent à 8 kV et une coïncidence de 3/4 plans est imposée par l’algorithme de “trigger” local. Les effets engendrés par un flux de γ de 210 Hz/cm^2 sont visibles sur la partie de droite. Les statistiques de la partie de droite correspondent au spectre sans source de γ .

La figure 5.9 présente des spectres de déviation obtenus à partir des données calculées par l’algorithme de “trigger” L0-X avec coïncidence 3/4 plans ; ils sont exprimés en “strips” déclusterisées (ou bits). Le spectre de gauche a été obtenu lors d’une prise de données avec le dispositif expérimental perpendiculaire au faisceau de muons et ceux de droite avec le dispositif expérimental ayant subi une rotation horizontale de manière à simuler une déviation des muons. L’asymétrie du spectre avec le dispositif expérimental perpendiculaire au faisceau peut s’expliquer par la précision de l’alignement des “strips” des 4 R.P.C. qui est de l’ordre de quelques millimètres dans le cadre de ce test.

De manière à garder les traces les plus énergétiques, l’algorithme de “trigger” local L0-X réalise une sélection de la trace de moindre déviation. Dans des conditions extrêmes de bruit de fond, on s’attend donc à ce que le calcul de la déviation soit faussé par des effets combinatoires. Cependant, les spectres ne montrent aucun changement notable avec et sans source de γ (cf. fig. 5.9, à droite). Ce résultat est en accord avec des calculs effectués qui annoncent que, dans un environnement radiatif de 320 Hz/cm^2 sur la première chambre et pour une déviation de 5 bits, l’algorithme L0-X renvoie une évaluation faussée de la déviation dans moins de 0.002% des cas. Des études complémentaires ont été menées. On a comparé la rotation réelle infligée au dispositif expérimental à la moyenne des déviations calculées par l’algorithme de “trigger” local

$(\bar{\delta}_{loc} \pm \sigma)$: pour une déviation non nulle, la déviation absolue réelle est toujours comprise dans l'intervalle $[\bar{\delta}_{loc} - \sigma; \bar{\delta}_{loc} + \sigma]$. L'algorithme de “trigger” local est donc fiable dans son estimation de la déviation jusqu'à des flux incidents de quelque 300 Hz/cm^2 .

5.3.5 Optimisation du retard de la phase d'horloge

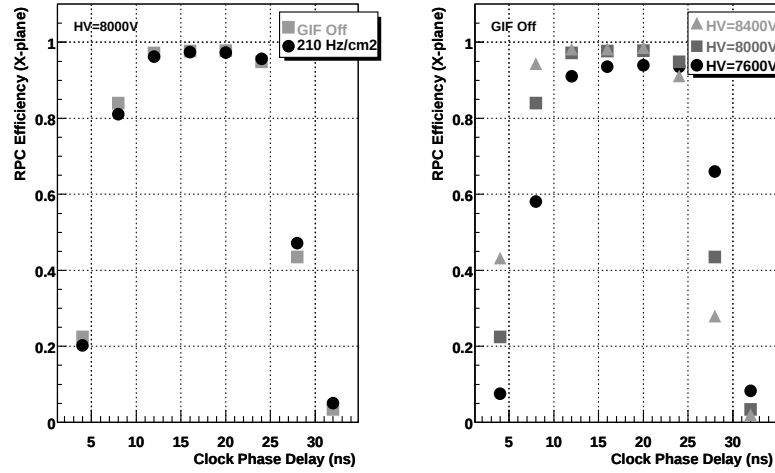


FIG. 5.10 – Influence du retard de la phase d'horloge. L'efficacité de la première R.P.C. en fonction du retard de la phase d'horloge est représentée pour différentes valeurs de la haute tension et différents taux de bruit de fond.

La phase d'horloge doit être ajustée (cf. §5.2.4) de manière à optimiser l'efficacité globale du dispositif expérimental.

La figure 5.10 montre l'efficacité de la première chambre en fonction de la valeur d'un retard arbitraire appliqué à la phase d'horloge. Pour des hautes tensions suffisantes, l'efficacité atteint un plateau de $\sim 10 \text{ ns}$ de large. Le retard est optimisé lorsque l'on se place au centre du plateau d'efficacité. Lorsque l'on augmente le taux de bruit de fond, on ne remarque aucune incidence sur l'efficacité. Par contre, au fur et à mesure que l'on augmente la haute tension, le plateau se déplace au rythme de $\sim -4 \text{ ns/kV}$. Cette déformation de la courbe d'efficacité est attribuée à la baisse du temps de réponse des détecteurs qui accompagne un accroissement de la tension [90]. Les efficacités sont présentées seulement pour le plan X de la première chambre, les résultats pour les autres plans sont comparables.

La figure 5.11 montre, pour différentes valeurs de la haute tension et différents taux de bruit de fond, l'efficacité de “trigger” en fonction de la phase d'horloge. Etant donné le degré de corrélation entre les efficacités des chambres et du “trigger”, l'efficacité de “trigger” aura, en fonction du retard de la phase d'horloge, le même comportement que l'efficacité des chambres. Là encore, l'efficacité de “trigger” montre un plateau de 10 ns de large, centré sur une valeur

arbitraire de 16 ns. Ce plateau n'est pas sensible au flux incident mais se décale avec la haute tension.

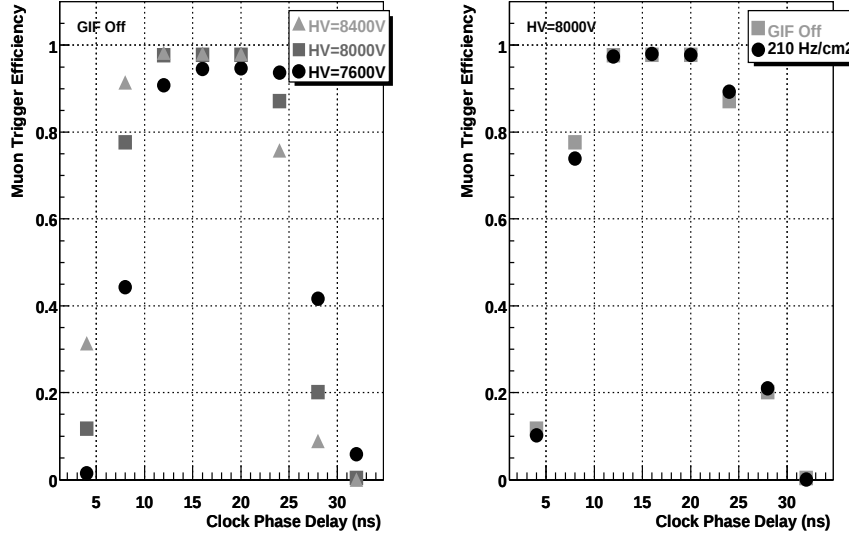


FIG. 5.11 – Influence du retard de la phase d'horloge. L'efficacité de "trigger" en fonction du retard de la phase d'horloge est représentée pour différentes valeurs de la haute tension et différents taux de bruit de fond. Une coïncidence de 3/4 est demandée à l'exécution de l'algorithme de "trigger" local.

5.3.6 Influence du "trigger" L0-Y

L'algorithme de "trigger" local L0-Y permet d'éliminer les traces qui sortent du plan de déviation, conférant ainsi au système de déclenchement dimuons, une grande partie de son pouvoir discriminatif vis-à-vis du bruit de fond. L'utilisation des informations calculées par l'algorithme de "trigger" local L0-Y peut être activée ou non par le chargement d'une LUT appropriée.

En infligeant au dispositif expérimental une rotation, verticale cette fois, on peut simuler une déviation des muons dans le plan de non-déviation, et ainsi tester l'efficacité de la coupure réalisée par l'algorithme L0-Y. Les mesures de l'efficacité de "trigger" L0-Y en fonction de la déviation réelle imposée aux muons sont visibles, pour différentes tensions de fonctionnement, sur la figure 5.12. Pour des tensions d'alimentation suffisantes, on observe un plateau d'efficacité de largeur ~ 4 cm. Dès que la déviation s'approche puis dépasse la taille d'une "strip" (2 cm), l'efficacité chute rapidement, mettant en évidence la sélectivité de la coupure "trigger" local L0-Y. Le plateau est plus large pour les plus hautes tensions en raison du phénomène de formation de "clusters" de "strips" de taille plus importante pour des tension plus élevées.

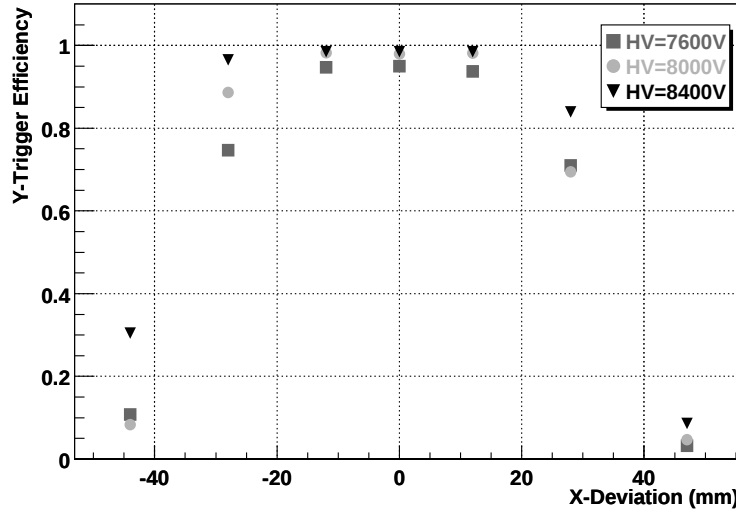


FIG. 5.12 – efficacité du “trigger” L0-Y en fonction de la déviation des muons, entre les deux stations, suivant la direction verticale (mesurée par les “strips” Y) pour différentes valeurs de la haute tension appliquée.

D’autres études de l’influence de la coupure L0-Y ont été menées sans faisceau de muons en mode “trigger” interne. Ces mesures, exposées dans la sous-section suivante, permettent de quantifier l’effet de la coupure L0-Y sur la réduction du taux de bruit de fond combinatoire.

5.3.7 Tests sans faisceau : robustesse au bruit de fond combinatoire

Les tests sans faisceau permettent de caractériser la résistance du dispositif expérimental au bruit de fond engendré par la source de ^{137}Cs . Pour cela, on travaille avec le déclenchement assuré par le “trigger” interne (“trigger” local). Dans ces conditions, le “Mini-Trigger” fonctionne en autonomie, comme dans ALICE. Tout événement déclenchant l’acquisition met en évidence une fausse trace créée soit par un rayonnement cosmique quasi-horizontal, soit par l’environnement radiatif. On peut alors évaluer, pour différents flux de γ incidents, le taux de déclenchement lié au bruit de fond non-corrélé.

Le tableau 5.1 récapitule les résultats obtenus pour différentes atténuations de la source de γ . Une coïncidence de 3/4 plans et une validation par l’algorithme de “trigger” L0-Y sont demandées ; la haute tension est de 8 kV. La dernière ligne indique le taux de “trigger” obtenu, lors de tests en cosmiques réalisés à Clermont-Ferrand dans les mêmes conditions de fonctionnement (le dispositif expérimental étant positionné verticalement). Pour un flux incident maximal (320 Hz/cm^2 sur la première chambre), le taux de reconstruction de fausses traces par l’algorithme de “trigger” est de l’ordre de quelques traces par minute. Ce taux est compatible avec les estimations du nombre de faux “trigger” créés par un environnement de bruit de fond non-corrélé tel que celui de GIF. Pour un flux incident faible (50 Hz/cm^2 sur la première

chambre), le taux de “trigger” est un ordre de grandeur supérieur aux prévisions correspondant à un bruit de fond purement combinatoire. Nous avons montré que cet excès de “trigger” peut être attribué à la composante horizontale des rayonnements cosmiques. De plus, les tests sans source ($HV = 7800V$) produisent un taux de “trigger” comparable.

La coupure L0-Y est primordiale pour réduire le taux de bruit de fond. En effet, les mesures de taux de déclenchement sans validation par le “trigger” L0-Y montrent un accroissement, par rapport aux mesures avec validation L0-Y, d’un facteur ~ 65 .

Ces résultats démontrent la robustesse au bruit de fond non-corrélé du système de “trigger” du spectromètre dimuons. Le taux de déclenchement engendré par le bruit de fond de GIF est complètement négligeable. Il est tout de même important de remarquer que le bruit de fond d’ALICE ne peut pas être résumé à la simple composante non-corrélée. Des sources de bruit corrélé en temps avec le signal (en particulier les $\mu^\pm$ issus de la désintégration de pions et de kaons), sont également à considérer.

Conditions de Run	bruit de fond ($Hz\ cm^{-2}$)		Taux de Trigger (min^{-1})
	R.P.C. 11	R.P.C. 22	
GIF fortement atténué	50	15	~ 0.3
GIF non atténué	320	110	~ 3
Sans source GIF	~ 0.1		~ 0.3
Cosmiques (position verticale)	~ 0.1		~ 15

TAB. 5.1 – *Le taux de “trigger” et le taux de bruit de fond mesuré sur la R.P.C. 11 (proche de la source) et la R.P.C. 22 (éloignée de la source) pour différentes conditions de fonctionnement. La haute tension est de 8 kV et une coïncidence de 3/4 plans est demandée par l’algorithme de “trigger” local.*

5.3.8 Optimisation de la phase d’horloge dans ALICE , proposition d’une méthode

L’obtention de la phase optimale d’horloge sera de toute première importance dans ALICE. Dans le test “Mini-Trigger”, cette optimisation est simple à réaliser en utilisant la référence externe que donnent les hodoscopes de scintillateurs. En revanche, dans ALICE, cette tâche ne sera pas triviale. Plusieurs idées de méthodes permettant de réaliser cette optimisation de la phase d’horloge ont été émises (par ex. utiliser aussi des hodoscopes comme référence dans ALICE). Dans cette sous-section, nous proposons une nouvelle méthode simple à mettre en œuvre et ne nécessitant l’installation d’aucune infrastructure supplémentaire dans ALICE.

L’optimisation de la phase d’horloge sans aucune référence externe peut se faire en exploitant la redondance fournie par les 4 plans de détection, grâce au rapport $\varrho = \frac{\epsilon_{4/4}}{\epsilon_{3/4}}$ des taux de comptage de “trigger” avec coïncidence de 4/4 sur 3/4. On peut observer, sur la figure 5.13, l’évolution de ce rapport en fonction du retard de la phase d’horloge et de la haute tension appliquée. Le rapport atteint un plateau centré sur la valeur optimale du retard de la phase

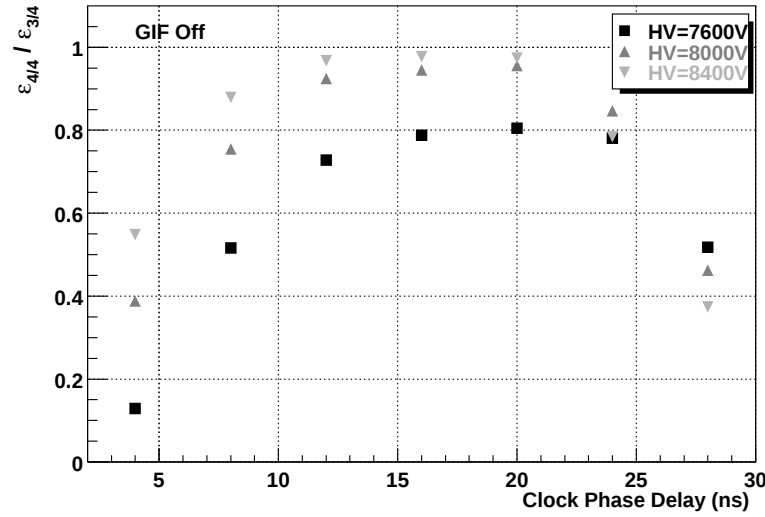


FIG. 5.13 – Rapport des taux de comptage avec coïncidence 4/4 sur 3/4 en fonction du retard de la phase d’horloge.

d’horloge; celle-ci dépend faiblement de la haute tension (cf. §5.3.5). Cette optimisation ne dépend pas du flux de γ incidents (non présenté) ni des fluctuations du flux de muons du faisceau.

Cette méthode est attrayante pour toutes les questions d’optimisation temporelle dans ALICE. Elle est simple d’utilisation; elle ne dépend ni du taux de bruit de fond, ni de la source de muons. La valeur du rapport au plateau donne des informations sur les efficacités de reconstruction de traces et de détection. Dans ALICE, le rapport ϱ pourra être calculé au niveau local, pour chacune des 234 cartes de “trigger”.

L’utilisation de cette méthode dans ALICE nécessiterait tout de même d’effectuer des simulations.

5.4 Conclusions

Les performances du “trigger” dimuons ont été testées sur un prototype de petite taille (“Mini-Trigger”), impliquant la plupart des composantes du système développé pour ALICE. Les efficacités de reconstruction de traces ont été mesurées avec une coïncidence de 3/4 et 4/4 plans. Le mode de fonctionnement le plus intéressant s’avère être celui avec coïncidence de 3/4 plan. Dans ces conditions, l’efficacité du “trigger” à reconstruire les simples traces de muons atteint un plateau à 98%. Ceci est vrai quelque soit le niveau de bruit de fond non-corrélé inférieur à 320 Hz/cm^2 .

Les aspects de mise en temps des signaux ont en particulier fait l’objet d’investigations. Les tests ont mis en évidence l’existence d’une plage suffisamment large pour l’optimisation de la

phase d'horloge, ce qui montre une qualité de synchronisation satisfaisante des signaux arrivant à l'électronique de "trigger" local. Une méthode basée sur le calcul du rapport des taux de "trigger" avec coïncidence 3/4 et 4/4 plans, a été proposée pour ajuster la phase d'horloge dans ALICE, sans aucune référence extérieure.

La robustesse du dispositif expérimental vis-à-vis d'un taux élevé de bruit de fond non-corrélé a été démontrée. En particulier, grâce à la sélection dans le plan de non-déviaton, le taux de "trigger" mesuré dans un environnement radiatif induisant, sur la première chambre, un taux de comptage de 320 Hz/cm^2 , ne dépasse pas quelques traces par minute.

Chapitre 6

Etude du spectre dimuons en fonction de la centralité

La suppression des résonances de la famille du J/Ψ et de l' Υ constitue l'une des signatures les plus prometteuses de la formation d'un plasma de quarks et de gluons lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes (cf. §1.4.3). Le spectromètre dimuons d'ALICE permettra de mesurer la production des charmonia et des bottomonia via leur canal de désintégration dimuonique. L'étude du spectre dimuons dans ALICE a été initiée en 1995 et 1996 par A. MORSCH et K. EGGERT [92, 93]. Des simulations "rapides" ont ainsi été menées pour des collisions $A - A$ centrales ($Pb - Pb$ et $Ca - Ca$) et pour le mode $p - p$. Nous nous proposons de reprendre cette étude pour des collisions $Pb - Pb$, en y incluant une dépendance en centralité des différentes sources de muons.

6.1 Résultats de l'étude de 1996

Afin d'avoir une base de comparaison pour les collisions centrales $Pb - Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$, nous exposons les principales caractéristiques et résultats des simulations de 1996. Cette étude correspond aux 10% d'événements les plus centraux ($b < 5 \text{ fm}$ pour les collisions $Pb - Pb$) et intègre les contributions muoniques suivantes :

- les sources de signal :
 - ▷ les charmonia (J/Ψ et Ψ'),
 - ▷ les bottomonia (Υ , Υ' et Υ''),
 - ▷ les mésons de basse masse (η , ρ , ω et ϕ) ;
- les saveurs lourdes ouvertes :
 - ▷ le charme ouvert,
 - ▷ la beauté ouverte ;

- le bruit de fond occasionné par les désintégrations $\pi^\pm, K^{\pm,0} \rightarrow \mu^\pm$.

Chacune de ces contributions a fait l'objet d'une génération individuelle. Les spectres en masses des dimuons sont obtenus en combinant les muons issus des différentes sources. Une série de coupures prenant en compte l'acceptance du spectromètre, ainsi que des critères visant à réduire le bruit de fond, sont appliquées.

Les résonances charmées (J/Ψ et Ψ') ont été générées grâce à une paramétrisation de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dP_\perp}$ pour des collisions $p-p$ [94] de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dP_\perp} \propto \frac{P_\perp}{\left(1 + (P_\perp/P_\perp^0)^2\right)^n} \quad (6.1)$$

Les deux paramètres ($P_\perp^0$ et n) ont été choisis en vue de décrire les données $p-p$ de C.D.F. [98] pour $P_\perp > 6 \text{ GeV}/c$ et les simulations PYTHIA 5.7 [101] pour les bas $P_\perp$. Ces valeurs sont données dans le tableau 6.1. La distribution en η est extraite de simulations PYTHIA.

Le nombre de résonances par collision a été déduit des sections efficaces de production [95], des rapports d'embranchement (cf. tab. 6.2). Le passage des collisions $p-p$ à $A-A$ centrales se fait par un facteur $\left(\frac{1}{2}\right)_{shad} \times \left(\frac{1}{2}\right)_{cc} \times A^2$ sur la section efficace qui prend en compte les effets de "shadowing" et la sélection en centralité.

Les résonances de la famille des Υ (Υ , Υ' et Υ'') ont été générées grâce aux paramétrisations de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dP_\perp}$ [94] obtenue par C.D.F. pour des collisions $p-p$ (équation 6.1). Les paramètres utilisés sont rassemblés dans le tableau 6.1. La distribution en rapidité utilisée est basée sur les travaux de R. GAVAI et al [95] et est donnée par l'équation 6.2 :

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto 3.52 + 0.0263y - 0.193y^2 + 0.0889y^3 - 0.0154y^4 \quad (6.2)$$

L'extrapolation à des collisions $A-A$ centrales se fait comme pour les résonances charmées. Le nombre de résonances par collision est présenté dans le tableau 6.2.

Résonance	$P_\perp^0 \text{ (GeV}/c\text{)}$	n
J/Ψ	4.0	3.6
Ψ'	4.0	4.1
Υ	5.3	2.5
Υ'	6.3	3.1
Υ''	4.0	2.1

TAB. 6.1 – Paramètres des distributions en $P_\perp$ (cf. équation 6.1) utilisées pour la génération des résonances de haute masse.

Les mésons de basse masse (η , ρ , ω et ϕ) ont été générés avec une paramétrisation du spectre en $P_\perp$ des pions mesuré par C.D.F. [97] et extrapolé au cas des divers mésons comme suggéré par BOURQUIN & GAILLARD [99] (cf. équation 6.5 où la masse du kaon (m_K) est remplacée par celle du méson considéré). Leur multiplicité a été prise proportionnelle à celle des π^0 avec respectivement 0.17, 0.15, 0.14 et 0.016 comme coefficient de proportionalité.

Les saveurs lourdes ouvertes (paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$) ont été générées, fragmentées et désintégrées avec PYTHIA 5.7 et JETSET 7.4 [101, 102]. La génération tient compte de certaines contributions du second ordre telles que l'excitation de saveur et le "splitting" de gluons. Le nombre de paires par collision centrale est donné dans le tableau 6.2.

$N_{J/\Psi \rightarrow \mu\mu}$	$N_{\Upsilon \rightarrow \mu\mu}$	$N_{c\bar{c}}$	$N_{b\bar{b}}$
$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$4.6 \cdot 10^1$	$1.4 \cdot 10^0$

TAB. 6.2 – Nombre de résonances et de paires de saveurs lourdes par collision $Pb - Pb$ centrale et par hémisphère.

Les π et K ont été générés grâce à des paramétrisations des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\eta}$ et $\frac{d\sigma}{dP_\perp}$. La distribution en η utilisée est un ajustement du spectre obtenu avec le code de simulation HIJING[104]; elle est donnée par l'équation 6.3. Les paramètres utilisés pour les simulations du mode $Pb - Pb$ sont rassemblés dans le tableau 6.4.

$$\frac{dN}{d\eta} = a_1 \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_1)^2}{2\Delta\eta_1^2} \right] + a_2 \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_2)^2}{2\Delta\eta_2^2} \right] \quad (6.3)$$

Le $P_\perp$ des pions a été généré suivant une distribution ajustant le spectre issu d'une simulation PYTHIA $p - p$ à biais minimum et à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ¹. Celle-ci est donnée par l'équation 6.4.

$$\frac{dN_\pi}{dP_\perp} \propto \begin{cases} \exp \left[-\frac{\sqrt{m_\pi^2 + P_\perp^2}}{0.16} \right] & \text{pour } P_\perp < 0.5 \text{ GeV}/c \\ (1 + P_\perp/P_\perp^0)^{-n} & \text{pour } P_\perp > 0.5 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (6.4)$$

Les valeurs des paramètres sont $P_\perp^0 = 0.74$ et $n = 7.2$.

La distribution en $P_\perp$ des kaons est déduite de celle des pions en utilisant la fonction d'échelle donnée par BOURQUIN ET GAILLARD [99]:

$$\frac{dN_K}{dP_\perp} = 0.3 \cdot \left(\frac{\sqrt{m_\pi^2 + P_\perp^2} + 2}{\sqrt{m_K^2 + P_\perp^2} + 2} \right)^{12.3} \cdot \frac{dN_\pi}{dP_\perp} \quad (6.5)$$

1. Le spectre en $P_\perp$ obtenu avec la simulation PYTHIA étant plus "dur" que celui de HIJING, ce choix constitue une hypothèse conservative.

La multiplicité des pions et des kaons chargés a été obtenue par les simulations HIJING et est respectivement $N_\pi = 5800$ et $N_K = 780$ pour $2 < \eta < 4$, ce qui correspond à 5800 chargés par unité de pseudo-rapacité à $\eta = 0$. Notons que dans le Technical Proposal [55], la multiplicité de chargés par unité de pseudo-rapacité à $\eta = 0$ a été renormalisée à 8000, pour être conservatif.

Intervalle en $P_\perp^{\mu\mu}$ (GeV/c)	Résonance	Bruit de fond (B) ($\times 10^3$)	Signal (S) ($\times 10^3$)	S/B	$S/\sqrt{S+B}$
$\phi \rightarrow \mu\mu$ ($P_\perp^\mu > 1$ GeV/c, $2.5 < \eta < 4.0$)					
0 – 2	Φ	45	0.34	0.0076	1.6
2 – 5	Φ	120	9.4	0.078	26
> 5	Φ	6.5	1.7	0.26	19
$J/\Psi, \Psi' \rightarrow \mu\mu$ ($P_\perp^\mu > 1$ GeV/c, $2.5 < \eta < 4.0$)					
0 – 2	J/Ψ	220	92	0.41	160
	Ψ'	90	1.8	0.020	6.1
2 – 5	J/Ψ	88	101	1.1	230
	Ψ'	55	2.0	0.036	8.4
> 5	J/Ψ	7.2	36	5.0	170
	Ψ'	5.9	0.72	0.12	8.9
$\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu\mu$ ($P_\perp^\mu > 3$ GeV/c, $2.5 < \eta < 4.0$)					
0 – 2	Υ	0.0059	0.38	6.5	18
	Υ'	0.0043	0.12	2.7	9.2
	Υ''	0.0027	0.055	2.0	6.1
2 – 5	Υ	0.12	0.96	7.8	29
	Υ'	0.11	0.29	2.6	15
	Υ''	0.099	0.14	1.4	9.0
> 5	Υ	0.069	0.60	8.7	23
	Υ'	0.059	0.18	3.1	12
	Υ''	0.050	0.087	1.8	7.5

TAB. 6.3 – Signal attendu, dans les collisions centrales Pb – Pb, rapports signal sur bruit et signification pour les différentes résonances, en fonction du $P_\perp$ de la paire de muons. Les valeurs du signal correspondent à un intervalle de $\pm 1\sigma$ autour de la résonance et à 10^6 s de fonctionnement à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Pour simuler les effets de l'acceptance du spectromètre, les muons sont sélectionnés selon les critères suivants :

- seuls les muons générés dans l'acceptance géométrique du spectromètre sont considérés ($2^\circ < \theta_\mu < 9^\circ$),

- seuls les muons produits avant l'absorbeur frontal ou dans la première longueur d'interaction sont retenus ($Z_{prod} < 1.3 \text{ m}$),

Une coupure franche en $P_{\perp}$ est appliquée aux muons simples ($P_{\perp\mu} > 1(3) \text{ GeV}/c$) pour l'étude des résonances de la famille du $J/\Psi(\Upsilon)$. Enfin, dans le but de réduire le bruit de fond tout en préservant le signal, un autre critère de sélection est utilisé pour les dimuons provenant de la désintégration des résonances $J/\Psi(\Upsilon)$ et du bruit de fond combinatoire dans la région de masse correspondante. Cette sélection consiste à garder uniquement les dimuons satisfaisants, dans la région du $J/\Psi(\Upsilon)$, $P_{\perp}^{min} + 0.5 \cdot P_{\perp}^{max} > 2(6) \text{ GeV}/c$, où $P_{\perp}^{min}$ est le plus faible et $P_{\perp}^{max}$ le plus fort $P_{\perp}$ de la paire de muons.

L'évaluation de la production en termes de rapports S/B et de significances est résumée, par tranche en $P_{\perp}$ des dimuons, dans le tableau 6.3. Les valeurs avancées correspondent à 10^6 s de prise de données en mode $Pb - Pb$ à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

6.2 Description de l'étude en fonction de la centralité

6.2.1 Généralités

L'étude réalisée à Clermont-Ferrand reprend les principales caractéristiques des simulations décrites dans la section 6 en y incorporant une dépendance en centralité des diverses sources de muons. Elle se place uniquement dans le cadre de collisions $Pb - Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ et à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Elle a été réalisée avec l'outil de simulation rapide AliFast (AliRoot 3.10.00).

Hormis les mésons légers η , ρ et ω , qui ne sont pas pris en compte dans la présente étude, nous avons considéré les mêmes contributions que pour les simulations de 1996, soit :

- les sources de signal :
 - ▷ les charmonia (J/Ψ et Ψ'),
 - ▷ les bottomonia (Υ , Υ' et Υ''),
 - ▷ le méson ϕ ;
- les saveurs lourdes ouvertes :
 - ▷ le charme ouvert,
 - ▷ la beauté ouverte;
- le bruit de fond occasionné par les désintégrations $\pi^{\pm}, K^{\pm,0} \rightarrow \mu^{\pm}$.

Chacune des deux premières contributions a fait l'objet d'une production par simulation rapide incluant la génération de la source prise en compte, sa désintégration en muons et l'application de poids visant à normaliser la production au mode $p - p$ (cf. §6.2.3.1). L'extrapolation à des collisions nucléaires (incluant les effets de "shadowing") est également faite par l'intermédiaire de poids. Le cas particuliers des pions et des kaons est détaillé au §6.2.2.

Pour introduire une dépendance en centralité (cf. §6.2.3.2), cinq classes d'événements ont été définies ; chacune est caractérisée par une plage de paramètre d'impact de la collision $Pb - Pb$:

- les événements à $b < 3 \text{ fm}$ ($\sim 3.7\%$ des collisions) ;
- les événements à $3 < b < 6 \text{ fm}$ ($\sim 11.2\%$ des collisions) ;
- les événements à $6 < b < 9 \text{ fm}$ ($\sim 18.1\%$ des collisions) ;
- les événements à $9 < b < 12 \text{ fm}$ ($\sim 25\%$ des collisions) ;
- les événements à $12 < b < 16 \text{ fm}$ ($\sim 39\%$ des collisions) ;

Ces 5 classes d'événements correspondent à des intervalles de paramètre d'impact identiques à ceux des simulations du Z.D.C. incluses dans le "Physics Performance Report" (P.P.R.) d'ALICE [70]. Un poids quantifiant la dépendance des sections efficaces avec le paramètre d'impact, est appliqué.

L'acceptance et l'efficacité du détecteur ("trigger" et "tracking") sont simulées grâce à un jeu de coupure et à des poids paramétrés dans AliFast (cf. §6.2.4). Les effets de résolution du détecteur sont incorporés à la simulation par le biais d'un "smearing" des grandeurs cinématiques des muons. La coupure dans le plan $(P_{\perp min}, P_{\perp max})$ utilisée dans la précédente étude n'a pas été faite ici. Une coupure supplémentaire sur la production de muons de désintégration associés aux pions et kaons a été implémentée (cf. §6.2.2.3).

Enfin, les muons provenant des différentes sources sont combinés de façon à obtenir les spectres en masse des dimuons (cf. §6.2.5). Les différentes dépendances en centralité des diverses sources de muons et les comportement relatifs des composantes corrélées par rapport aux non-corrélées, laissent envisager une forte dépendance des spectres de masse, des rapports S/B et des significances en fonction du paramètre d'impact de la collision.

Le traitement des pions et des kaons par rapports aux autres sources de muons étant très différent, ces deux types de contributions seront décrites séparément dans les sous-sections 6.2.2 et 6.2.3.

6.2.2 Les π et K

6.2.2.1 La production

Etant donnée l'absence de corrélation entre les deux muons, cette composante peut faire l'objet d'une combinatoire à haute statistique sur toute la gamme en $P_{\perp}$ et η ; et ce, sans avoir recours à une longue phase de production utilisant des programmes de simulations Monte-Carlo tels que PYTHIA ou JETSET.

De manière à peupler tout le spectre en $P_{\perp}$ et η , les variables cinématiques des muons sont tirées aléatoirement sur toute la zone d'étude du plan $(\eta; P_{\perp})$. Un poids correspondant à la valeur de la distribution $\frac{d^2 N_{\mu}}{d\eta dP_{\perp}}$ est appliqué à chaque muon. Le spectre en $P_{\perp}$ et η utilisé est obtenu grâce à des simulations HIJING tenant compte de l'écrantage nucléaire ("shadowing") et la suppression des jets ("jet quenching").

6.2.2.2 Obtention des spectres en $P_\perp$ et η des muons

Des événements $Pb-Pb$ HIJING ont été simulés, version incluse dans AliRoot, pour différentes valeurs du paramètre d'impact. Le nombre de pions et de kaons et leur distributions en $P_\perp$ et η , pour $0 < \theta_{\pi K} < 20^\circ$ et en fonction de la gamme de paramètre d'impact considérée, ont été extraits de cette simulation. Ces distributions ont ensuite fait l'objet d'un ajustement par des fonctions de la forme de celles utilisées lors de l'étude 1996 (équations 6.3, 6.4 et 6.5). Les figures 6.1 et 6.2 montrent les distributions $dN/d\eta$ et $dN/dP_\perp$ des pions et des kaons, normalisées à une particule. Les spectres en $P_\perp$ obtenus ne montrent aucune variation en fonction de la centralité. Les distributions en η , par contre, accusent une dépendance en fonction du paramètre d'impact. Cependant, celle-ci est négligeable dans l'acceptance du spectromètre. De plus, les distributions ont la même forme pour $\eta > 1.7$ ($\theta < 20^\circ$). En conséquence, la production des muons de désintégration des pions et kaons peut se faire avec une seule distribution ($\frac{d^2 N_\mu}{d\eta dP_\perp}$ correspondant à la tranche $b < 3 fm$). La dépendance en centralité de cette contribution pourra alors être prise en compte par le biais de poids.

	a_1/a_2	η_1	η_2	$\Delta\eta_1$	$\Delta\eta_2$
Etude de MORSCH et EGGERT					
$\pi^\pm$	2.701	0.22	3.66	1.47	1.51
$K^\pm$	2.308	0.79	4.09	1.54	1.40
Etude en fonction de la centralité					
$\pi^\pm$	2.177	0.193	3.358	1.358	1.635
$K^\pm$	4.967	0.887	4.682	-2.31	1.096

TAB. 6.4 – Paramètres utilisés pour l'ajustement de la distribution en pseudo-rapacité des pions et kaons en mode $Pb - Pb$.

Les valeurs effectivement utilisées pour la paramétrisation de la pseudo-rapacité sont consignées dans le tableau 6.4. Pour la distribution en $P_\perp$ des pions, les deux paramètres utilisés sont $P_{\perp 0} = 0.277$ et $n = 5.941$ (cf. équation 6.4). A partir de ces spectres en $P_\perp$ et η des pions et kaons, une simulation JETSET a permis d'obtenir la distribution $\frac{d^2 N_\mu}{d\eta dP_\perp}$. Le nombre relatifs de $K^{\pm,0}$ et $\pi^{\pm,0}$, utilisé pour cette génération, a été fixé comme suit :

- le rapport $N_K/N_\pi = 0.17$ (valeur tirée des simulations HIJING) ;
- les pions sont répartis par tiers entre les 3 types de charge ($\frac{1}{3}$ de π^+ , $\frac{1}{3}$ de π^- et $\frac{1}{3}$ de π^0) ;
- les kaons sont répartis par quarts entre les 4 types de particule ($\frac{1}{4}$ de K^+ , $\frac{1}{4}$ de K^- , $\frac{1}{4}$ de K_L^0 et $\frac{1}{4}$ de K_S^0).

Lors de la désintégration, seules les chaînes suivantes sont autorisées : $\pi \rightarrow \mu$, $K \rightarrow \mu$ et $K \rightarrow \pi \rightarrow \mu$.

Pour tenir compte de l'absorption des pions et kaons dans l'absorbeur frontal, seuls les muons produits avant celui-ci ou dans sa première longueur d'interaction sont conservés ($z_{prod} < 1.4 m$). De plus, les muons hors acceptance géométrique du spectromètre sont rejetés. Enfin, nous avons

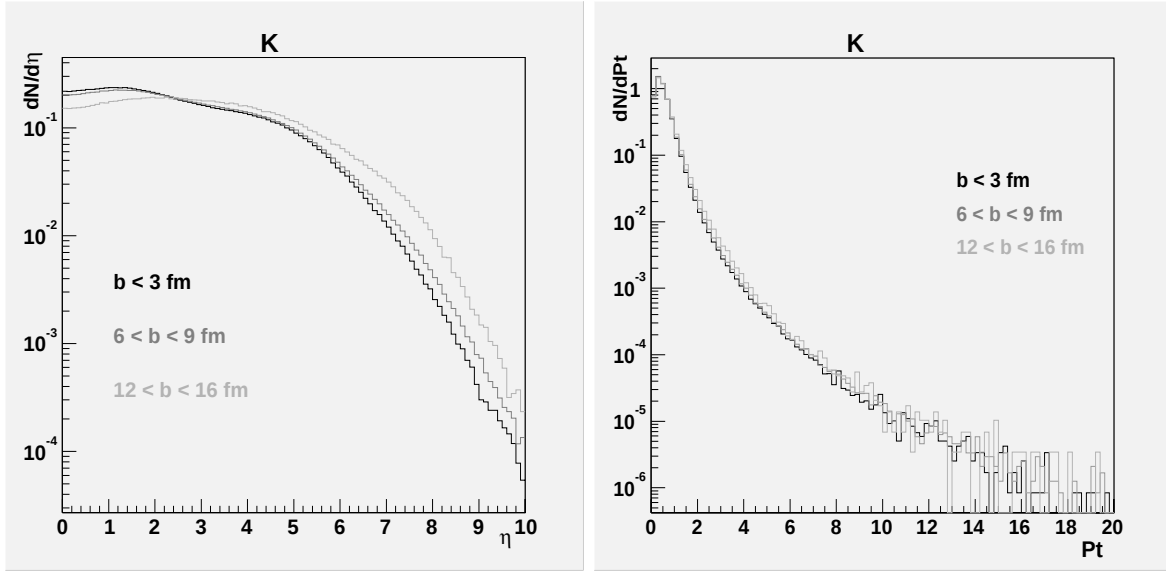


FIG. 6.1 – Distributions $dN_K/d\eta$ (à gauche) et $dN_K/dP_\perp$ (à droite) données par HIJING pour différentes tranches en centralité.

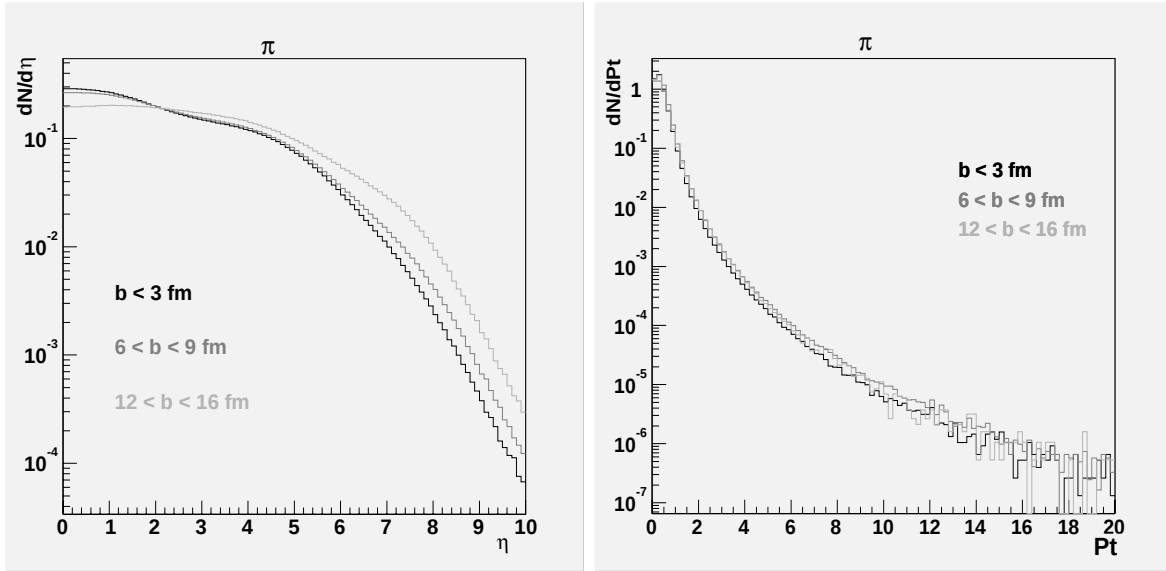


FIG. 6.2 – Distribution $dN_\pi/d\eta$ (à gauche) et $dN_\pi/dP_\perp$ (à droite) données par HIJING pour différentes tranches en centralité.

gardé uniquement les muons dont la trace pointe vers le point d'interaction. Cette dernière coupure fait l'objet d'une description détaillée dans le paragraphe 6.2.2.3.

La distribution résultant de cette simulation donne le nombre de muons, par événement $Pb - Pb$ à $b < 3 fm$, dans l'acceptance du spectromètre, de $P_{\perp} > 0.4 GeV/c$ et pointant en direction du point d'interaction. Les projections en $P_{\perp}$ et η de ce spectre sont visibles sur la figure 6.3. La simulation pour les autres gammes de paramètre d'impact permet d'obtenir la dépendance en centralité de cette contribution. Le tableau 6.5 récapitule le nombre de muons émis dans $\theta \in [2; 9]^{\circ}$ pour les différentes tranches en centralité considérées, dans le cas d'une multiplicité de chargées donnée par HIJING (soit un total 16650 pions et kaons dans $\theta \in [0; 20^{\circ}]$ et pour $b < 3 fm$).

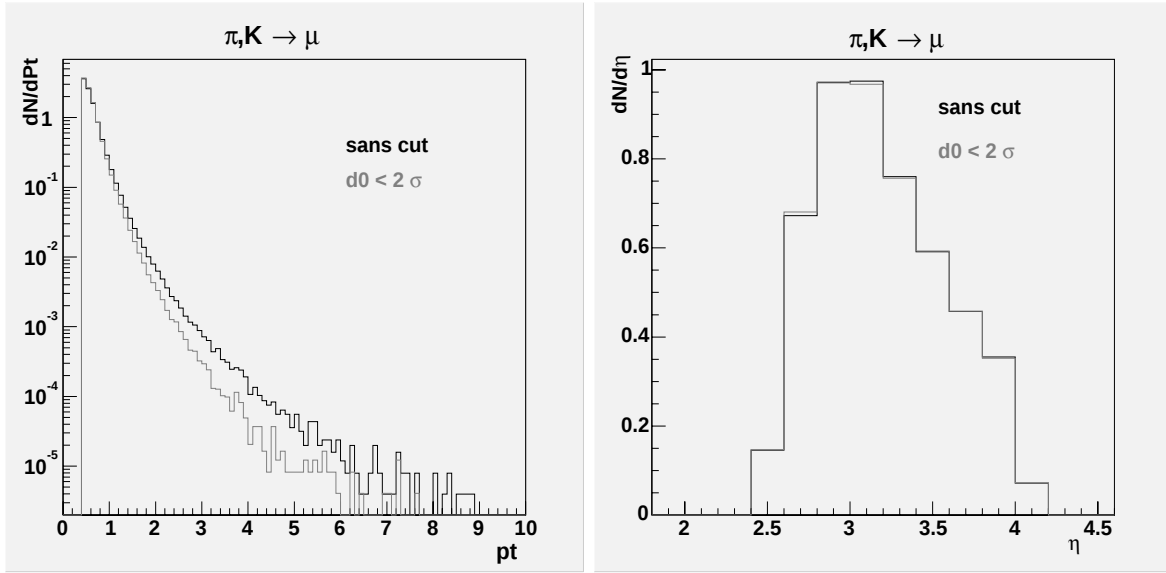


FIG. 6.3 – Distribution en $P_{\perp}$ et η des muons issus de la désintégration des pions et kaons. Les spectres sont donnés avec et sans coupure sur d_0 (cf. §6.2.2.3).

	$b < 3 fm$	$3 < b < 6 fm$	$6 < b < 9 fm$	$9 < b < 12 fm$	$12 < b < 16 fm$
sans coupure	3.73	3.16	1.81	0.675	0.089
$d_0 < 2\sigma$	3.62	3.07	1.76	0.655	0.086

TAB. 6.5 – Nombre de muons issus de la désintégration des pions et de kaons par événement $Pb - Pb$ donné par HIJING. Les valeurs correspondent aux muons dans l'acceptance du spectromètre, pour $P_{\perp} > 0.4 GeV/c$, avec et sans coupure sur le d_0 des muons (cf. §6.2.2.3) et pour les différentes tranches en centralité.

6.2.2.3 La coupure en d_0

Dans le but de réduire drastiquement la production de muons, une coupure supplémentaire est appliquée aux muons de désintégration des pions et kaons ; celle-ci consiste à rejeter les muons dont la direction de vol ne pointe pas vers le point d'interaction. Pour cela on utilise une coupure sur la distance d_0 entre le point d'interaction et l'intersection de la trace des muons avec le plan $(X; Y)$ (cf. fig. 6.4). Seuls sont considérés les muons satisfaisant la condition [105, 106] :

$$d_0 < 2\sigma_d = 2\sqrt{F_2} \cdot \frac{0.015}{P_\mu \text{ (GeV/c)}} \quad (6.6)$$

où σ_d est l'écart type (dans l'approximation gaussienne) de la distribution en d_0 des muons produits au point d'interaction, engendrée par les diffusions multiples dans les matériaux et F_2 dépend de l'absorbeur considéré. F_2 est donné par la relation :

$$F_2 = \int_{z^{in}}^{z^{out}} \frac{z^2}{X_0(z)} dz \quad (6.7)$$

avec X_0 la longueur d'interaction des muons dans le matériau situé à la distance z le long du faisceau et z^{in} et z^{out} , respectivement les coordonnées d'entrée et de sortie de l'absorbeur ($z^{in} = 90 \text{ cm}$ et $z^{out} = 503 \text{ cm}$). Ainsi, sur la figure 6.4, le muon 1 est accepté alors que le muon 2 est rejeté.

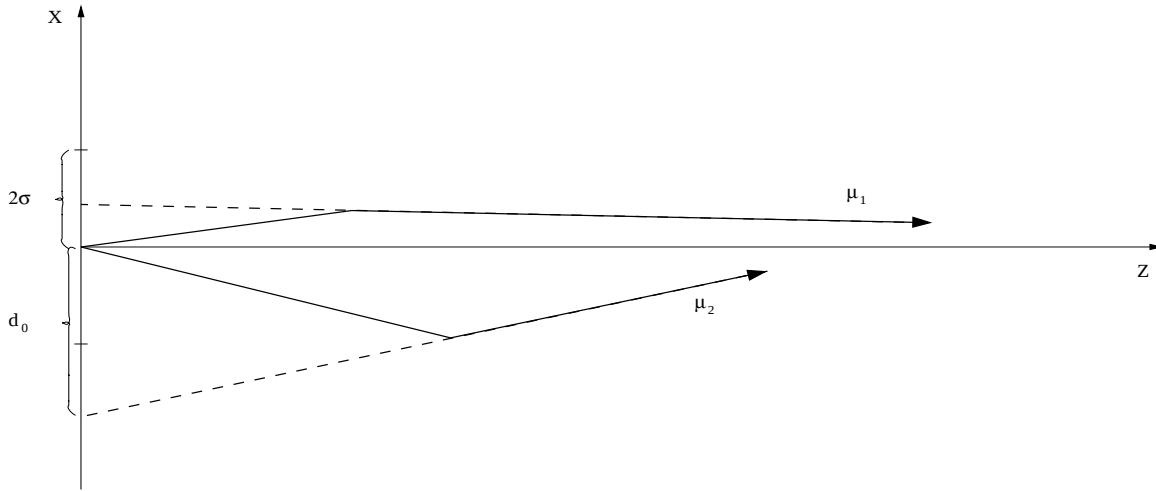


FIG. 6.4 – Schéma de principe de la coupure en d_0 . Les deux muons sont issus de la désintégration d'un pion ou d'un kaon et sont émis dans l'acceptance du spectromètre avec la même impulsion $P_{\mu_1} = P_{\mu_2} = P_\mu$. Les autres produits de désintégration ne sont pas portés sur le schéma. La distance notée 2σ correspond à deux fois l'écart-type de la distribution en d_0 engendrée par les diffusions multiples des muons, produit au point d'interaction, de $P = P_\mu$.

Les effets de cette coupure, sur les distributions en $P_\perp$ et η et sur le nombre global de muons en fonction de la centralité, sont visibles respectivement sur la figure 6.3 et dans le tableau 6.5.

Ainsi, la coupure en d_0 semble avoir des effets constants en fonction de la centralité de la collision. De plus, on remarque que cette sélection a des effets plus importants pour des muons de haut $P_\perp$. Typiquement 30% des muons de $P_\perp = 1 \text{ GeV}/c$ sont rejetés par cette coupure. Enfin, aucune distorsion du spectre en η n'est appréciable lorsque cette coupure est appliquée.

6.2.3 Les autres contributions

6.2.3.1 La production

Le signal : Les résonances de quarks lourds ont été produites grâce à des paramétrisations des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\eta}$ et $\frac{d\sigma}{dP_\perp}$; plusieurs types de distributions ont été utilisés.

Les J/Ψ et Υ ont été générés grâce aux paramétrisations des spectres en $P_\perp$ et η pour des collisions $Pb-Pb$ fournies par R.VOGT et utilisées pour l'élaboration du P.P.R. d'ALICE [70].

Les états de quarkonium lourds excités (Υ' , Υ'' , Ψ') ont été produits, comme pour l'étude de 1996, grâce à l'emploi de paramétrisations en $P_\perp$ des sections efficaces $p-p$ mesurées par C.D.F. et extrapolées aux énergies du L.H.C. (équation 6.1 avec les paramètres donnés dans le tableau 6.1). La pseudo-rapacité a été générée selon le spectre adopté pour la production des résonances J/Ψ et Υ (paramétrisation $Pb-Pb$ de R.VOGT).

Les mésons ϕ sont générés d'une manière similaire à celle décrite dans la section 6. Le choix du $P_\perp$ se fait suivant les paramétrisations utilisées pour les pions (cf. §6.2.2.1) et sont extrapolées au cas du méson ϕ par la méthode de BOURQUIN & GAILLARD [99] (cf. équation 6.5). La distribution en pseudo-rapacité est supposée être la même que celle des kaons.

Les résonances produites sont désintégrées en muons via JETSET. La désintégration dimuonique étant forcée, un poids, égal au rapport d'embranchement du canal dimuonique associé à la résonance considérée (cf. tab. 6.6), est appliqué à chaque muons ainsi obtenu. Enfin, une 2^{ème} pondération permet, par l'intermédiaire des sections efficaces de production des résonances (cf. tab. 6.6), de normaliser la production au nombre de muons produits par collision $p-p$. Notons que les sections efficaces données pour les différentes résonances incluent les contributions des résonances de plus haute masse.

	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	ϕ	J/Ψ	Ψ'	Υ	Υ'	Υ''
$Br_{rat.}$	-	-	$2.87 \cdot 10^{-2}$	$5.88 \cdot 10^{-2}$	$7.00 \cdot 10^{-3}$	$2.48 \cdot 10^{-2}$	$1.31 \cdot 10^{-2}$	$1.81 \cdot 10^{-2}$
$\sigma^{pp} (\mu b)$	210	6640	5000	31	4.68	0.501	0.246	0.1

TAB. 6.6 – Sections efficaces $p-p$ de production des différentes résonances et des paires de quarks ouverts et rapport d'embranchement du canal dimuonique correspondant. Les sections efficaces ont été calculées dans le modèle C.E.M. (Color Evaporation Model) à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$. Les rapports d'embranchement associés à la désintégration muonique des paires de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ n'ayant pas servi lors des pondérations, ils ne sont pas notés.

La beauté et le charme ouverts : La production des saveurs lourdes ouvertes est scindée en deux : le traitement des paires corrélées et celui des paires non-corrélées.

Les paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ corrélées ont été produites, hadronisées et désintégrées par PYTHIA 6.15 paramétré comme indiqué par CARRER et DAINESE [109], en vue d'ajuster les calculs de Q.C.D. au-delà du premier ordre (paramétrisations utilisées pour l'élaboration du PPR [70]). La désintégration muonique des hadrons de deuxième génération est forcée, permettant ainsi de prendre en compte les contributions de processus tels que $B^\pm \rightarrow \mu^\pm$ ou $D^\pm \rightarrow K^\pm \rightarrow \mu^\pm$. Les désintégrations en 3 étapes telles que $B^0 \rightarrow D^- \rightarrow K^\pm \rightarrow \mu^\pm$ ne sont pas autorisées.

Une pondération permettant de tenir compte des sections efficaces de production de paires (cf. tableau 6.6) doit être appliquée aux muons. La prise en compte des rapports d'embranchement a été faite lors de la production.

Les paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ non-corrélées constituant un bruit de fond purement combinatoire, cette contribution a été obtenue de la même manière que pour les pions et kaons. Les variables cinématiques des muons sont choisies selon une distribution plate sur toute la zone d'étude du plan $(P_\perp; \eta)$. Un poids est ensuite appliqué à chacun des deux muons générés à chaque événement, permettant ainsi d'ajuster la production à la forme des distributions en $P_\perp$ données par les équations 6.8 et 6.9 pour respectivement la contribution des paires de quarks beaux et charmés. Les valeurs des paramètres sont respectivement consignées dans les tableaux 6.7 et 6.8. La génération en pseudo-rapidité est considérée comme plate dans l'acceptance.

$$\frac{dN_\mu^{b\bar{b}}}{dP_\perp} \propto A_{bb} \cdot \frac{P_\perp}{\left(1 + (P_\perp/P_\perp^0)^2\right)^n} \quad (6.8)$$

$$\frac{dN_\mu^{c\bar{c}}}{dP_\perp} \propto A_{cc} \cdot \frac{P_\perp}{\left(1 + (P_\perp/P_\perp^0)^2\right)^{n_0+n_1 \cdot P_\perp}} \quad (6.9)$$

A_{bb}	$P_\perp^0$	n
pour $P_{\perp\mu} < 3 \text{ GeV}/c$		
$4.3900 \cdot 10^{-5}$	1.8706	2.6623
pour $P_{\perp\mu} > 3 \text{ GeV}/c$		
$2.5329 \cdot 10^{-5}$	2.6067	3.3821

TAB. 6.7 – Valeurs des paramètres de la distribution en $P_\perp$ utilisée pour la production des muons issus de la composante non-corrélée de la beauté ouverte.

A_{cc}	$P_{\perp}^0$	n_0	n_1
pour $P_{\perp\mu} < 1.5 \text{ GeV}/c$			
$1.190 \cdot 10^{-2}$	$3.6343 \cdot 10^{-1}$	1.4689	$2.5772 \cdot 10^{-1}$
pour $P_{\perp\mu} > 1.5 \text{ GeV}/c$			
$4.8234 \cdot 10^{-3}$	$7.5656 \cdot 10^{-1}$	2.7707	$2.3362 \cdot 10^{-2}$

TAB. 6.8 – Valeurs des paramètres de la distribution en $P_{\perp}$ utilisée pour la production des muons issus de la composante non-corrélée du charme ouvert.

6.2.3.2 Extrapolation aux collisions $Pb - Pb$, effets nucléaires

La production des diverses contributions décrite dans la sous-section 6.2.3, fournit des données correspondant au mode $p - p$. L'extrapolation au cas de collisions $Pb - Pb$ centrales se fait par l'utilisation de poids. Elle tient compte non seulement du changement dans le nombre de nucléons impliqués dans la collision, mais aussi de l'effet d'écrantage nucléaire ou "shadowing".

Un premier traitement permet de normaliser les distributions de muons à des collisions $Pb - Pb$ sans tenir compte du "shadowing". Celui-ci est fait par le calcul d'intégrales de recouvrement nucléaire (fonctions d'"overlap") [107, 108] pour des collisions centrales. La dépendance en centralité est introduite par la pondération au nombre de collisions binaires (nucléon-nucléon) en fonction du paramètre d'impact de la collision, évalué dans le cadre du modèle de GLAUBER [5, 100]. Notons que ce traitement est équivalent à celui proposé dans le cadre des intégrales de recouvrement nucléaire [107, 108].

Une deuxième pondération permet de tenir compte des effets d'écrantage nucléaire. L'amplitude de la modification de la section efficace, à paramètre d'impact nul, est calculée grâce à la paramétrisation EKS98 [110]. Elle est donnée, dans le tableau 6.9, pour les diverses résonances et paires de quarks considérées.

	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	J/Ψ	Ψ'	Υ	Υ'	Υ''
$C_{Shad}(b = 0)$	0.65	0.84	0.62	0.62	0.77	0.76	0.80
W_{Shad}	0.65	0.84	0.62		0.78		

TAB. 6.9 – Effet du "shadowing" sur la production des diverses sondes dures. $C_{Shad}(b = 0)$ correspond au rapport des sections efficaces de production dans des collisions $Pb - Pb$ centrales, relativement à $p - p$. W_{Shad} est le paramètre utilisé pour la paramétrisation des effets de "shadowing" en fonction de la centralité.

La dépendance en centralité du "shadowing" est paramétrisée suivant l'équation 6.10 avec, pour les différentes contributions, le paramètre W_{Shad} consigné dans le tableau 6.9. Cette évaluation du facteur de "shadowing" en fonction de la centralité est valable dans la gamme de paramètre d'impact considérée ($b < 16 \text{ fm}$) et est motivée par les travaux de EMEL'YANOV et al. [96]. L'équation utilisée adopte en effet, dans l'intervalle en paramètre d'impact considéré, un comportement proche de celui issue des corrections EKS98 et permet d'obtenir le facteur de "shadowing" à paramètre d'impact nul fourni dans le P.P.R. d'ALICE [70].

$$C_{Shad}(b) = W_{Shad} \cdot \left[1 + \frac{b}{100} + \frac{1 - 1.16 \cdot W_{Shad}}{W_{Shad}} \cdot \left(\frac{b}{16} \right)^4 \right] \quad (6.10)$$

Nous faisons remarquer qu'une évolution similaire est observée, en fonction du paramètre d'impact, dans les simulations HIJING que nous avons effectuées.

6.2.4 Effets du détecteur et sélection des muons

Certains effets du détecteur tels que l'acceptance du spectromètre, les efficacités des système de trajectographie et de déclenchement ou la résolution ont été pris en compte dans les simulations.

La résolution du détecteur est prise en compte à l'aide d'une méthode implémentée dans AliFast pour effectuer un "smearing" sur les variables cinématiques de chaque trace.

Les effets d'efficacité du "tracking" et d'acceptance du spectromètre sont simulés par l'intermédiaire de poids. Les valeurs de ceux-ci sont évaluées grâce à des méthodes de AliFast utilisant des paramétrisations de l'efficacité de la trajectographie et de l'acceptance en accord avec les résultats de simulations complètes AliRoot. Le poids appliqué dépend de la charge q , de l'impulsion totale P , et de la direction de vol (définie par θ et φ) de la particule considérée.

La coupure en $P_{\perp}$ du système de déclenchement est aussi simulée par l'application d'un poids à chaque trace. Là encore, les poids sont donnés par AliFast, grâce à une paramétrisation en q , $P_{\perp}$, θ et φ de l'efficacité de la coupure. Cette paramétrisation permet d'ajuster la réponse moyenne du "trigger" obtenue par une simulation complète du détecteur dans AliRoot, incluant les LUT optimisées comme décrit dans le chapitre 4.

6.2.5 Combinatoire et pondérations

Une fois générés, les muons des différentes sources sont combinés par paires de façon à obtenir un spectre de masse incluant d'une part le signal (dimuon provenant des résonances) et d'autre part le bruit de fond corrélé et non corrélé (dimuons issus des sources de bruit combinatoire et dimuons issus de la combinaison de muons de deux sources distinctes). Seules les muons de désintégration des résonances n'ont pas fait l'objet de combinaisons avec ceux des autres sources (leur contribution est négligeable).

Comme nous l'avons déjà largement mentionné auparavant, des poids doivent être appliqués à chaque trace de muon en vue d'obtenir des spectres de simples traces en accord avec les taux de production escomptés. Lors de la combinaison des muons des différentes sources, les poids de chaque simple trace permettent de déterminer la pondération que l'on doit appliquer à chaque dimuons ainsi formé. Cette dernière pondération doit être adaptée au type de muon considéré. Ainsi, de façon à ne pas cumuler intempestivement les pondérations des deux membres du dimuons, les paires corrélées de muons (provenant de la désintégration d'une même particule)

ne doivent pas subir le même traitement que celles issues de sources différentes ou du bruit de fond non-corrélé :

- les paires corrélées de muons sont associées au poids W_{12}^{cor} tel que $W_{12}^{cor} = W_1 = W_2$ (avec W_i le poids associé au i^{eme} muon de la paire) ;
- les paires non-corrélées de muons sont associées au poids W_{12}^{uncor} tel que $W_{12}^{uncor} = W_1 \times W_2$.

6.3 Résultats de la simulation

Grâce aux simulations rapides décrites dans la section précédente, nous avons pu obtenir, pour chaque tranche en centralité, les diverses contributions aux spectres en masse des dimuons (cf. §6.3.1), desquelles sont tirés les taux de production de quarkonia, les rapports signal/bruit et les significances (cf. §6.3.2). Les résultats sont normalisés à une année de fonctionnement $Pb-Pb$ au L.H.C. (10^6 s), à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Ils ont, en outre, fait l'objet d'une coupure en $P_{\perp}$ supplémentaire. Ainsi, seuls les muons de $P_{\perp} > 1(3) \text{ GeV}$ ont été retenus pour l'obtention des différents résultats concernant la production de résonances charmées (belles).

6.3.1 Les spectres de masse, le bruit de fond

Les figures 6.5 et 6.6 montrent les spectres en masse des dimuons pour les différentes classes d'événements considérées. La figure 6.5 regroupe les spectres des trois premières tranches en centralité ($b < 9 \text{ fm}$) et la figure 6.6, ceux des deux tranches suivantes ($9 < b < 16 \text{ fm}$). Pour chaque spectre, les diverses contributions ($\pi - K$, $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$) sont présentées, ainsi que le spectre total incluant, en plus des diverses contributions, leurs combinaisons mutuelles et les résonances. La partie gauche des figures montre ces différents spectres sur toute la gamme de masse ($0 < m_{\mu\mu} < 12 \text{ GeV}/c^2$) et pour une coupure telle que $P_{\perp\mu} > 1 \text{ GeV}/c$. La partie droite expose les mêmes spectres dans la région de masse de la famille de l' Υ ($8 < m_{\mu\mu} < 12 \text{ GeV}/c^2$) et pour une coupure telle que $P_{\perp\mu} > 3 \text{ GeV}/c$. Notons que, pour les simulations effectuées pour le P.P.R., le nombre de pions et kaons considéré est supérieur (renormalisation de HIJING à 8000 chargés par unité de rapidité à $y = 0$) et que la coupure sur d_0 (cf. §6.2.2.3) a été introduite de manière simplifiée, par le biais d'un facteur constant $W_{d_0} = 0.36$.

Parallèlement, la production globale de dimuons pour les différentes classes de centralité et pour les diverses contributions au bruit de fond, est répertoriée dans le tableau 6.10. Les composantes corrélées et non-corrélées du charme et de la beauté ouverts sont présentées. Là encore, les résultats sont donnés pour une coupure en $P_{\perp}$ des muons à 1 et 3 GeV/c respectivement. L'interprétation de ces résultats (spectres et production globale) doit être faite en gardant à l'esprit que les tranches en centralité considérées correspondent respectivement à $\sim 4\%$, $\sim 11\%$, $\sim 18\%$, $\sim 25\%$ et $\sim 39\%$ des collisions $Pb - Pb$. Ainsi, si la 3^{eme} tranche en centralité semble aussi productive que la 1^{ere}, une normalisation par événements, conduirait à un facteur $\simeq 5$ entre les deux. Pour s'affranchir de ceci, les valeurs moyennes de la production, normalisées à 10% des événements $Pb - Pb$, ont été incluses entre parenthèses dans le tableau 6.10.

Centralité	Total	$\pi + K$	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	$(c\bar{c})_{cor}$	$(b\bar{b})_{cor}$
$P_{\perp\mu} > 1 \text{ GeV}/c$						
1 (4%)	4547(11367)	210(525)	1637(4093)	233(583)	35.0(87.5)	108(270)
2 (11%)	8051(7319)	469(426)	2691(2446)	433(394)	75.0(68.2)	230(209)
3 (18%)	4108(2282)	271(151)	1290(717)	292(162)	66.5(36.9)	201(112)
4 (25%)	735(294)	52.6(21.0)	202(80.8)	95.5(38.2)	28.6(11.4)	83.3(33.3)
5 (39%)	37.4(9.6)	1.39(0.356)	7.82(2.0)	11.3(2.89)	4.05(1.04)	11.1(2.85)
$P_{\perp\mu} > 3 \text{ GeV}/c$						
1 (4%)	20.8(52)	$9(21) \cdot 10^{-3}$	3.30(8.3)	8.61(21.5)	0.486(1.22)	4.16(10.4)
2 (11%)	36.3(33)	$19(17) \cdot 10^{-3}$	5.48(5.0)	15.9(14.5)	1.04(0.95)	8.92(8.11)
3 (18%)	21.8(12.1)	$10(6) \cdot 10^{-3}$	2.97(1.65)	10.9(6.1)	0.922(0.51)	7.77(4.32)
4 (25%)	6.02(2.41)	$2(1) \cdot 10^{-3}$	0.683(0.27)	3.64(1.46)	0.388(0.16)	3.22(1.29)
5 (39%)	0.64(0.16)	0.	0.064(0.016)	0.438(0.11)	0.058(0.015)	0.431(0.11)

TAB. 6.10 – Les diverses contributions au bruit de fond en fonction de la centralité et pour les deux valeurs de coupure franche en $P_{\perp}$. Les valeurs sont données en unités de 10^3 et correspondent à 10^6 s de fonctionnement Pb – Pb à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Les valeurs entre parenthèses correspondent à une moyenne sur la tranche concernée et normalisée à 10% des événements Pb – Pb.

D’une manière générale, on constate une modification de l’importance relative des différentes contributions au bruit de fond avec l’augmentation de la masse reconstruite des dimuons et de la centralité. De même, la production globale est “étouffée” avec l’augmentation du paramètre d’impact de la collision.

Le charme ouvert est la composante dominante du bruit de fond, notamment dans la première moitié de l’intervalle en masse. Il présente un maximum pour $m_{\mu\mu} = 2.5 - 3 \text{ GeV}/c^2$. Son importance par rapport aux autres contributions et en particulier par rapport à la beauté ouverte a toutefois tendance à diminuer quand le paramètre d’impact augmente. Sa sensibilité à la coupure à $3 \text{ GeV}/c$ est très marquée.

La beauté ouverte est une contribution importante du bruit de fond. Son maximum est autour de $m_{\mu\mu} = 2 - 2.5 \text{ GeV}/c^2$. Son rythme de décroissance est beaucoup plus faible que celui des autres contributions, ce qui fait que, dans tout les cas, elle devient prépondérante dans la région de masse de la famille du Υ . On remarque également une forte hausse de son importance relative pour des collisions plus périphériques. Ainsi, à faible paramètre d’impact, elle est très inférieure à celle du charme ouvert, jusqu’à des masses de l’ordre de $6 \text{ GeV}/c^2$ alors que pour la dernière tranche en centralité, sa contribution devient la principale source de bruit de fond quelque soit la région de masse considérée.

Les muons provenant de la désintégration des pions et kaons concourent relativement faiblement au bruit de fond. Leur participation au spectre total est maximale pour des masses de dimuons avoisinant les $2.5 \text{ GeV}/c^2$. La production associée diminue alors pour

atteindre rapidement des valeurs proches de zéro.

L'évolution, en fonction de la centralité, de la participation au bruit de fond de chacune des sources², provient de la différence de comportement des contributions corrélées et non-corrélées en fonction du paramètre d'impact. Dans la présente simulation, la dépendance en centralité des muons simples est prise en compte par le biais d'un poids (W_{OF}) qui diminue quand la collision devient de plus en plus périphérique (la multiplicité diminue). De plus, la production de paires de muons non-corrélées est proportionnelle au produit des poids de chaque muon tandis que les paires corrélées ont le même taux de production que chacun des deux muons qui la constituent. Il apparaît alors deux comportements distincts des dimuons en fonction de la centralité de la collision :

$$\begin{cases} q\bar{q}_{cor} & \sim W_{OF} \\ q\bar{q}_{uncor} & \sim (W_{OF})^2 \end{cases} \quad (6.11)$$

La production de charme ouvert étant plus importante que celle de beauté ouverte, le nombre de combinaisons de paires de muons non corrélés augmentant beaucoup plus vite que le nombre de dimuons corrélés, le rapport $R_{cor}^q = \frac{q\bar{q}}{q\bar{q}_{cor}}$ ($q = c, b$) doit être plus important pour des quarks charmés que pour des quarks beaux. Dans le cadre de notre étude, ces rapports sont, pour la première tranche en centralité et pour une coupure en $P_{\perp}$ à $1 \text{ GeV}/c$, $R_{cor}^c \simeq 46.8$ et $R_{cor}^b \simeq 2.2$. Notons que le nombre plus faible de paires issues du charme corrélé en comparaison à la beauté corrélée, est dû à la coupure en $P_{\perp}$ qui agit plus fortement sur le charme. Ces diverses considérations entraînent une suppression plus faible de la contribution de la beauté ouverte, au fur et à mesure que les collisions considérées sont plus périphériques.

6.3.2 Le signal

Le tableau 6.11 rassemble, pour les différentes tranches en centralité, la production de signal (S) et de bruit de fond (B) ainsi que le rapport S/B et la signification. Une coupure franche à $P_{\perp} = 1(3) \text{ GeV}/c$ est appliquée aux muons simples pour l'évaluation de ces quantités pour le ϕ , le J/Ψ et le Ψ' ($1'\Upsilon$, $1'\Upsilon'$ et $1'\Upsilon''$). Les paires de muons originaires de la désintégration de ces résonances étant corrélées, leur décroissance en fonction de la centralité est celle du facteur W_{OF} . De plus, le bruit de fond étant un panachage de composantes corrélées et non-corrélées, sa décroissance sera plus rapide que celle du signal. En conséquence, le rapport S/B doit constamment augmenter quand la centralité décroît. Les résultats fournis dans le tableau 6.11 confirment cette tendance. Entre la 1^{ère} et la dernière tranche en centralité, le rapport S/B augmente d'un facteur supérieur à 20 pour la famille du J/Ψ et d'un facteur supérieur à 5 pour celle du Υ . La mesure de la production de ϕ , J/Ψ , Ψ' , Υ , et Υ' est toujours significative ; le rapport $S/\sqrt{S+B}$ est en particulier très élevé pour la résonance J/Ψ . Pour $1'\Upsilon''$, ce n'est par contre pas forcément le cas : pour des collisions périphériques, sa signification est très basse.

2. Le cas des pions et kaons, qui ont la dépendance en centralité donnée par Hijing, est particulier et n'est pas à considérer dans la présente discussion.

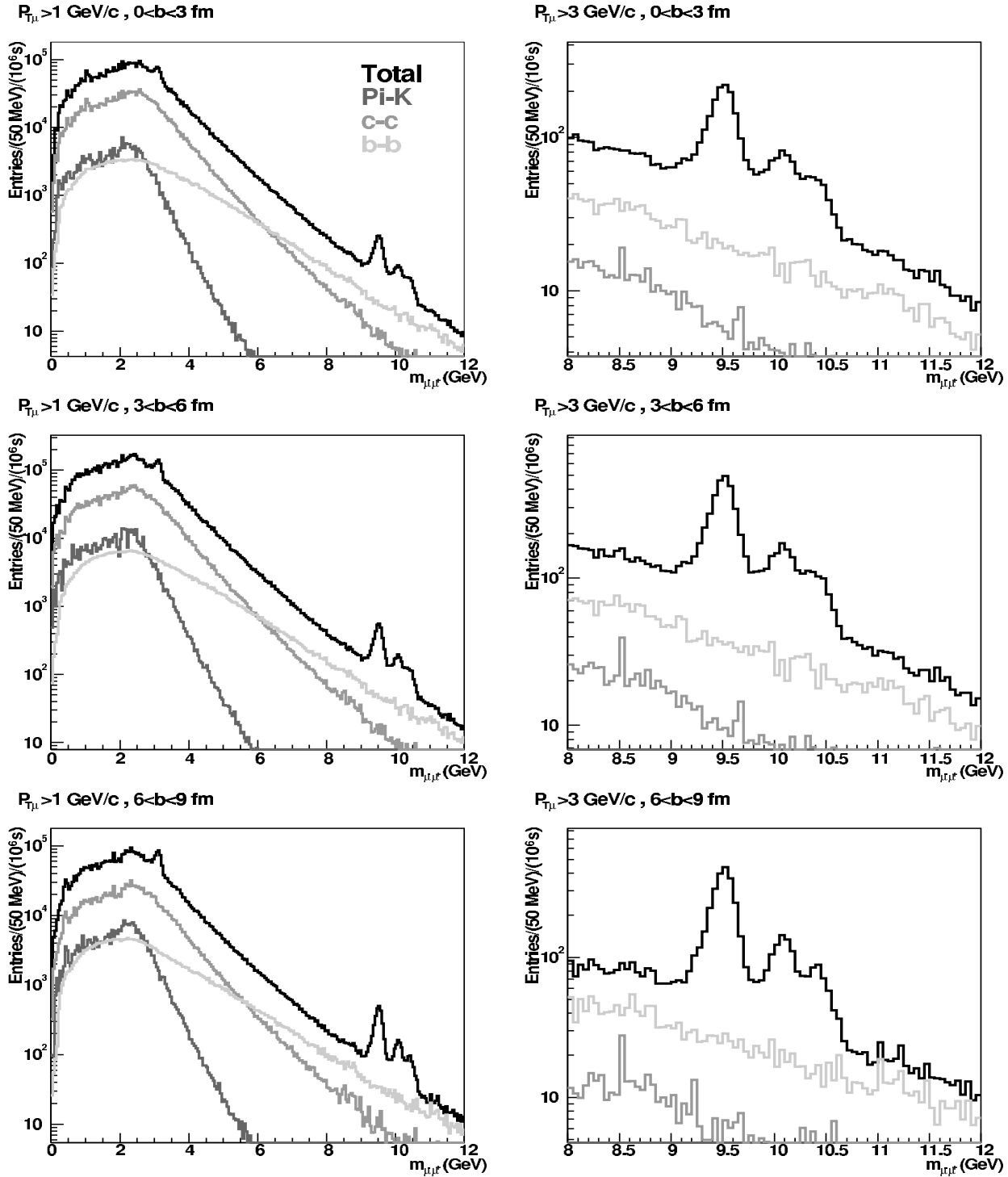


FIG. 6.5 – Spectre en masse des dimuons pour les 3 1^{ères} tranches en centralité. La contribution au bruit de fond des diverses sources est visible (les deux muons proviennent de la même source). Les spectres de gauche(droite) ont fait l'objet d'une coupure en $P_{\perp}$ franche de 1(3)GeV/c. Le spectre total intègre les différentes contributions au bruit de fond (les dimuons formés de muons issus de différentes sources sont inclus) ainsi que les résonances. Les taux de production correspondent à 10^6 s de fonctionnement Pb – Pb à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

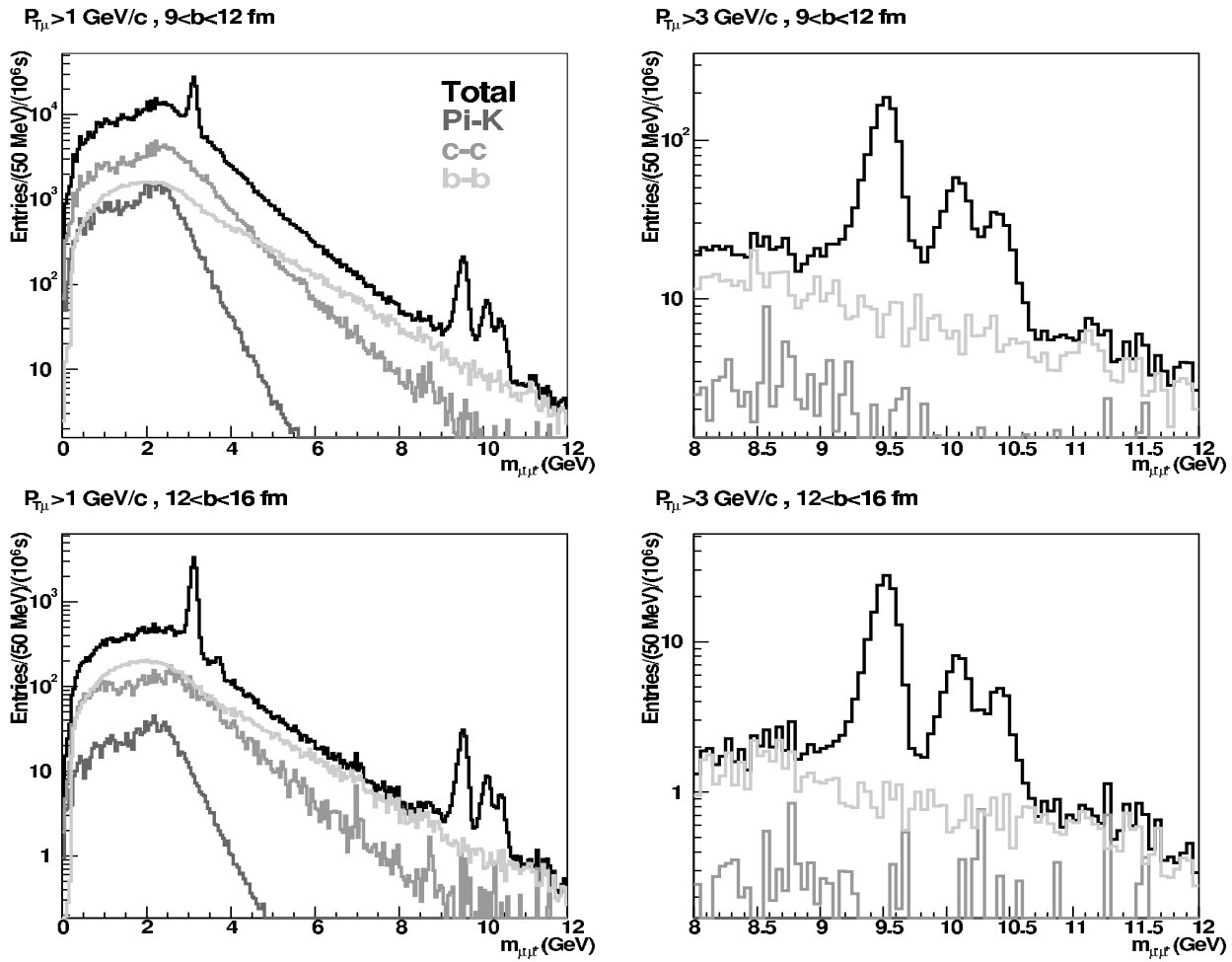


FIG. 6.6 – Spectre en masse des dimuons pour les 2 dernières tranches en centralité. La contribution au bruit de fond des diverses sources est visible (les deux muons proviennent de la même source). Les spectres de gauche(droite) ont fait l'objet d'une coupure en $P_{\perp}$ franche de 1(3)GeV/c. Le spectre total intègre les différentes contributions au bruit de fond (les dimuons formés de muons issus de différentes sources sont inclus) ainsi que les résonances. Les taux de production correspondent à 10⁶ s de fonctionnement Pb – Pb à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

Résonance	ϕ	J/Ψ	Ψ'	Υ	Υ'	Υ''
$0 < b < 3 \text{ fm}$						
Bruit (B) ($\times 10^3$)	208.5	281.2	137.8	0.377	0.273	0.225
Signal (S) ($\times 10^3$)	3.263	83.93	1.925	1.015	0.276	0.160
S/B	0.016	0.298	0.014	2.695	1.012	0.709
$S/\sqrt{S+B}$	7.090	138,9	5.151	27.21	11.78	8.133
$3 < b < 6 \text{ fm}$						
Bruit (B) ($\times 10^3$)	328.2	460.6	228.5	0.621	0.454	0.386
Signal (S) ($\times 10^3$)	7.19	184.0	4.190	2.212	0.598	0.349
S/B	0.022	0.399	0.018	3.561	1.316	0.905
$S/\sqrt{S+B}$	12.41	229.2	8.686	41.56	18.43	12.88
$6 < b < 9 \text{ fm}$						
Bruit (B) ($\times 10^3$)	175.1	217.7	108.1	0.340	0.243	0.200
Signal (S) ($\times 10^3$)	6.213	159.6	3.673	1.937	0.527	0.306
S/B	0.035	0.733	0.034	5.697	2.170	1.527
$S/\sqrt{S+B}$	14.59	259.8	10.99	40.59	18.99	13.59
$9 < b < 12 \text{ fm}$						
Bruit (B) ($\times 10^3$)	29.68	37.83	18.60	0.081	0.062	0.053
Signal (S) ($\times 10^3$)	2.625	67.97	1.560	0.803	0.221	0.129
S/B	0.088	1.797	0.084	9.880	3.567	2.431
$S/\sqrt{S+B}$	14.61	209.0	10.99	27.01	13.14	9.545
$12 < b < 16 \text{ fm}$						
Bruit (B) ($\times 10^3$)	1.396	1.473	0.814	0.007	0.006	0.005
Signal (S) ($\times 10^3$)	0.372	9.982	0.230	0.112	0.031	0.018
S/B	0.267	6.777	0.283	15.11	5.300	3.618
$S/\sqrt{S+B}$	8.853	93.27	7.126	10.25	5.083	3.755

TAB. 6.11 – Signal, bruit de fond, rapport signal/bruit et signification attendus pour les différentes résonances (ϕ , J/Ψ , Ψ' , Υ , Υ' et Υ'') et les différentes tranches en centralité considérées. Une coupure à $1(3) \text{ GeV}/c$ est imposées aux muons simples pour les mesures concernant les résonances ϕ , J/Ψ et Ψ' (Υ , Υ' et Υ''). Les valeurs du signal correspondent à un intervalle de $\pm 2\sigma$ autour de la résonance et à 10^6 s de fonctionnement Pb – Pb à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

D'une manière générale, la signification augmente avec le paramètre d'impact, puis décroît pour les événements les plus périphériques.

Les différences entre cette étude et celle de 1996 rendent la comparaison des résultats compliquée à réaliser. En effet, les intervalles en b et η considérés sont différents, les sections efficaces de productions ne sont pas les mêmes, les contributions des pions et kaons sont très différentes... Une tentative de comparaison a cependant été faite par notre groupe : les deux études sont tout à fait consistantes. Notons que la nouvelle analyse est marquée par une baisse du rapport S/B et de la signification par rapport à l'étude de 1996.

Conclusions

Le travail présenté dans ce document est formé de 3 volets :

- l’optimisation de la coupure en $P_{\perp}$ réalisée par le “trigger” du spectromètre dimuon ;
- le test d’un prototype du système de “trigger” du spectromètre dimuons ;
- les simulations de la production de dimuons dans le spectromètre, en fonction de la centralité et en vue de l’étude de la production de résonances lourdes ;

L’optimisation de la réponse du système de déclenchement du spectromètre dimuons était axée sur le remplissage des LUT, par simulation, en utilisant le cadre de travail offert par AliRoot. Il s’agit d’un travail totalement personnel qui a nécessité de lourdes simulations du dispositif expérimental d’ALICE. Nous avons présenté dans ce document une méthode permettant d’obtenir des LUT réalisant une coupure en $P_{\perp}$ optimisée. Cette méthode étant basée sur des simulations AliRoot, elle peut s’adapter aux caractéristiques du dispositif (la carte de champ du dipôle par exemple). De plus, malgré les $234 \times 2^{15} \simeq 7.7 \cdot 10^6$ valeurs de remplissage à fournir, la simulation est relativement rapide et peut être renouvelée en fonction des contraintes physiques et techniques. La méthode proposée permet d’obtenir des coupures en $P_{\perp}$ optimisées du point de vue de l’homogénéité ; la coupure haut $P_{\perp}$ montre également une réponse intégrée améliorée par rapport à la méthode “simple” utilisée par le passé. Les LUT ainsi calculées sont maintenant utilisées par défaut dans AliRoot.

L’expérience “Mini-Trigger” nous a permis de tester un prototype miniature du système de “trigger” du spectromètre dimuons. Elle a été réalisée dans la zone d’irradiation aux gammas (GIF) du CERN, avec les muons du S.P.S.. Dans le cadre de ces tests, j’ai participé à la mise au point du cadre logiciel, j’ai été responsable de la prise de données pendant toute la période de test et j’en ai réalisé l’analyse. Ce travail a débouché sur une publication [87]. Le test de ce prototype s’est révélé très positif. Nous avons, en effet, ainsi pu connaître plus en détails les performances du système. L’efficacité de reconstruction de trace du trigger et l’efficacité des R.P.C. ont en particulier été étudiées. Elles atteignent, toutes deux, un plateau à $\sim 98\%$, et ce, quelque soit le niveau de bruit de fond décorrélié inférieur à $320 Hz/cm^2$, engendré par la source GIF. Les aspects de mise en temps ont également fait l’objet d’une étude. Il est apparu qu’en dépit des différentes sources de dispersion des signaux, nous jouissons d’une marge de sécurité pour leur mise en temps. Enfin, une méthode, qui pourrait s’avérer utile pendant la phase de calibration, a été proposée. Elle permet d’optimiser la mise en temps des signaux sans avoir recours à une référence externe.

La dernière partie de ma thèse a été consacrée aux simulations de la production de dimuons dans le spectromètre, en fonction de la centralité de la collision $Pb - Pb$ et en vue de l'étude de la production de résonances lourdes. Les différentes sources de muons (pions et kaons, beauté et charme ouverts et résonances) aussi bien que les effets du détecteur (acceptance, résolution...) ont été simulés. L'extrapolation à des collisions $Pb - Pb$ a été faite grâce au calcul d'intégrales de recouvrement et tient compte de l'effet d'écrantage nucléaire. Les spectres en masse, les rapports signal/bruit et les significances ont pu être obtenus pour chacune des résonances étudiées et pour chacune des tranches en centralité considérées. La participation relative, de chaque source de muons, au continuum varie avec la centralité. La contribution de la beauté ouverte devient par exemple prépondérante au fur et à mesure que les collisions deviennent périphériques. Les rapports signal/bruit et les significances sont également fonction de la centralité de l'événement. Les rapports signal/bruit, par exemple, sont moins bons pour les collisions les plus centrales. Les résultats de cette étude seront inclus dans le Rapport de Performances Physiques (P.P.R. [70]) d'ALICE qui est en cours de finalisation.

La phase de développement des sous-détecteurs est maintenant presque achevée : les cartes électronique de "trigger" et de lecture sont maintenant prêtes à être produites, seules les chambres nécessitent quelques tests de vieillissement supplémentaires. L'installation des détecteurs dans la caverne est prévue pour 2005-2006, et le premier faisceau pour le courant de l'année 2007.

Table des figures

1.1	Dépendance de la constante de couplage $\alpha_s(M^2)$ en fonction de l'échelle. La contrainte $\bar{\alpha}_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.002$ a été imposée. Le trait plein représente la valeur moyenne et les traits interrompus sont les limites à $\pm 1\sigma$ [1].	8
1.2	Diagramme de phase dans le plan température-potentiel chimique baryonique. La partie de gauche montre l'intégralité du diagramme de manière schématique, celle de droite montre les derniers résultats de Q.C.D. sur réseau [15]. Sur la figure de droite, la ligne continue indique une transition de phase du 1 ^{er} ordre.	10
1.3	Ecrantage du potentiel de couleur, illustration du déconfinement du J/Ψ	11
1.4	Evolution du condensat de quark $\langle q\bar{q} \rangle$ en fonction de la température et de la densité baryonique.	15
1.5	Schéma d'une collision centrale entre deux ions ultra-relativistes. Cas d'une collision $Pb - Pb$ entraînant la formation d'un plasma de quarks et de gluons.	16
1.6	Schéma de l'évolution spatio-temporelle d'une collision donnant naissance au Q.G.P., selon le scénario de BJORKEN. La distance Z correspond à l'expansion longitudinale du Q.G.P. la date de la collision est prise comme origine du temps.	18
1.7	Facteur de modification nucléaire pour les pions neutres et les hadrons chargés pour des collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (symboles ouverts). Ces mesures sont à comparer avec les résultats pour des collisions $d - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (symboles fermés) [12]	24
1.8	Les diagrammes du premier ordre pour la production de paires $c\bar{c}$ dans des collisions hadroniques. Les processus a et b correspondent à la fusion de gluons et le diagramme c à l'annihilation quark-antiquark.	26
1.9	Production de J/Ψ dans une collision $p - p$, suivant le modèle de l'octet de couleur [42, 43].	27
1.10	Diagramme du processus DRELL-YAN.	29
1.11	Section efficace de production du J/Ψ en fonction du système étudié.	31
1.12	Rapport des sections efficaces de production J/Ψ / DRELL-YAN, en fonction de l'énergie transverse. La courbe tracée représente l'évolution de la section efficace par absorbtion nucléaire.	32

1.13	A gauche : dépendance en centralité de l'échelle de percolation Q_s dans des collisions $Pb - Pb$ au S.P.S. et au RHIC ; comparaison avec les échelles intrinsèques Q_i des différentes résonances charmées [20]. A droite : production de J/Ψ , dans des collisions $p-p$, $p-A$ et $A-B$, en fonction du nombre de participants [37, 38]. Le nombre de participants pour chacun des deux sauts (à droite) est à comparer avec celui correspondant au déconfinement des diverses résonances charmées (à gauche).	33
2.1	Configuration du L.H.C. : L'anneau du L.H.C., dans l'ancien tunnel du L.E.P., ainsi que les nouvelles infrastructures propres au L.H.C. sont représentés.	37
2.2	Le détecteur ALICE	41
2.3	Schéma de l'I.T.S.	43
2.4	Schéma de la T.P.C. de A.L.I.C.E	44
2.5	Emplacement des détecteurs T.O.F. et T.R.D.	45
2.6	Schéma de principe du T.R.D.	46
2.7	Vue 3-D du H.M.P.I.D.	47
2.8	Schéma de principe du H.M.P.I.D.	49
2.9	Schéma du détecteur PHOS. Seulement 4 des 5 modules sont montrés.	50
2.10	Le spectromètre dimuons.	51
2.11	Vue en coupe de l'absorbeur frontal et du blindage à géométrie ouverte du tube à vide.	52
2.12	Profil du champ magnétique du dipôle dans la direction du faisceau pour différentes positions dans le plan (XY)	54
2.13	Schéma de principe d'une C.P.C.	55
2.14	Schéma de principe du "trigger" du bras dimuons. Vue dans le plan de déviation ($Y; Z$).	56
2.15	Implantation des Z.D.C. dans le tube à vide. Actuellement, les 2 tubes à faisceau sont prévus pour être de la même taille ($\emptyset = 44/40\text{ mm}$).	58
2.16	Localisation des détecteurs à grande rapidité : le P.M.D., les F.M.D. (Si1, Si2 et Si3), le V0 et le T0	59
2.17	Schéma de principe de fonctionnement du P.M.D.	60
2.18	Segmentation des détecteurs $V0_L$ et $V0_R$	62
2.19	Schéma de l'architecture du système d'acquisition d'ALICE et son interface avec le "trigger" de haut niveau.	65
3.1	Vue en coupe d'une R.P.C. utilisée dans ALICE.	68
3.2	Schéma de la création d'un streamer.	69
3.3	Efficacité de détection d'une R.P.C. en mode "streamer" (a) ou avalanche (b) en fonction du flux incident et de la résistivité des plaques.	70
3.4	Taille de "cluster" en mode streamer (a) et avalanche (b) pour une R.P.C. équipée de "strips" de 2 cm.	72

3.5	Différentes formes d'impulsion "streamer" pour une R.P.C. avec une haute tension fixée. Les flèches indiquent la position du pic "streamer" / "précurseur" avalanche	73
3.6	Disposition des 72 R.P.C. en 2 stations (M.T.1 et M.T.2) de 2 plans de chacune.	75
3.7	Segmentation d'un "quart" de plan de M.T.11. Nombre de "strips" horizontales (à gauche) et verticales (à droite) à l'intérieur de chaque module. L'échancrure en bas à gauche permet le passage du faisceau. Les lignes L5 à L9 représentent les R.P.C. 5 à 9. Le reste du plan est déduit par symétrie.	75
3.8	Vue d'une carte de lecture au pas de 2 cm.	77
3.9	Comparaison des spectres en temps obtenus lors des tests pour deux valeurs de la haute tension avec le système ADuT (en haut) et avec un discriminateur à seuil simple (en bas).	78
3.10	Schéma général de principe du "trigger" dimuons qu'ALICE.	78
3.11	Vue d'une carte de "trigger" local.	79
3.12	Diverses étapes de l'algorithme de "trigger" local, dans le plan de déviation ($L0 - X$) et de non-déviation ($L0 - Y$).	80
3.13	Plan des cartes de "trigger" local. Les cartes sont repérées par L ou R (pour Left et Right) suivi du numéro de colonne, de ligne et de carte à l'intérieur du module ainsi défini.	81
3.14	Illustration de l'ouverture de routes à partir des Simples et Doubles de M.T.1 et coïncidence 3/4. Les routes sont centrées sur la trajectoire d'une particule pointant en ligne droite ($P_{\perp} \rightarrow \infty$) vers le point d'interaction.	84
3.15	Budget de temps du "trigger" du spectromètre dimuons.	86
4.1	Segmentation des chambres de "trigger" dans AliRoot (plan M.T.11).	92
4.2	Le découpage d'un plan en 1120 zones de $17 \times 17 \text{ cm}^2$. La partie colorée correspond à l'espace prévu pour le passage du faisceau et de son blindage. Les graduations en X et Y sont dans une unité arbitraire.	94
4.3	Spectres de déviation des μ^- de $P_{\perp} = 1 \text{ GeV}/c$, intégrés sur la totalité de la carte de "trigger" RC4L6B1. Sur la partie de gauche, on a tenu compte de la formation de "clusters" de "strips", de la diffusion multiple et de la perte d'énergie avec fluctuations. Sur la partie droite, seule la perte d'énergie (sans fluctuation) est prise en compte.	96
4.4	Schéma d'obtention d'une déviation de coupure, cas d'un exemple concret. Les cases colorées correspondent à des "strips" déclusterisées susceptibles d'être touchées. Les nombres inscrits dans certaines des cases correspondent au nombre de traces, de $P_{\perp} = P_{\perp \text{seuil}}$, associées à ce bit dans le spectre de déviation normalisé par intersection de strips (X_{Pos} , Y_{Pos}).	97

- 4.5 La déviation de coupure des μ^- (en terme de “strips” déclusterisées) en fonction de la position de l’impact sur la première station (l’échelle utilisée pour les axes X et Y est celle de la figure 4.2). La déviation de coupure est donnée pour le demi-plan droit et pour une coupure à 1 GeV/c (à gauche) et 2 GeV/c (à droite). La partie en blanc autour du point de coordonnées (0,0) représente l’échancrage du détecteur autour du faisceau. Les zones hors d’atteinte des μ^- ont été arbitrairement associées à une déviation de coupure de -16 (-8) “strips” pour la coupure bas (haut) $P_\perp$. Le bin de coordonnées (8,-9) permet d’apprécier l’échelle des dégradés de gris. 99
- 4.6 Valeurs de la déviation de coupure (unité arbitraire homogène à une longueur) en fonction de la position de l’impact sur la moitié droite de la première station. La déviation de coupure est donnée pour la coupure bas (à gauche) et haut (à droite) $P_\perp$, les zones hors d’atteinte des μ^- de $P_\perp = P_{\perp seuil}$ sont matérialisées par une déviation de coupure de -30 (-15) pour la coupure bas (haut) $P_\perp$ 100
- 4.7 L’ajustement de la déviation de coupure de μ^- (en terme de “strips” déclusterisées) en fonction de la position d’impact sur la première station (l’échelle utilisée pour les axes X et Y est celle utilisée sur la figure 4.2). La déviation de coupure est donnée pour le demi-plan droit pour une coupure à 1 GeV/c . On peut observer l’ajustement de la déviation de coupure (à gauche) et à titre de comparaison la déviation de coupure issue des simulation (à droite). Le bin de coordonnées (8,-9) permet d’apprécier l’échelle des déviations. 102
- 4.8 Efficacité de détection de traces pour la coupure haut $P_\perp$ du “trigger” en fonction de la position d’impact sur le 3^{ème} plan de R.P.C.. En haut, l’efficacité obtenue par l’utilisation de la LUT_0 (LUT calculée par les simulations) est donnée pour des μ^+ de $P_\perp$ proche de ($1.8 < P_\perp < 2 GeV/c$) et bien supérieure à ($2.8 < P_\perp < 3 GeV/c$) la valeur de coupure. En bas à gauche, on peut voir les modifications apportées par l’ouverture de la coupure d’un bit supplémentaire (LUT_{+1}) par rapport à la LUT_0 . L’efficacité de la coupure réalisée avec les LUT optimisées (LUT_{opt} , voir texte) est également visible (en bas à droite). 104
- 4.9 Efficacité de la coupure haut (à droite) et bas $P_\perp$ (à gauche). Les résultats obtenus avec les LUT calculées par la méthode simple (cf. §4.1.1) sont donnés en traits pleins et ceux obtenus avec les LUT optimisées (LUT_{opt}) en traits interrompus. 106
- 4.10 Efficacité de la coupure haut $P_\perp$ réalisée avec les LUT_{opt} (à gauche) et les LUT_{old} (obtenues avec la méthode simple, à droite). Les μ^+ incidents ont une impulsion transverse $2.8 < P_\perp < 3 GeV/c$ 107
- 4.11 Homogénéité dans le plan (X;Y) des coupures haut et bas $P_\perp$ pour LUT_{opt} et LUT_{old} . A droite sont rassemblées les informations concernant la coupure bas $P_\perp$ et à gauche celles concernant la coupure haut $P_\perp$. Les différentes efficacités sont données pour des muons positifs de $P_\perp$ proche de la valeur de coupure. 108

5.1	Schéma du dispositif expérimental du test “Mini-Trigger” dans la zone G.I.F.. Les 4 R.P.C. sont disposées comme dans ALICE, les 2 hodoscopes de scintillateurs plastiques sont placés à l’extérieur de la zone d’irradiation.	110
5.2	Schéma du support mécanique du dispositif expérimental du test “Mini-Trigger” .	111
5.3	Schéma de l’électronique associée au test “Mini-Trigger”.	112
5.4	Schéma de principe de la capture des signaux au niveau de la carte de “trigger” local. La phase d’horloge doit être réglée de manière à optimiser l’efficacité de capture.	115
5.5	Taille des “clusters” de “strips” X sur la première R.P.C. en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ	117
5.6	Efficacité des 4 R.P.C. en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ . En haut, l’efficacité des 4 chambres est donnée, pour une mesure sans source GIF et pour chacun des 2 types de segmentations.	118
5.7	Efficacité du “trigger” en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ . Une coïncidence de 3/4 plans est demandée à l’exécution de l’algorithme de “trigger” local. L’encart présente les mêmes efficacités en fonction de la haute tension corrigée (cf. §5.3.1).	120
5.8	Efficacité du “trigger” en fonction de la haute tension appliquée et pour différentes valeurs du flux incident de γ . Une coïncidence de 4/4 plans est demandée à l’exécution de l’algorithme de “trigger” local.	120
5.9	Spectres de déviation (mesurée par la carte de “trigger” local en “strips” déclusterisées ou bits) avec le dispositif expérimental perpendiculaire au faisceau de muons (à gauche) et tourné (à droite). Les R.P.C. fonctionnent à 8 kV et une coïncidence de 3/4 plans est imposée par l’algorithme de “trigger” local. Les effets engendrés par un flux de γ de 210 Hz/cm ² sont visibles sur la partie de droite. Les statistiques de la partie de droite correspondent au spectre sans source de γ	121
5.10	Influence du retard de la phase d’horloge. L’efficacité de la première R.P.C. en fonction du retard de la phase d’horloge est représentée pour différentes valeurs de la haute tension et différents taux de bruit de fond.	122
5.11	Influence du retard de la phase d’horloge. L’efficacité de “trigger” en fonction du retard de la phase d’horloge est représentée pour différentes valeurs de la haute tension et différents taux de bruit de fond. Une coïncidence de 3/4 est demandée à l’exécution de l’algorithme de “trigger” local.	123
5.12	efficacité du “trigger” L0-Y en fonction de la déviation des muons, entre les deux stations, suivant la direction verticale (mesurée par les “strips” Y) pour différentes valeurs de la haute tension appliquée.	124
5.13	Rapport des taux de comptage avec coïncidence 4/4 sur 3/4 en fonction du retard de la phase d’horloge.	126

6.1	Distributions $dN_K/d\eta$ (à gauche) et $dN_K/dP_\perp$ (à droite) données par HIJING pour différentes tranches en centralité.	136
6.2	Distribution $dN_\pi/d\eta$ (à gauche) et $dN_\pi/dP_\perp$ (à droite) données par HIJING pour différentes tranches en centralité.	136
6.3	Distribution en $P_\perp$ et η des muons issus de la désintégration des pions et kaons. Les spectres sont donnés avec et sans coupure sur d_0 (cf. §6.2.2.3).	137
6.4	Schéma de principe de la coupure en d_0 . Les deux muons sont issus de la désintégration d'un pion ou d'un kaon et sont émis dans l'acceptance du spectromètre avec la même impulsion $P_{\mu_1} = P_{\mu_2} = P_\mu$. Les autres produits de désintégration ne sont pas portés sur le schéma. La distance notée 2σ correspond à deux fois l'écart-type de la distribution en d_0 engendrée par les diffusions multiples des muons, produit au point d'interaction, de $P = P_\mu$	138
6.5	Spectre en masse des dimuons pour les 3 1 ^{ères} tranches en centralité. La contribution au bruit de fond des diverses sources est visible (les deux muons proviennent de la même source). Les spectres de gauche(droite) ont fait l'objet d'une coupure en $P_\perp$ franche de $1(3)GeV/c$. Le spectre total intègre les différentes contributions au bruit de fond (les dimuons formés de muons issus de différentes sources sont inclus) ainsi que les résonances. Les taux de production correspondent à 10^6 s de fonctionnement $Pb - Pb$ à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} s^{-1}cm^{-2}$	146
6.6	Spectre en masse des dimuons pour les 2 dernières tranches en centralité. La contribution au bruit de fond des diverses sources est visible (les deux muons proviennent de la même source). Les spectres de gauche(droite) ont fait l'objet d'une coupure en $P_\perp$ franche de $1(3)GeV/c$. Le spectre total intègre les différentes contributions au bruit de fond (les dimuons formés de muons issus de différentes sources sont inclus) ainsi que les résonances. Les taux de production correspondent à 10^6 s de fonctionnement $Pb - Pb$ à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} s^{-1}cm^{-2}$	147

Liste des tableaux

1.1	Quelques caractéristiques des systèmes produits dans des collisions centrales $A - A$ ($A \sim 200$) auprès du S.P.S., du RHIC et du L.H.C. : énergie dans le centre de masse, temps de d'interpenetration des noyaux τ_{tr} , temps de formation τ_i , durée de vie du Q.G.P. τ_{QGP} , temps de "freeze out" τ_{fo} , densité d'énergie initiale ϵ_0 au temps τ_i et densité d'énergie à $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ [25, 26].	18
1.2	Masse, largeur, rayon, température de dissociation T_d , voie dominante de désintégration et rapport d'embranchement pour le mode $\mu^+\mu^-$ des principales résonances lourdes (J/Ψ , Ψ' , Υ , Υ' et Υ'') et légères (η , ρ , ω et ϕ) [7][13][91]. Les rapports d'embranchement sont donnés pour le processus $X \rightarrow \mu^+\mu^-$; les éventuels autres canaux dimuoniques ne sont pas pris en compte.	25
1.3	Les différents états du charme ouvert, leur masse et leur rapport d'embranchement en muon. Le même tableau peut être fait pour la beauté ouverte.	30
2.1	Principaux paramètres du L.H.C. pour ALICE et pour un fonctionnement en mode $p - p$ et $Pb - Pb$ [48].	38
2.2	Résolutions spatiales simple et double traces pour les trois différentes technologies de détecteurs silicium de l'I.T.S..	43
2.3	Résumé des principales caractéristiques des différentes C.P.C..	55
2.4	Caractéristiques des 2 Z.D.C. et du Z.E.M.. La résolution est donnée pour un nucleon de 2.76 TeV pour les 2 Z.D.C. et pour des collisions centrales (périphériques) pour le Z.E.M.	58
2.5	Position, dimensions, segmentation et couverture en pseudo-rapacité des différents anneaux du F.M.D..	61
2.6	Couverture angulaire des différents anneaux des $VO_{L/R}$. Les 3 premiers couvrent l'acceptance du spectromètre dimuons.	63
3.1	Illustration du "declustering" sur des motifs avec une taille de "cluster" $N \leq 5$	82
3.2	Exemples de motifs de chacun des 2 plans d'une même station : définition des mini-routes et réduction DS.	83
3.3	Sorties de la logique de "trigger" local L0-X.	85
3.4	Exemples montrant le doublement des motifs pour la logique L0-Y.	85
3.5	Sorties de la logique de "trigger" local L0-Y.	85

3.6	Récapitulatif des différentes combinaisons possibles de 2 signaux de “trigger” local ($Trig_1^i$ & $Trig_2^i$) et de la réponse associée par le niveau régional (4 bits). LS (US) désignent des paires de même signe (de signes différents). La première (dernière) colonne rassemble des commentaires sur les entrées (la sortie). Les signes $-$, $+$ et $\pm$ indiquent le signe de la déviation. Les entrées sont permutable. 87
5.1	Le taux de “trigger” et le taux de bruit de fond mesuré sur la R.P.C. 11 (proche de la source) et la R.P.C. 22 (éloignée de la source) pour différentes conditions de fonctionnement. La haute tension est de 8 kV et une coïncidence de 3/4 plans est demandée par l’algorithme de “trigger” local. 125
6.1	Paramètres des distributions en $P_\perp$ (cf. équation 6.1) utilisées pour la génération des résonances de haute masse. 130
6.2	Nombre de résonances et de paires de saveurs lourdes par collision $Pb - Pb$ centrale et par hémisphère. 131
6.3	Signal attendu, dans les collisions centrales $Pb - Pb$, rapports signal sur bruit et signification pour les différentes résonances, en fonction du $P_\perp$ de la paire de muons. Les valeurs du signal correspondent à un intervalle de $\pm 1\sigma$ autour de la résonance et à 10^6 s de fonctionnement à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. . . 132
6.4	Paramètres utilisés pour l’ajustement de la distribution en pseudo-rapacité des pions et kaons en mode $Pb - Pb$ 135
6.5	Nombre de muons issus de la désintégration des pions et de kaons par événement $Pb - Pb$ donné par HIJING. Les valeurs correspondent aux muons dans l’acceptance du spectromètre, pour $P_\perp > 0.4 \text{ GeV}/c$, avec et sans coupure sur le d_0 des muons (cf. §6.2.2.3) et pour les différentes tranches en centralité. . . . 137
6.6	Sections efficaces $p - p$ de production des différentes résonances et des paires de quarks ouverts et rapport d’embranchement du canal dimuonique correspondant. Les sections efficaces ont été calculées dans le modèle C.E.M. (Color Evaporation Model) à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$. Les rapports d’embranchement associés à la désintégration muonique des paires de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ n’ayant pas servi lors des pondérations, ils ne sont pas notés. 139
6.7	Valeurs des paramètres de la distribution en $P_\perp$ utilisée pour la production des muons issus de la composante non-corrélée de la beauté ouverte. 140
6.8	Valeurs des paramètres de la distribution en $P_\perp$ utilisée pour la production des muons issus de la composante non-corrélée du charme ouvert. 141
6.9	Effet du “shadowing” sur la production des diverses sondes dures. $C_{Shad}(b=0)$ correspond au rapport des sections efficaces de production dans des collisions $Pb - Pb$ centrales, relativement à $p - p$. W_{Shad} est le paramètre utilisé pour la paramétrisation des effets de “shadowing” en fonction de la centralité. 141

- 6.10 Les diverses contributions au bruit de fond en fonction de la centralité et pour les deux valeurs de coupure franche en $P_{\perp}$. Les valeurs sont données en unités de 10^3 et correspondent à 10^6 s de fonctionnement $Pb - Pb$ à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Les valeurs entre parenthèses correspondent à une moyenne sur la tranche concernée et normalisée à 10% des événements $Pb - Pb$ 144
- 6.11 Signal, bruit de fond, rapport signal/bruit et signification attendus pour les différentes résonances (ϕ , J/Ψ , Ψ' , Υ , Υ' et Υ'') et les différentes tranches en centralité considérées. Une coupure à 1(3) GeV/c est imposées aux muons simples pour les mesures concernant les résonances ϕ , J/Ψ et Ψ' (Υ , Υ' et Υ''). Les valeurs du signal correspondent à un intervalle de $\pm 2\sigma$ autour de la résonance et à 10^6 s de fonctionnement $Pb - Pb$ à la luminosité $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 148

Bibliographie

- [1] JONATHAN L. ROSNER, *The Standard Model in 2001*, hep-ph/0108195
- [2] G. COHEN-TANNOUDJI, *Une brève introduction au modèle standard*, cours
- [3] B. HIPPOLYTE, *Thèse de l'université Louis Pasteur de Strasbourg* (2002)
- [4] GELL-MANN, Phys. Lett. 8, 214 (1964);
G. ZWEIGH, CERN-th preprint 412 (1964)
- [5] C. Y. WONG, *Introduction to high energy heavy ion collisions*, World Scientific, Singapore 1991
- [6] J. P. BLAIZOT, *signals of the quark gluon plasma in nucleus nucleus collisions*, Nucl. Phys. A661-3 (1999)
- [7] B. MÜLLER, *Physics and signatures of the quark gluon plasma*, Rep. Prog. Phys. 58-611 (1995)
- [8] E SHURYAK, *Two-stage equilibration in high energy heavy ion collisions*, Phys. Rev. Lett. 68-3270 (1992) K. GEIGER & J. I. KAPUSTA, *Chemical equilibration of partons in high-energy heavy-ion collisions*, Phys. Rev. D47, 4905 (1993)
- [9] K. ADCOX et al., *Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV*, Phys. Rev. Lett. 88-022301 (2002)
- [10] S. S. ADLER et al., *High-pt Charged Hadron Suppression in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, nucl-ex/0308006 (2003), soumise a Phys. Rev. C
- [11] S.S. ADLER et al., *Absence of Suppression in Particle Production at Large Transverse Momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au Collisions*, Phys. Rev. Lett. 91, 072303 (2003).
- [12] K. REYGERS for the PHENIX Collaboration, *Results on Hight $P_{\perp}$ Particle Production from the PHENIX Experiment at RHIC*, nucl-ex/0310010 (2003) apparaîtra dans les proceedings de NN 2003
- [13] R. VOGT et J.F. GUNION, *determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Upsilon suppression at the LHC*, Nucl. Phys. B492-301 (1997)
- [14] J. CLEYMANS, R.V. GAVAI & E. SUHONEN, *quarks and gluons at high temperatures and densities*, Phys. Rep. 130, 218 (1986)
- [15] Z. FODOR, S.D. KATZ, *Lattice determination of the critical point of QCD at finite T and μ* , JHEP 0203-014 (2002)
- [16] V. KOCH, *Aspects of chiral symmetry*, Int.J.Mod.Phys.E6-250 (1997)

- [17] G. CHANFRAY, *Mésons dans la matière hadronique dense et chaude*, cours de l'école JOLIOT CURIE (1998)
- [18] H. SATZ, *Colour deconfinement in nuclear collisions*, Rep. Prog. Phys., 63-1511 (2000)
- [19] H. SATZ, *Limits of confinement: the first 15 years of ultra-relativistic heavy ion studies*, Nucl. Phys. A715-3c (2003)
- [20] S. DIGAL et al., *Parton Percolation and J/Psi Suppression*, Phys.Lett. B549-101 (2002)
- [21] E. IANCU, *The Color Glass Condensate*, Nucl. Phys. A715-219c (2003)
- [22] H. SATZ, *The onset of deconfinement in nuclear collisions*, Nucl. Phys. A661-104c (1999)
S. Digal ET AL., *Parton Percolation and J/Psi Suppression*, Phys.Lett. B549-101 (2002)
- [23] K. J. ESKOLA, *Pre-Thermalization dynamics: initial conditions for QGP at the LHC and RHIC from perturbative QCD*, Prog. Theor. Phys. Suppl. 129-1 (1997)
- [24] K. KAJANTIE, *Physics of LHC (theory)*, Nucl. Phys. A715-432c (2003)
- [25] K. J. ESKOLA et al, *Scaling of transverse energies and multiplicities with atomic number and energy in ultrarelativistic nuclear collisions*, Nucl.Phys. B570-379 (2000)
- [26] K. J. ESKOLA, *High Energy Nuclear Collisions*, proceeding EPS-HEP99, Tampere, Finland, July 1999
- [27] A. CHODOS & al., *New extended model of hadrons*, Phys. Rev. D9, 3471(1974)
- [28] K.G. WILSON, *Confinement of quarks*, Phys. Rev. D10, 2445 (1974)
- [29] H. SATZ, , *The transition from hadron matter to quark-gluon plasma*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35, 245 (1985)
- [30] J.D. BJORKEN, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: central rapidity region*, Phys. Rev. D27-140 (1983)
- [31] J. BARRETTE et al. pour la Collaboration E877 , *Measurement of transverse energy production with Si and Au beams at relativistic energy: toward hot and dense hadronic matter*, Phys. Rev. Lett. 70-2996 (1993)
- [32] T. ALBER et al pour la Collaboration NA49, *Transverse energy production in Pb-Pb collisions at 158 GeV per Nucleon*, Phys. Rev. Lett. 75-3814 (1995)
- [33] K. ADCOX et al pour la Collaboration PHENIX, *measurement of the mid-rapidity transverse energy distribution from $\sqrt{s} = 130$ GeV AU-AU collisions at RHIC*, Phys. Rev. Lett. 87 052301 (2001)
- [34] B.LENKEIT for the CERES Collaboration, *these proceedings*
- [35] CERN Press Office, *New State of Matter created at CERN*, Communiqué de presse (2000-02-10)
- [36] L. RAMELLO, *Charmonium production in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon*, Nucl. Phys. A638,261 (1998)
- [37] M. C. ABREU et al. pour la Collaboration NA50, *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/small psi, Greek suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS*, Phys. Lett. B477-28 (2000)
- [38] M. C. ABREU et al. pour la Collaboration NA50, *Anomalous J/small psi, Greek suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon*, Phys. Lett. B410-337 (1997)

- M. C. ABREU et al. pour la Collaboration NA50, *Observation of a threshold effect in the anomalous J/ψ , Greek suppression*, Phys. Lett. B450-456 (1999)
- [39] T. MATSUI & H. SATZ, *J/Ψ suppression by the quark-gluon plasma formation*, Phys. Lett. B178-416 (1986)
- [40] X. M. XU, D. KHARZEEV, H. SATZ et X. N. WANG, *J/Ψ suppression in an equilibrating parton plasma*, Phys. Rev. C53-3051 (1995)
- [41] A. K. CHAUDHURI, *Centrality dependance of J/Ψ over Ψ' : a signal of Q.G.P.*, (2003)
- [42] G. T. BODWIN, *Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium*, Phys. Rev. D51-1125 (1995)
- [43] E. BRAATEN et al., *Color-Octet Fragmentation and the Ψ' Surplus at the Tevatron*, Phys. Rev. Lett. 74-3327 (1995)
- [44] C.Y. WONG et al., *The role of produced hadrons in J/Ψ suppression*, Nucl. Phys. A715-541 (2003)
- [45] L. GRANDCHAMP, R. RAPP, *two-component approach to J/Ψ production in high-energy heavy-ion collisions*, Nucl. Phys. A715-545c (2003)
- [46] P. CROCHET, *Charm and leptons*, Nucl. Phys. A715-359c (2003)
- [47] P. CROCHET, C. KUHN & Y. SCHUTZ, *Perspective de physique avec ALICE*
M. GONIN, *RHIC-France* ;
présentations au conseil scientifique de l'IN2P3 du 8 décembre 2003,
http://phenix-france.in2p3.fr/CS_RHIC_ALICE/
- [48] *L.H.C. - the Large Hadron Collider*, <http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>
- [49] *Data base of experiments at CERN*, <http://Greybook.cern.ch>
- [50] M. BUÉNERD, *The TOTEM Project at LHC*, ISN/95-83 (1995)
- [51] CMS Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38 (1994)
- [52] LHCb Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-004 (1998)
- [53] ATLAS Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-43 (1994)
- [54] ALICE Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 95-71 (1995)
- [55] ALICE Collaboration, *Addendum to the ALICE Technical Proposal*, CERN/LHCC 96-32 (1996)
- [56] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 4*, CERN/LHCC 99-12 (1999)
- [57] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 7*, CERN/LHCC 2000-01 (2000)
- [58] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 8*, CERN/LHCC 2000-12 (2000)
- [59] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 1*, CERN/LHCC 99-19 (1999)
- [60] ALICE Collaboration, *Transition Radiation Detector for Electron Identification within the ALICE Central Trigger-Addendum to the Technical Proposal*, CERN/LHCC 99-13 (1999)
- [61] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 9*, CERN/LHCC 2001-021 (2001)
- [62] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 2*, CERN/LHCC 99-4 (1999)

- [63] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 3*, CERN/LHCC 99-5 (1999)
- [64] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 6*, CERN/LHCC 99-32 (1999)
- [65] ALICE Collaboration, *ALICE T₀ detector*, ALICE Note ALICE/96-13 DIM (1996)
- [66] ALICE Collaboration, *Technical Design Report n° 5*, CERN/LHCC 99-22 (1999)
- [67] ALICE Collaboration, *Addendum to the Technical Design Report of the time of flight system*, CERN/LHCC 2002-016 (2002)
- [68] ALICE Collaboration, *Addendum to the Technical Design Report of the forward muon spectrometer*, CERN/LHCC 2000-46 (2000)
- [69] ALICE Collaboration, *Design and construction of the ALICE absorber system*, CERN/LHCC 99-38 (1999)
- [70] ALICE Collaboration, *ALICE Physics Performance Report vol. 1*, CERN/LHCC-2003-49 (2003)
ALICE Collaboration, *ALICE Physics Performance Report vol. 2*, CERN/LHCC (en cours de redaction)
- [71] M. BEDJIDIAN et al., *Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: heavy flavours physics*, hep-ph/0311048
- [72] G. BLANCHARD, P. CROCHET, P. DUPIEUX for the Clermont-Ferrand group, *The local trigger electronics of the ALICE dimuons trigger*, ALICE-EN-2003-010 (2003)
- [73] F. JOUVE, PH. ROSNET, L. ROYER and the Clermont-Ferrand group, *Production Readiness Review, Front End Electronics of the ALICE dimuons trigger*, ALICE-INT (en cours de redaction)
- [74] O. ROIG, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1172- EDSF 254 (1999)
- [75] L. LAMOINE, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1320- EDSF 329 (2001)
- [76] R. SANTONICO & R. CARDARELLI, *Development of resistive plate counters*, Nucl. Inst. and Meth. 187 (1981) 377-380
- [77] R. SANTONICO et al., *Progress in resistive plate counters*, Nucl. Inst. and Meth. A 263 (1988) 20-25
- [78] R. ARNALDI et al. for the ALICE collaboration, *spacial resolution of RPC in streamer mode*, Nucl. Instr. Meth. A 490 (2002) 51
- [79] R. ARNALDI et al. for the ALICE collaboration, *A dual threshold technique to improve the time resolution of resistive plate chambers in streamer mode*, Nucl. Instr. Meth. A 457 (2001) 117
- [80] R. ARNALDI et al. for the ALICE collaboration, *A low resistivity R.P.C. for the ALICE dimuon arm*, Nucl. Instr. Meth. A 451 (2000) 462
- [81] A. PICOTTI et al. for the ALICE collaboration, *Study of resistive plate chambers for the ALICE dimuon spectrometer*, Nucl. Phys. B 78 (1999) 84-89
- [82] R. ARNALDI et al. for the ALICE collaboration, *Ageing tests on the low-resistivity R.P.C. for the ALICE dimuons arm*, soumise à Nucl. Instr. and Meth.

- [83] R. ARNALDI et al. for the ALICE collaboration, *Ageing tests on the low-resistivity R.P.C. for the ALICE dimuons arm*, Nucl. Instr. and Meth. A508 (2003) 106
- [84] A. BALDIT et al., ALICE int. note, ALICE-INT/98-16 (1998)
- [85] I. CROTTY et al., Nucl. Instr. Meth. A360 (1995) 512
- [86] S. AGOSTEO et al., *A facility for the test of large-area muon chambers at high rates*, A 452 (2000) 126
- [87] R. ARNALDI et al., *Performances of a prototype for the ALICE muon trigger at the L.H.C.*, sous presse
- [88] P. CAMARRI et al., *Streamer suppression with SF6 in RPCs operated in avalanche mode*, Nucl. Inst. Meth. A414 (1998) 317
- [89] M. ABBRESCIA et al., *Resistive plate chambers performances at cosmic rays fluxes*, A359 (1995) 603
- [90] P. DUPIEUX et al., *A new front-end for better performances of RPC in streamer mode*, Nucl. Instr. and Meth. A508 (2003) 185
- [91] K. HAGIWARA et al., *Review of particle physics*, Phys. Rev. D66.010001 (2002)
- [92] K. EGGERT AND A. MORSCH, *Onium production in heavy-ion collisions at L.H.C. - signals & backgrounds in two muons channel*, ALICE INT/95-05 (1995)
- [93] K. EGGERT AND A. MORSCH, *Signals and backgrounds in the dimuon channel: an update*, ALICE-INT/96-31 (1996)
- [94] GLOVER et al., Z. Phys. 38C-473 (1988)
L.BERGSTROM et al, USITP/90/03 (1990)
- [95] R. GAVAI et al., *Quarkonium production in hadronic collisions*, CERN-TH 7526/94 et BI-TP 63/94
- [96] V. EMEL'YANOV, A. KHODINOV, S. R. KLEIN & R. VOGT, *Effect of shadowing on initial conditions, transverse energy, and hard probes in ultrarelativistic heavy ion collisions*, Phys. Rev. C61 044904 (2000)
- [97] F. ABE & al., *Transverse momentum distributions of charged particles produced in $p\bar{p}$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV*, Phys. Rev. Lett., 61 (1988) 1819
- [98] A. SANSONI for the CDF Collaboration, *quarkonia production at CDF*, Nucl. Phys. A610 (1996) 373c-385c
- [99] M. BOURQUIN & M. GAILLARD, *A simple phenomenological description of hadron production*, Nucl. Phys. 114B (1976) 334
- [100] R. J. GLAUBER, *Lectures on theoretical physics*, ed. by W. E. BRITTIN & L. C. DUNHAM (interscience, N.Y., 1959) vol. 1, p. 315
- [101] T. SJÖSTRAND, Comp Phys. Commun. 39, 347 (1986) 416;
T. SJÖSTRAND & M. BENGTSSON, Comp Phys. Commun. 43, 367 (1987)
- [102] T. SJÖSTRAND & H.-U. BENGTSSON, Comp Phys. Commun. 46, 43 (1987)
- [103] T. SJÖSTRAND, L. LÖNNBLAD. & S. MRENNA, *PYTHIA 6.2 Physics and Manual*, hep-ph/0108264 (2001)
- [104] X. N. WANG & M. GYULASY, Phys. Rev. 44D, 3501 (1991)

- [105] S. GRIGORYAN for the ALICE collaboration, *Contribution of secondary π/K mesons, produced in the absorber, into the dimuon background in Pb-Pb collisions*, ALICE-INT-2002-06 (2002)
- [106] A. ROMANA, *NA38 Coll INT-NOTE* (1981)
- [107] R. VOGT, *Relation of hard and total cross sections to centrality*, Heavy Ion Phys. 9 (1999) 339-348(1999)
- [108] R. VOGT, *Revised appendix: nuclear overlap functions*
- [109] N. CARRER & A. DAINESE, *Charm and beauty production at LHC*, ALICE-INT-2003-019 (2003)
- [110] K.J. ESKOLA, V.J. KOLHINEN, C.A. SALDAGO, Eur. Phys. J. C9 (1999) 61.
- [111] P. NORRBIN & T. SJÖSTRAND, *Production and hadronization of heavy quarks*, Eur. Phys. J. C17 137-161 (2000)
- [112] P. CROCHET & P. BRAUN-MUNZINGER, *Investigation of background subtraction techniques for high mass dilepton physics*, Nucl-Ex/0106008