N° d'Ordre : D.U. 2062 PCCF T 1008

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° 656

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
Spécialité : Physique Corpusculaire

Par **Aurélien BLANC**
Master Recherche Physique Pour l'Instrumentation, UJF Grenoble

Étude des performances du Trigger du spectromètre à muons d'ALICE au LHC

Soutenue publiquement le 26 octobre 2010, devant la commission d'examen :

Président :	M. A. BALDIT	
Examinateurs :	Mme V. BARRET	
	M. H. BOREL	*rapporteur*
	M. P. DUPIEUX	*directeur de thèse*
	M. C. FURGET	*rapporteur*
	M. O. ROIG	

Laboratoire de Physique Corpusculaire Clermont-Ferrand
Campus des Cézeaux
24, avenue des Landais
BP 80026
63177 Aubière Cedex

Etude des performances du Trigger du spectromètre à muons d'ALICE au LHC

Résumé :
La théorie de la QCD (Quantum ChromoDynamics) prédit l'existence d'une nouvelle phase de la matière nucléaire à très haute température. Cette phase, caractérisée par un déconfinement des quarks au sein des hadrons, est appelée QGP (Quark Gluon Plasma). Le spectromètre à muons de l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) a pour but d'étudier les propriétés du QGP aux densités d'énergie extrêmes atteintes dans les collisions d'ions lourds au LHC (Large Hadron Collider). Le système de déclenchement du spectromètre à muons, appelé MUON_TRG est, pour une large part, sous la responsabilité du groupe ALICE de Clermont-Ferrand. Il se compose de quatre plans de détecteurs RPC (Resistive Plate Chamber) d'une superficie totale de 140 m^2, de 21k voies de lecture et d'une électronique de décision rapide. Il a été conçu afin de reconstruire "en ligne" des traces (muons), dans un environnement présentant un important bruit de fond. Une décision de trigger, pour les "single muons" et les "dimuons", est délivrée toutes les 25 ns (40 MHz) avec un temps de latence relatif à l'interaction proche de 800 ns. Les performances, en particulier celles liées à la décision de trigger, obtenues avec des outils de test dédiés, les événements cosmiques, les premiers faisceaux d'injection dans le LHC ainsi que les premières collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 900\ GeV$ seront présentés.
Mots clés : ions lourds ultra-relativistes, RPC, muon, système de déclenchement, ALICE, LHC.

Study of the performances of the ALICE muon spectrometer trigger at LHC

Abstract :
The QCD theory (Quantum ChromoDynamics) predicts the presence of a new phase of the nuclear matter at very high temperature. This phase, characterized by a deconfinement of quarks within hadrons, is called QGP (Quark Gluon Plasma). The muon spectrometer of the ALICE experiment (A Large Ion Collider Experiment) aims at investigating the properties of the QGP at the extreme energy density reached in heavy ion collisions at LHC (Large Hadron Collider). The trigger system of the Muon Spectrometer, called MUON_TRG mainly come under the responsability of the Clermont-Ferrand ALICE team. It consists of four planes of RPC (Resistive Plate Chamber) detectors with a total area of 140 m^2 , 21k front-end channels and fast-decision electronics. It is designed to reconstruct (muon) tracks online, in a large background environment. A fast trigger decision, for both single-muons and dimuons, is delivered each 25 ns (40 MHz) with a latency with respect to the interaction of about 800 ns. The performances, especially the ones related to trigger decision, obtained with dedicated test tools, cosmic rays, first LHC injection beams and first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 900\ GeV$ will be presented.

Keywords : ultra-relativistic heavy-ions, RPC, muon, trigger, ALICE, LHC.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier P. Dupieux et V. Barret pour avoir encadré ma thèse et m'avoir permis d'apprendre à leur contact durant ces trois années. Merci à H. Borel et C. Furget pour avoir jugé mon travail en tant que rapporteurs, et à A. Baldit et O. Roig pour avoir fait partie de mon jury.

Je remercie également tous les membres du groupe ALICE du LPC Clermont-Ferrand, et notamment B. Vulpescu pour sa disponibilité et son assistance pour tout ce qui touche au software.

Merci également à P. Rosnet pour m'avoir chaleureusement accueilli et m'avoir permis de partager son bureau durant ces trois dernières années.

Enfin je tiens à remercier Florent et Simon pour nos périples passés et à venir, Lolo et Riri pour les soirées nanar, le site www.nanarland.com, les pipolos de météo, le pipolo de matériau, le chablis, Gilbert et enfin Tommy Wiseau.

Table des matières

Introduction 1

1 Introduction à la physique d'ALICE 3
- 1.1 Généralités . . . 3
- 1.2 La théorie de la chromo-dynamique quantique (QCD) . . . 4
  - 1.2.1 Le confinement . . . 5
  - 1.2.2 Le déconfinement . . . 7
    - 1.2.2.1 Le déconfinement dans le cadre du "MIT Bag Model" . . . 7
    - 1.2.2.2 Le déconfinement dans le cadre de la théorie de la QCD . . . 8
    - 1.2.2.3 Le diagramme de phase de la matière nucléaire . . . 9
- 1.3 Les collisions d'ions lourds . . . 10
  - 1.3.1 Evolution d'une collision . . . 11
  - 1.3.2 Les effets nucléaires dans l'état initial . . . 12
    - 1.3.2.1 L'effet CRONIN . . . 13
    - 1.3.2.2 Le "shadowing" . . . 13
    - 1.3.2.3 L'absorption nucléaire normale . . . 14
    - 1.3.2.4 Le "Color Glass Condensate" . . . 15
- 1.4 Les signatures du déconfinement . . . 17
  - 1.4.1 Les observables globales . . . 17
  - 1.4.2 Les observables liées à la perte d'énergie dans le milieu déconfiné . . . 18
    - 1.4.2.1 La perte d'énergie des partons dans un milieu dense . . . 18
    - 1.4.2.2 La suppression des hadrons de haut p_t . . . 19
    - 1.4.2.3 Le Jet Quenching . . . 22
  - 1.4.3 Les observables liées à la mesure des photons et des leptons . . . 22
    - 1.4.3.1 Les photons directs . . . 23
    - 1.4.3.2 La production de mésons légers (ρ, ω, ϕ) . . . 24
    - 1.4.3.3 La production des quarkonia . . . 25
- 1.5 Les collisions d'ions lourds au LHC . . . 25
- 1.6 Production et suppression des quarkonia . . . 26
  - 1.6.1 Les mécanismes de formation . . . 26
  - 1.6.2 Les mécanismes de suppression . . . 28
  - 1.6.3 Le bruit de fond muonique . . . 29
  - 1.6.4 Les résultats du SPS et du RHIC . . . 30
  - 1.6.5 Les premiers résultats du spectromètre à muons d'ALICE au LHC . . . 32

2 Le détecteur ALICE 35
2.1 Le LHC et les expériences de physique des particules . . . 35
2.1.1 Le LHC (Large Hadron Collider) . . . 35
2.1.2 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) . . . 38
2.1.3 CMS (Compact Muon Solenoid) . . . 38
2.1.4 LHCb (a Large Hadron Collider Beauty experiment) . . . 39
2.2 L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) . . . 39
2.2.1 La partie centrale . . . 40
2.2.1.1 L'ITS (Inner Tracking System) . . . 40
2.2.1.2 La TPC (Time Projection Chamber) . . . 42
2.2.1.3 Le TRD (Transition Radiation Detector) . . . 43
2.2.1.4 Le TOF (Time Of Flight) . . . 44
2.2.1.5 Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) 45
2.2.1.6 Le PHOS (PHOton Spectrometer) . . . 46
2.2.1.7 Le EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter) . . . 48
2.2.2 Le spectromètre à muons . . . 49
2.2.2.1 L'absorbeur frontal . . . 50
2.2.2.2 Le "beam-shield" . . . 51
2.2.2.3 Le dipôle . . . 51
2.2.2.4 Les chambres de trajectographie . . . 52
2.2.2.5 Le filtre à muons . . . 53
2.2.2.6 Le système de déclenchement (MUON_TRG) . . . 53
2.2.3 Les détecteurs situés aux petits angles . . . 54
2.2.3.1 Le PMD (Photon Multiplicity Detector) . . . 54
2.2.3.2 Le FMD (Forward Multiplicity Detector) . . . 55
2.2.3.3 Le T0 . . . 56
2.2.3.4 Le V0 . . . 56
2.2.3.5 Le ZDC (Zero Degree Calorimeter) . . . 57
2.2.4 Les services centraux . . . 59
2.2.4.1 Le CTP (Central Trigger Processor) . . . 59
2.2.4.2 La DAQ (Data AcQuisition) et le HLT (High Level Trigger) 61
2.2.4.3 Le DCS (Detector Control System) . . . 63

3 Le système de déclenchement du spectromètre à muons 65
3.1 Principe du MUON_TRG . . . 66
3.2 Les RPC (Resistive Plate Chambers) . . . 67
3.2.1 Principe de détection . . . 67
3.2.2 Performances des RPC du MUON_TRG . . . 68
3.2.2.1 Efficacité . . . 69
3.2.2.2 Tenue au flux . . . 70
3.2.2.3 Résolution temporelle . . . 71
3.2.2.4 Taille des "clusters" . . . 71
3.2.2.5 Conclusion . . . 72
3.2.3 Tests de production des RPC du MUON_TRG . . . 73
3.3 La Segmentation . . . 75
3.4 L'électronique de "Front-End" . . . 77

3.4.1 Les cartes FEB . . . 78
3.4.2 Le FET (Front-End Test) . . . 79
3.5 L'électronique de déclenchement . . . 80
3.5.1 L'électronique de niveau Local . . . 81
3.5.1.1 l'algorithme de trigger L0-X . . . 82
3.5.1.2 l'algorithme de trigger L0-Y . . . 85
3.5.1.3 les LUT (Look Up Tables) . . . 85
3.5.2 L'électronique de niveau Regional . . . 86
3.5.3 L'électronique de niveau Global . . . 87
3.6 L'acquisition des données . . . 88
3.7 Le fonctionnement au sein d'ALICE . . . 88
3.7.1 La configuration de l'électronique . . . 89
3.7.2 La calibration . . . 89
3.7.3 Le contrôle des données . . . 90
3.7.3.1 Le QA (Quality Assurance) . . . 90
3.7.3.2 Le contrôle de l'algorithme de trigger . . . 91

4 Simulations des dispersions temporelles : optimisation de l'efficacité de détection 95
4.1 Principe de la simulation . . . 96
4.2 Dispersions temporelles sur un échantillon de muons tests . . . 97
4.2.1 Résultat de référence : fluctuations dues au temps de vol des particules 97
4.2.2 Fluctuations dues au temps de propagation dans les "strips" . . . 99
4.2.3 Fluctuations dues à la résolution temporelle des RPC couplées à l'électronique de "Front-End" . . . 100
4.2.4 Fluctuations dues au temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et au temps de propagation dans les câbles . . . 103
4.2.4.1 Mesures in situ . . . 103
4.2.4.2 Intégration dans la simulation . . . 105
4.3 Dispersions temporelles en collisions proton-proton . . . 105
4.3.1 Résultat de référence . . . 106
4.3.2 Introduction des sources de dispersions . . . 106
4.3.3 Perte d'efficacité de déclenchement . . . 108
4.4 Conclusion . . . 109

5 Mesures d'événements cosmiques 111
5.1 Contrôle de l'algorithme de trigger . . . 112
5.2 Sélection des événements . . . 113
5.2.1 Nombre de triggers Local . . . 113
5.2.2 Nombre de "strips" touchés . . . 115
5.2.3 Optimisation de la coupure sur le nombre de "strips" touchés . . . 116
5.3 Performances en mode streamer . . . 118
5.3.1 Etude en fonction de la haute tension de MT12 . . . 118
5.3.1.1 Efficacité des RPC . . . 118
5.3.1.2 Taux de déclenchements . . . 120
5.3.1.3 Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 . . . 121

5.3.1.4 Inefficacité de l'algorithme pour les événements cosmiques . 121
5.3.2 Distribution angulaire 122
5.3.3 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local 123
5.3.4 Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la carte Trigger Local 123
5.3.5 Effet du dipôle sur les performances 124
5.4 Comparaison des performances en mode streamer et avalanche 125
5.4.1 Taux de déclenchements 125
5.4.2 Nombre de "strips" touchés 126
5.4.3 Distribution des déviations 127
5.5 Conclusion 128

6 Evaluation des performances dans le contexte des premiers faisceaux de protons 129
6.1 Mesure d'événements d'injection (et "dump") 130
6.1.1 Echelles de comptage 130
6.1.1.1 Multiplicité de déclenchements au niveau Local 130
6.1.1.2 Multiplicité de déclenchements au niveau Global 131
6.1.2 Configurations et réponses algorithme 132
6.1.2.1 Alignement en temps des signaux de déclenchement 132
6.1.2.2 Evénements avec déclenchement "single *Low* p_t" 133
6.1.2.3 Evénements avec autres déclenchements 135
6.1.2.4 Optimisation préliminaire de l'efficacité de détection 135
6.2 Premières mesures de collisions proton-proton à $\sqrt(s) = 900\ GeV$ 137
6.2.1 Contrôle de l'algorithme de trigger 139
6.2.2 Analyse des événements de collisions 140
6.2.2.1 Effets du dipôle sur les performances 140
6.2.2.2 Signaux de sortie de la carte Trigger Global 143
6.2.2.3 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local 144
6.2.2.4 Effets du "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" 146
6.2.3 Analyse des événements "beam-gas" 148
6.2.3.1 Distribution des déviations 149
6.2.3.2 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local 149
6.3 Conclusion 150

Conclusions 152

Table des figures **154**

Liste des tableaux **163**

Références **165**

Introduction

Les calculs sur réseau appliqués à la théorie de la QCD (Quantum ChromoDynamics) permettent de prédire le diagramme de phase de la matière nucléaire. Ce diagramme, fonction de la température et du potentiel chimique baryonique μ_B, comprend plusieurs phases dont notamment la matière nucléaire "classique". A plus haute température, un nouvel état de la matière caractérisé par un déconfinement des quarks et des gluons, le QGP (Quark Gluon Plasma), serait créé. Notre univers serait passé par une telle phase, quelques microsecondes après sa formation.

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent la création et l'étude du QGP en laboratoire. Le programme en ions lourds (notamment collisions Pb-Pb à 5.5 TeV dans le centre de masse) du LHC (Large Hadron Collider) au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire), permettra d'effectuer une étude détaillée du QGP dans des conditions expérimentales particulièrement favorables. En particulier, la mesure des muons provenant de la désintégration de particules contenant des quarks lourds ("charm" et "bottom") sont des sondes prometteuses du QGP.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est le détecteur du LHC dédié à l'étude des collisions d'ions lourds. L'expérience est équipée d'un spectromètre à muons couvrant le domaine angulaire entre 2° et 9°, optimisé pour fonctionner dans l'environnement de grande multiplicité de particules engendré en collisions d'ions lourds. Ce spectromètre comprend notamment un système de trajectographie de haute résolution spatiale (meilleure que 100 μm), un grand aimant dipolaire et un système spécifique, rapide (moins d'une micro-seconde) et efficace, de déclenchement sur les traces de muons, le MUON_TRG.

Mon travail de thèse a consisté à fournir une première estimation des performances du MUON_TRG. Ces performances ont été mesurées lors de la phase de mise en fonctionnement, incluant notamment les runs cosmiques et les premières collisions de protons à $\sqrt{s} = 900\ GeV$.

Le présent document se divise en 6 chapitres. Le premier chapitre a pour but d'introduire la physique des collisions d'ions lourds tandis que le second et le troisième sont respectivement consacrés à la description technique du détecteur ALICE et du MUON_TRG. Dans le quatrième chapitre, les résultats des simulations des dispersions temporelles, effectuées dans le but d'optimiser l'efficacité de détection, seront présentés. Enfin, les performances du MUON_TRG, mesurées avec des événements cosmiques et les premiers faisceaux, seront présentées et discutées dans les deux derniers chapitres.

Chapitre 1

Introduction à la physique d'ALICE

Sommaire

1.1 Généralités 3
1.2 La théorie de la chromo-dynamique quantique (QCD) 4
1.2.1 Le confinement 5
1.2.2 Le déconfinement 7
1.3 Les collisions d'ions lourds 10
1.3.1 Evolution d'une collision 11
1.3.2 Les effets nucléaires dans l'état initial 12
1.4 Les signatures du déconfinement 17
1.4.1 Les observables globales 17
1.4.2 Les observables liées à la perte d'énergie dans le milieu déconfiné . 18
1.4.3 Les observables liées à la mesure des photons et des leptons 22
1.5 Les collisions d'ions lourds au LHC 25
1.6 Production et suppression des quarkonia 26
1.6.1 Les mécanismes de formation 26
1.6.2 Les mécanismes de suppression 28
1.6.3 Le bruit de fond muonique 29
1.6.4 Les résultats du SPS et du RHIC 30
1.6.5 Les premiers résultats du spectromètre à muons d'ALICE au LHC 32

1.1 Généralités

Ces dernières décennies, la communauté de la physique des hautes énergies s'est principalement attelée à développer et valider une théorie décrivant les particules les plus élémentaires et leurs interactions fondamentales : le Modèle Standard. Au sein de ce modèle, les particules élémentaires sont divisées en deux catégories : les fermions, de spin demi-entier, constituant la matière et les bosons, de spin entier, qui jouent le rôle de vecteur des interactions. Trois interactions fondamentales régissent le Modèle Standard :

– l'interaction électromagnétique dont le boson vecteur est le photon et qui assure la cohésion des atomes et molécules ;

- l'interaction nucléaire faible responsable de la radioactivité $\beta^{\pm}$ et dont les vecteurs sont les bosons massifs W^+, W^- et Z^0 ;
- l'interaction nucléaire forte dont les gluons sont les vecteurs et qui assure la cohésion des noyaux atomiques.

La théorie de la chromo-dynamique quantique (ou QCD pour Quantum ChromoDynamics) décrit l'interaction nucléaire forte. Cette théorie décrit notamment le confinement des quarks au sein des hadrons. Les calculs de QCD prédisent par ailleurs que, au delà d'une certain densité d'énergie, la matière nucléaire opère une transition de phase vers un état caractérisé par un déconfinement des quarks : le plasma de quarks et de gluons (ou QGP pour Quark Gluon Plasma).

En cosmologie, selon la théorie du Big-Bang, l'univers a évolué depuis un état initial caractérisé par une température et une pression extrême jusqu'à son état actuel via une phase d'expansion accélérée. Cette expansion a entrainé un refroidissement global et l'univers est ainsi passé par différentes phases prédites par le Modèle Standard, dont une phase de QGP. Une telle phase est également attendue au centre des étoiles à neutrons où les pressions prédites permettraient d'atteindre des densités d'énergie suffisantes.

En laboratoire, seules les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'atteindre la densité d'énergie critique ϵ_c nécessaire à la formation d'un QGP. Les objectifs principaux de la physique des ions lourds sont ainsi l'étude du diagramme de phase de la matière nucléaire, des propriétés du QGP ainsi que du confinement. En raison de l'évolution dynamique rapide du système depuis une phase initiale aux conditions de température extrêmes vers un état stable, composé uniquement de hadrons, l'étude des collisions d'ions lourds représente un défi.

Divers programmes expérimentaux ont été mis en place pour l'étude des collisions d'ions lourds dont les principaux sont :

- le Super Proton Synchrotron (SPS), au CERN, dont le programme en ions lourds a été initié en 1986. Il a permis, entre autre, les collisions de faisceaux de ^{16}O, ^{32}S et ^{208}Pb sur des cibles fixes et d'atteindre ainsi des énergies dans le centre de masse inférieures à 20 GeV. Le SPS sert aujourd'hui d'injecteur pour le LHC.
- le Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), au BNL (Brookhaven National Laboratory), mis en service en 2000. Il permet les collisions de faisceaux de ^{64}Cu et ^{197}Au avec une énergie dans le centre de masse jusqu'à 200 GeV.
- le LHC (cf. §2.1.1), au CERN, dont les premières collisions d'ions lourds sont programmées pour novembre 2010. En fonctionnement nominal, il permettra les collisions de faisceaux de ^{208}Pb avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 5.5\ TeV$.

1.2 La théorie de la chromo-dynamique quantique (QCD)

En 1947, des études portant sur le rayonnement cosmique ont permis la première mise en évidence expérimentale des mésons via la détection des pions [1] et des kaons [2]. Durant les deux décennies qui suivront, sous l'impulsion du développement des chambres à bulles et des chambres à étincelles, le nombre de hadrons mis en évidence expérimentalement augmentera significativement (Ξ et Ω en 1964 par exemple). Il est alors apparu que toutes ces nouvelles particules ne pouvaient être considérées comme des particules fondamentales.

Le modèle des quarks a ainsi été formulé en 1964 par GELL-MAN [3] afin de permettre une classification de ces nouvelles particules. Il postulait l'existence de particules fondamentales constituant les hadrons, les quarks, qui se déclinaient suivant 3 saveurs : "up", "down" et "strange". Le nombre de saveurs fut par la suite augmenté à 6, suite aux découvertes des quarks "charm" (1974), "bottom" (1977) et "top" (1994).

Le principe de PAULI postule que deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique. La découverte expérimentale, en 1964, du Δ^{++}, composé de 3 quarks "up", chacun de spin 1/2, a ainsi posé le problème de la violation de ce principe et a nécessité l'introduction, par GREENBERG [4], d'un nouveau nombre quantique, la couleur. Chaque quark présente ainsi une charge de couleur (Rouge, Vert ou Bleu pour les quarks et anti-Rouge, anti-Vert ou anti-Bleu pour les antiquarks) qui s'apparente à la charge électrique en QED (Quantum ElectroDynamics), la théorie régissant l'interaction électromagnétique. Un hadron, constitué d'une combinaison de 3 quarks ou d'un quark et d'un antiquark, est neutre de couleur ou "blanc". Ce nouveau nombre quantique est à l'origine du développement de la théorie de la chromo-dynamique quantique.

1.2.1 Le confinement

La théorie de la QCD est une théorie de jauge non-abélienne construite sur le groupe de symétrie SU(3). Ainsi, à l'inverse du photon en QED, les gluons, bosons vecteurs de l'interaction forte, portent une charge de couleur et sont eux-mêmes sensibles à l'interaction forte. Les gluons peuvent ainsi interagir entre eux via des couplages en forme de boucle, ce qui, dans les faits, se traduit par une dépendance de α_s, la constante de couplage de la QCD, avec l'échelle d'énergie Q. La figure 1.1 illustre cette dépendance. Elle met en évidence deux propriétés de la théorie de la QCD :

- la liberté asymptotique : à faible distance (Q^2 très grand), la constante de couplage tend vers 0. Les quarks sont alors considérés comme quasi-libres.
- le confinement : à grande distance (Q^2 proche de 1), la constante de couplage diverge, les liaisons entre les quarks deviennent importantes et ils se trouvent confinés au sein des hadrons.

Lorsque la constante de couplage est faible devant l'unit, le traitement perturbatif de la QCD est possible. A l'inverse lorsque la constante de couplage devient grande, dans la mesure où les quarks et les gluons interagissent fortement, le traitement perturbatif n'est plus valable. Le confinement dans le cadre de la théorie de la QCD doit donc être traité de manière non-perturbative, rendant les calculs particulièrement complexes.

Le confinement peut cependant être décrit dans le cadre de modèles phénoménologiques plus simples tel que le "MIT Bag Model" [6], ou modèle du sac. Dans ce modèle, un hadron est décrit comme un sac sur lequel le vide de QCD exerce une pression, confinant ainsi les quarks au sein du hadron. La liberté asymptotique est obtenue en considérant les quarks comme des particules relativistes sans masse évoluant librement à l'intérieur du sac.

Dans le cadre de ce modèle, le hadron peut ainsi être assimilé à une sphère de rayon R_{had} remplie par un fluide parfait de N_q quarks libres et immergée dans un liquide à pression constante B. Le théorème de BERNOULLI, exprimé en unités naturelles $\hbar = c = k = 1$,

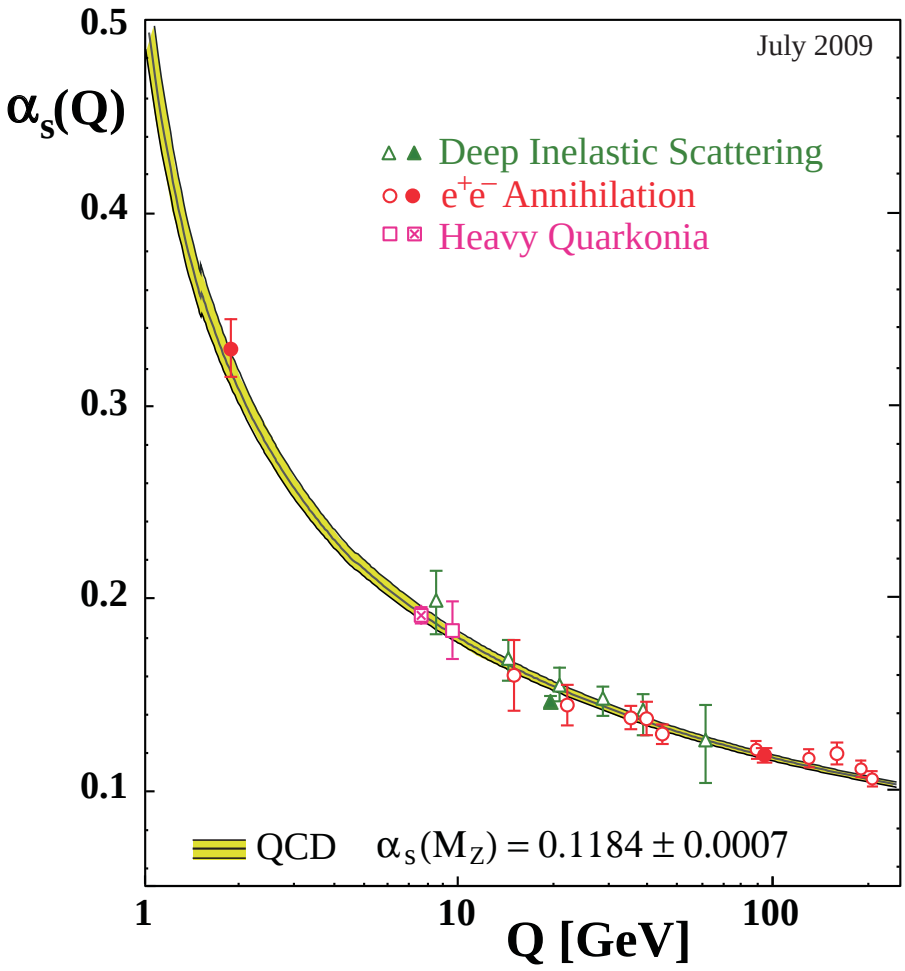


FIG. 1.1 – *Prédiction théorique de la dépendance de la constante de couplage de QCD (α_s) avec l'échelle d'énergie Q [5]. Les données provenant de diverses expériences sont également indiquées.*

donne alors :

$$N_q \cdot E_c + \frac{4\pi}{3} \cdot {R_{had}}^3 \cdot B = cste \tag{1.1}$$

avec $E_c = \dfrac{2.04}{R_{had}}$, l'énergie cintique d'un quark libre, obtenue à partir de l'équation de Dirac sans masse avec conditions aux limites d'une sphère de rayon R_{had}.

L'équation 1.1 permet d'accéder à différentes caractéristiques du système. Sa dérivée par rapport à R_{had} permet notamment d'obtenir l'expression de la pression B exercée par le vide quantique :

$$B = \frac{2.04 \times N_q}{4\pi} \cdot \frac{1}{{R_{had}}^4} \tag{1.2}$$

Dans le cas du proton, N_q est égal au nombre de quarks de valence, soit 3. Les mesures de diffusion élastique d'électrons sur des protons permettent de déduire le rayon carré moyen de charge $< {r_p}^2 >$ du proton qui peut être assimilé au rayon du sac représentant le proton.

Ainsi, pour $R_{had} = \sqrt{< {r_p}^2 >} = 0.8750 \ \pm 0.0068 \ fm$ [7], la pression B du vide quantique est estimée à 0.164 GeV/fm^3.

1.2.2 Le déconfinement

1.2.2.1 Le déconfinement dans le cadre du "MIT Bag Model"

Dans le cadre du modèle du sac, en cas d'augmentation de la température ou de la densité du système, la pression cinétique du gaz devient supérieure à la pression du vide de QCD et le sac ne permet plus le confinement. Il s'opère alors une transition vers une phase caractérisée par un déconfinement des quarks et des gluons : le QGP. La pression cinétique étant fonction de la température et de la densité d'énergie, il est ainsi possible de dégager les caractéristiques thermodynamiques de la transition de phase.

Pour un gaz parfait ultra-relativiste à la température T, la fonction de partition grand-canonique $\mathcal{Z}(T, V, \mu_i)$ du système de volume V s'écrit (en unités naturelles $\hbar = c = k = 1$) [8] :

$$ln\mathcal{Z}(T, V, \mu_i) = g_i \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty -ln\left(1 - e^{-\frac{E-\mu_i}{T}}\right) dE \qquad \text{pour un gaz de bosons} \tag{1.3}$$

$$ln\mathcal{Z}(T, V, \mu_i) = g_i \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty ln\left(1 + e^{-\frac{E-\mu_i}{T}}\right) dE \qquad \text{pour un gaz de fermions} \tag{1.4}$$

où g_i et μ_i représentent respectivement le facteur de dégénérescence (nombre d'états accessibles) et le potentiel chimique d'une particule i composant le système.
La pression P, liée à la fonction de partition, s'écrit alors :

$$P = T\left(\frac{\partial}{\partial V}\left[ln\mathcal{Z}(T, V, \mu_i)\right]\right)_{P,\mu_b} \tag{1.5}$$

Le potentiel chimique des bosons étant nul, la pression d'un gaz de gluon P_g s'exprime ainsi en fonction de la température T par :

$$P_g = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4 \tag{1.6}$$

A l'inverse, les quarks sont des fermions pour lesquels le potentiel chimique μ_q est différent de 0. Ainsi la pression d'un gaz de quark-antiquarks $P_{q\bar{q}}$ s'écrit :

$$P_{q\bar{q}} = g_q \frac{7\pi^2}{360} T^4 \left[1 + \frac{30}{7\pi^2}\left(\frac{\mu_q}{T}\right)^2 + \frac{15}{7\pi^4}\left(\frac{\mu_q}{T}\right)^4\right] \tag{1.7}$$

Dans un tel système, l'équilibre est obtenu dès lors que la pression cinétique du gaz compense la pression B exercée par le vide de QCD, soit lorsque $P_g + P_{q\bar{q}} = B$. Cet équilibre correspond ainsi à la transition de phase et permet d'obtenir une courbe de la température de transition T_{trans} en fonction du potentiel chimique baryonique μ_b :

$$T_{trans} = \sqrt{\frac{5g_q{\mu_b}^2}{3\pi^2(7g_q+4g_g)}} \left[-1 + \sqrt{1 - \left(\frac{12\pi}{g_q}\right)^2 \frac{7g_q+4g_g}{90} \left(\frac{g_q}{24\pi^2} - \frac{81B}{{\mu_b}^4}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{1.8}$$

Ainsi, à $\mu_b = 0$, la température critique de transition de phase T_c s'exprime :

$$T_c = \left[\frac{90}{\pi^2(\frac{7}{4}g_q + g_g)} B \right]^{\frac{1}{4}} \tag{1.9}$$

Dans le cas du proton, comme nous l'avons vu au §1.2.1, B est estimé à $0.164\ GeV/fm^3$. Si on considère le cas simple d'un système à seulement deux saveurs de quarks, les facteurs de dégénérescence des quarks et des gluons sont respectivement égaux à 12 (2 états de spin $\times$ 2 états de saveur $\times$ 3 états de couleur) et 16 (2 états de spin $\times$ 8 états de couleur). L'équation 1.9 permet ainsi d'estimer la température critique de transition de phase pour $\mu_b = 0$ à $T_c \simeq 132\ MeV$.

1.2.2.2 Le déconfinement dans le cadre de la théorie de la QCD

Le déconfinement des quarks et des gluons peut également être décrit dans le cadre de la théorie de la QCD. Les récents calculs de QCD sur réseau fournissent notamment une approche plus réaliste du déconfinement et permettent d'estimer plus précisément les caractéristiques de la transition de phase que dans le cadre du modèle du sac.

La QCD sur réseau [9] est une méthode de calcul basée sur une discrétisation de l'espace-temps euclidien sur un réseau de taille fini. Elle permet de traiter les calculs de QCD dans un domaine non-perturbatif et autorise ainsi une description du confinement et du déconfinement qui n'est pas possible dans le cadre d'une approche perturbative. Cette méthode nécessite cependant d'importantes ressources de calcul.

Les calculs de QCD sur réseau permettent ainsi d'obtenir la fonction de partition grand canonique $\mathcal{Z}(T, V, \mu_b)$ (cf. §1.2.1) dont sont déduites différentes caractéristiques du système telles que la pression P (cf. équation 1.5) ou l'entropie S. Elle permet également de déduire l'expression de la densité d'énergie ϵ via la relation :

$$\epsilon = \frac{T^2}{V} \left(\frac{\partial}{\partial T} \left[ln\mathcal{Z}(T, V, \mu_i) \right] \right)_{V,\mu_b} \tag{1.10}$$

La figure 1.2 présente la densité d'énergie ϵ/T^4 en fonction de la température T pour un potentiel chimique baryonique $\mu_b = 0$ [10]. Trois systèmes différents sont représentés : 2 saveurs de quarks légers, 3 saveurs de quarks légers et 2 saveurs de quarks légers + 1 saveur de quarks lourds. Pour ces 3 systèmes, la figure 1.2 montre une variation très rapide de la densité ϵ dès lors que la température atteint la température critique $T_c = 173 \pm 15\ MeV$.

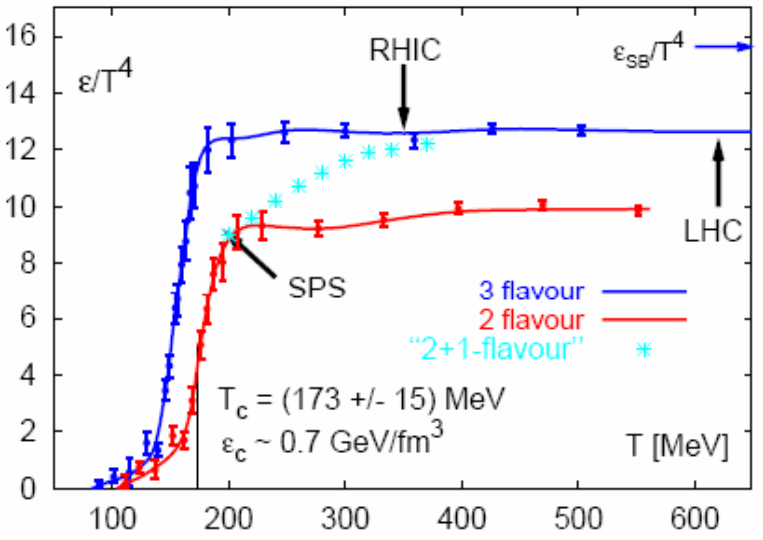


FIG. 1.2 – *Densité d'énergie ϵ/T^4 en fonction de la température T obtenue par calcul de QCD sur réseau [10] pour un potentiel chimique baryonique $\mu_b = 0$. La courbe rouge (bleu) représente un plasma de 2 (3) saveurs de quarks légers. Les étoiles bleues correspondent à un plasma de 2 saveurs de quarks légers et 1 saveur de quarks lourds. La valeur de la densité d'énergie pour un gaz parfait est également représentée par la flèche ϵ_{SB}/T^4 (SB pour Stefan-Boltzmann).*

Elle signe la transition de phase depuis un milieu confiné vers un milieu déconfiné, le QGP. Notons que, pour $\mu_b = 0$, cette transition est de type "crossover".

La densité d'énergie à $T = T_c$ atteint une valeur proche de 0.7 GeV/fm^3, soit près de quatre fois la densité d'énergie d'un noyau atomique ($\epsilon_0 \simeq 0.17\ GeV/fm^3$). La valeur de ϵ/T^4 lors de la phase déconfinée est également constante en fonction de la température et diffère suivant le nombre de saveurs considérées. Remarquons cependant que la densité d'énergie n'atteint pas celle que devrait avoir un gaz parfait (indiqué par la flèche ϵ_{SB}/T^4 sur la figure 1.2). Ainsi le QGP ne semble pas se comporter comme un gaz parfait, au moins jusqu'à $T \simeq 5\ T_c$. Les quarks et les gluons interagissent encore fortement au sein du QGP et ne peuvent donc être considérés comme totalement libres.

1.2.2.3 Le diagramme de phase de la matière nucléaire

En effectuant des calculs identiques à potentiel chimique baryonique non nul, il est possible d'extraire le diagramme de phase de la matière nucléaire [10]. La figure 1.3 présente ce diagramme dans le plan (μ_b, T) pour un système composé de 2 saveurs de quarks légers et 1 saveur de quarks lourds. Il permet de distinguer quatre phases :

- le noyau atomique, ou matière nucléaire dite "classique", à une température quasi-nulle et un potentiel chimique baryonique $\mu_0 \simeq 940\ MeV$ ($\epsilon_0 \simeq 0.17\ GeV/fm^3$) ;
- une phase de gaz de hadrons, à faible température et faible potentiel chimique baryonique ;
- une phase de QGP, conductrice de couleur, accessible à haute température ;
- une phase supraconductrice de couleur à basse température et fort potentiel chimique baryonique.

Comme mentionné au §1.2.2.2, la transition de phase à $\mu_b = 0$ serait de type "crossover". Plus précisément, les calculs de QCD sur réseau montrent que la transition de phase serait de type crossover dans toute la région des petits μ_b, pas seulement pour $\mu_b = 0$. A plus grand potentiel chimique baryonique, la transition de phase serait du premier ordre. Un point critique est également prédit pour $\mu_b = 360 \pm 40\ MeV$ et $T = 164 \pm 2\ MeV$ [11], à l'interface entre les transitions de type "crossover" et du premier ordre.

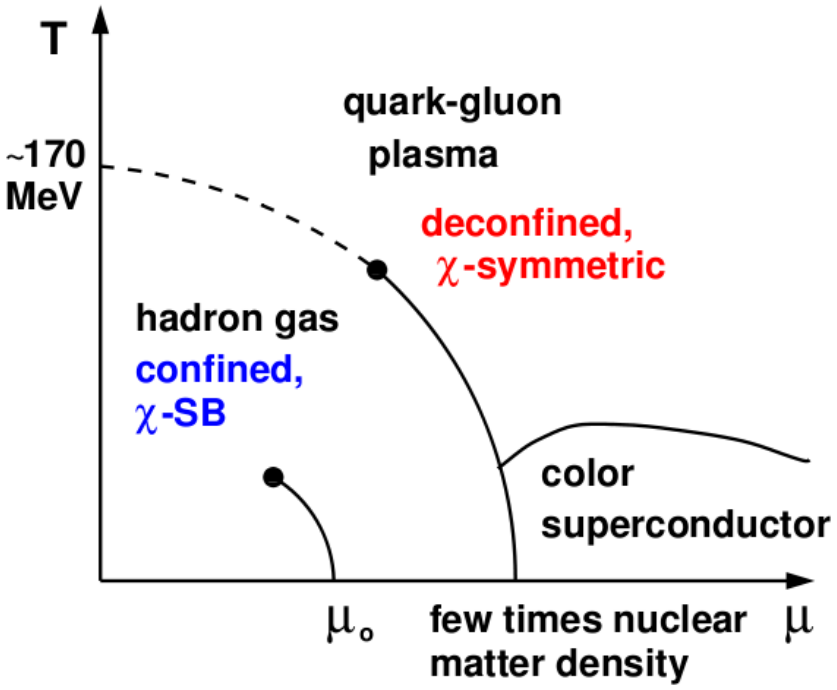


FIG. 1.3 – *Diagramme de phase de la QCD (μ_b, T) obtenu par calcul sur réseau pour 2 saveurs de quarks légers et 1 saveur de quarks lourds [10].*

En raison notamment de la liberté asymptotique, qui caractérise la théorie de la QCD à petite distance, le QGP devrait présenter le comportement d'un gaz très faiblement interactif. Les résultats obtenus au RHIC [12] montrent cependant que le QGP formé lors des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ présente plutôt le comportement d'un fluide fortement couplé, ou sQGP pour "strongly coupled QGP".

1.3 Les collisions d'ions lourds

La transition entre les phases de gaz de hadrons et de QGP dans la région proche de $\mu_b = 0$ s'opère pour une température critique T_c proche de 173 MeV qui correspond à une température de l'ordre de $10^{13}\ K$. Une telle température n'est atteinte que lors d'événements aux conditions particulièrement extrêmes. Pour comparaison, le modèle standard du soleil prévoit une température au centre de notre étoile de 5 ordres de grandeur inférieure à cette limite.

En laboratoire, une transition de phase depuis la matière nucléaire classique vers un QGP n'est accessible que via les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. De telles collisions permettent d'atteindre des température très élevées pour un potentiel chimique baryonique proche de $\mu_b = 0$.

1.3.1 Evolution d'une collision

Un scénario d'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds a été proposé par BJORKEN en 1983 [13]. La figure 1.4 présente un schéma illustrant l'évolution d'une collision dans le cadre de ce scénario. Il est représenté dans le plan (z,t), où t correspond à l'axe du temps et z à l'axe de collision des deux noyaux. Les hyperboles de temps propre $\tau = \sqrt{c^2t^2 - z^2}$ marquent la séparation entre les différentes étapes qui sont :

- $\tau < \tau_0$: les noyaux sont accélérés jusqu'à des vitesses proches de celle de la lumière et sont alors considérés comme relativistes. Dans le référentiel du centre de masse, ils prennent ainsi la forme de disques d'épaisseur $2R/\gamma$ où γ est le facteur de LORENTZ et R le rayon du noyau.
- $\tau = \tau_0$: l'origine de l'axe du temps signe la collision noyau-noyau et les premières collisions parton-parton.
- $\tau_0 < \tau < \tau_{therm}$: les collisions parton-parton s'intensifient, la densité d'énergie ϵ augmente et, dès lors qu'elle atteint la valeur critique ϵ_c, le déconfinement s'opère. Si la taille et la durée de vie du milieu sont suffisantes, le système se thermalise à $\tau = \tau_{therm}$, conduisant à la formation d'un QGP.
- $\tau_{therm} < \tau < \tau_{therm} + \tau_{QGP}$: du fait de l'expansion hydrodynamique du plasma, le système se refroidit et la densité d'énergie diminue. Au bout d'un temps τ_{QGP}, correspondant à la durée de vie du QGP, la densité d'énergie repasse en dessous du seuil critique et le système subit une transition de phase vers un gaz de hadrons.
- $\tau > \tau_{therm} + \tau_{QGP}$: la phase purement hadronique se compose de deux étapes, le "chemical freeze out" et le "thermal freeze out", caractérisées respectivement par un gel des collisions inélastiques puis élastiques. La composition et la cinématique des hadrons sont alors figées et ils se désintègrent en particules stables qui peuvent être détectées par un dispositif de mesure tel qu'ALICE.

Comme nous le verrons dans la section 1.4, la mesure des particules présentes dans l'état final permet de signer la formation d'un QGP. Leur étude permet également de dégager ses différentes propriétés, notamment thermodynamiques. La mesure de la densité dN/dy des particules produites à rapidité nulle $y = 0$ permet notamment d'estimer la densité d'énergie initiale du milieu à l'instant $\tau = \tau_0$ via l'équation :

$$\epsilon_0 = \frac{< m_T >}{\mathcal{A}_T(b)\tau_0} \left.\frac{dN}{dy}\right|_{y=0} \tag{1.11}$$

où $\mathcal{A}_T$ est l'aire transverse de recouvrement entre les deux noyaux qui dpend du paramtre d'impact b, et $< m_T >$ la masse transverse moyenne[1] des particules produites.

L'aire transverse de recouvrement $\mathcal{A}_T$ dépend de la centralité de la collision. La centralité se définit à partir du paramètre d'impact b de la collision qui représente la distance transverse

[1] la masse transverse m_t se dfinit comme $m_t = \sqrt{E_t^2 - p_t^2}$

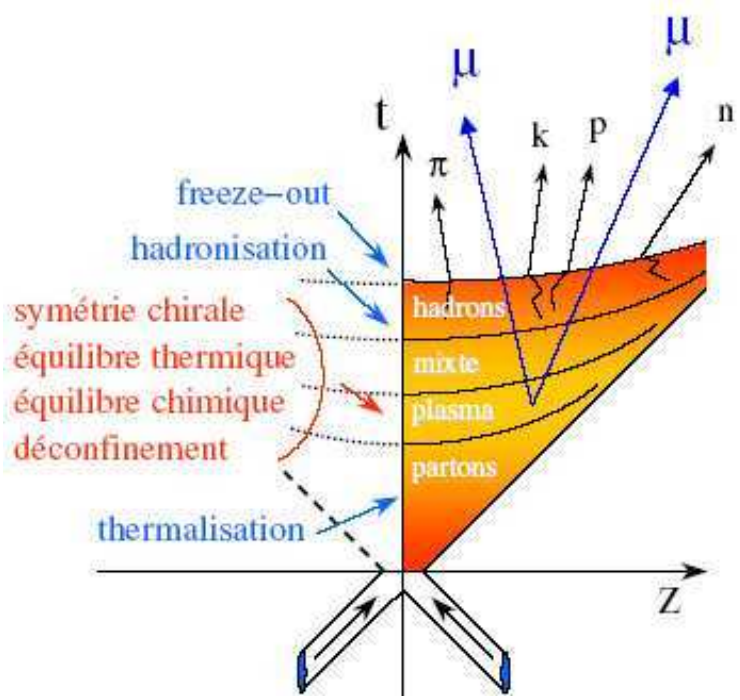


FIG. 1.4 – *Représentation dans le plan (z,t) de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds dans le scénario de BJORKEN [13]. Les étapes sont délimitées par des hyperboles de temps propre* $\tau = \sqrt{c^2t^2 - z^2}$.

séparant le centre des deux noyaux. L'équation 1.11 montre notamment que, plus la collision est centrale, plus la densité d'énergie dans l'état initial est élevée. Dans les collisions d'ions lourds, la mesure de b permet ainsi l'étude du système en fonction de la densité d'énergie.

Le paramètre d'impact n'est pas directement mesurable et est estimé à l'aide du modèle de GLAUBER [14]. Ce modèle permet de relier b à diverses quantités mesurables tels que l'énergie ou la multiplicité les nombres de nucléons participants (i.e. ceux subissant au moins une collision inélastique) et de nucléons spectateurs. La multiplicité est également corrélé à la centralité et constitue une mesure importante dans les collisions d'ions lourds.

1.3.2 Les effets nucléaires dans l'état initial

Les collisions proton-noyau ou deuton-noyau présentent des conditions initiales relativement similaires aux collisions noyau-noyau. Les densités d'énergie atteintes ne permettent cependant pas la formation d'un QGP. Leur comparaison avec des données de référence obtenues en collisions proton-proton permet ainsi une étude des effets nucléaires dits "froids" dont les principaux sont : l'effet CRONIN, le "shadowing" et l'absorption nucléaire normale.

Ces effets sont, à l'heure actuelle, relativement mal connus. Rien ne permet cependant de supposer que leur influence sur l'état final est négligeable et leur compréhension apparaît essentielle dans le cadre de l'étude du QGP. Un modèle, le "Color Glass Condensate", permettant notamment d'expliquer l'effet CRONIN et le "shadowing", sera présenté.

1.3.2.1 L'effet CRONIN

L'effet CRONIN a été observé pour la première fois en 1979 au Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) [15]. L'expérience qui a permis sa mise en évidence consistait à envoyer des faisceaux de protons avec une énergie de 200, 300 et 400 GeV/c sur des cibles fixes d'Hydrogène, de Deutérium et de noyaux lourds.

Les données recueillies ont montré que le taux de production des hadrons de faible p_t diminue lors des collisions proton-noyau par rapport aux collisions proton-proton ou proton-deuton. Cette baisse se compense par une augmentation du taux de production pour des p_t d'environ 2 à 4 GeV/c. Cet effet s'explique par le fait que, lors des collisions proton-noyau, un parton du proton subit de multiples diffusions élastiques sur les partons du noyau conduisant ainsi à une augmentation de son impulsion transverse moyenne.

Notons que des cibles de différents nombres de masse A ont été utilisées durant l'-expérience (Hydrogène, Deutérium, Béryllium, Titane et Tungstène). L'étude en fonction de ce nombre a ainsi montré que l'effet CRONIN augmente comme $A^{1/3}$.

1.3.2.2 Le "shadowing"

Les collisions noyau-noyau s'effectuent au niveau partonique et la connaissance des distributions de partons à l'intérieur du noyau est essentielle. En effet, ces distributions permettent d'estimer différentes caractéristiques de la phase initiale de la collision (notamment la section efficace noyau-noyau) qui sont utilisées dans le cadre de l'étude de la phase déconfinée.

Cependant, en raison des interactions entre nucléons, la fonction de distribution de partons (ou PDF pour Parton Distribution Function) du noyau ne correspond pas à la somme des fonctions de distributions de partons des A nucléons le composant. Afin d'étudier l'évolution des distributions de partons du noyau, on introduit ainsi le facteur d'écrantage nucléaire $\mathcal{R}_j^A$ pour un parton j. Ce facteur se définit par :

$$\mathcal{R}_j^A(x, Q^2) = \frac{f_j^A(x, Q^2)}{A \cdot f_j^N(x, Q^2)} \tag{1.12}$$

avec :
- $f_j^A(x, Q^2)$: la fonction de distribution des partons à l'intérieur du noyau ;
- $f_j^N(x, Q^2)$: la fonction de distribution des partons du nucléon libre ;
- x : la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton j ;
- Q^2 : l'échelle d'énergie.

Remarquons que la variable x dépend de l'énergie dans le centre de masse de la collision $\sqrt{s_{NN}}$ via l'expression :

$$x = \frac{2p_z}{\sqrt{s_{NN}}} \tag{1.13}$$

où p_z représente l'impulsion longitudinale du parton.

Il est possible de distinguer 3 cas en fonction de la valeur du facteur d'écrantage nucléaire :
- si $\mathcal{R}_j^A < 1$, un phénomène d'écrantage nucléaire ("shadowing") apparaît ;
- si $\mathcal{R}_j^A = 1$, la fonction de distribution de partons du noyau est équivalente à la somme de celles de A nucléons libres ;

– si $\mathcal{R}_j^A > 1$, un phénomène d'anti-écrantage nucléaire ("anti-shadowing") apparaît.

La figure 1.5 présente, pour le noyau de Plomb, l'évolution du facteur d'écrantage nucléaire en fonction de x et Q^2 dans le cadre du modèle EKS98 [16]. Elle met en évidence une très forte dépendance de ce facteur avec la valeur de x et donc l'énergie dans le centre de masse de la collision. Les différentes régions accessibles par les principaux collisionneurs d'ions lourds, le SPS, le RHIC et le LHC, sont également indiquées.

Notons que, dans le domaine des petits x, accessibles au LHC ($x \simeq 10^{-4}$), un fort effet de "shadowing" est attendu.

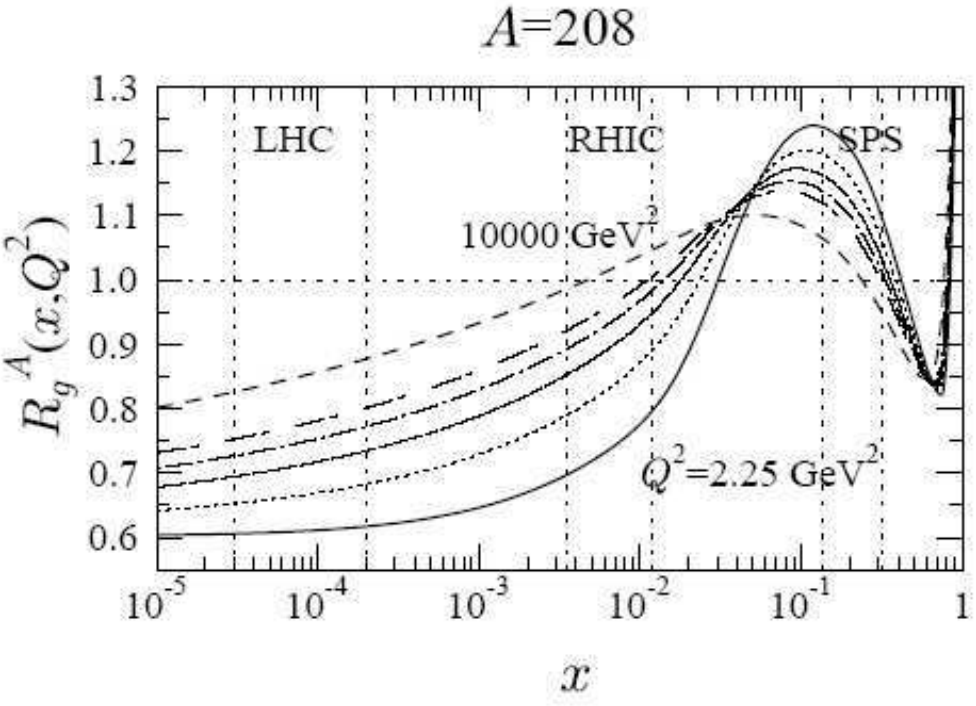


FIG. 1.5 – *Facteur d'écrantage nucléaire en fonction de x pour le Plomb ($A = 208$) dans le cadre du modèle EKS98 [16] et pour 6 différentes valeurs de Q^2 ($2.25 < Q^2 < 10\ 000\ GeV^2$). Les régions accessibles au SPS, RHIC et LHC sont également indiquées.*

1.3.2.3 L'absorption nucléaire normale

Lors des collisions proton-noyau et noyau-noyau, les saveurs lourdes sont produites massivement par processus durs lors des premiers instants de la collision. Elles sont ensuite susceptibles de se propager à l'intérieur du noyau où elles subissent de multiples diffusions inélastiques sur les nucléons qui le composent. Il faut alors distinguer deux cas suivant la composition du hadron diffusé :

– les hadrons lourds h_Q, pour lesquels les nombres quantiques de saveur C, S et B sont non-nuls, tels que les mésons D ($C = S = \pm 1$) ou B ($B = \pm 1$). Par conservation de la saveur, un hadron lourd h_Q est nécessairement présent dans l'état final.
– les quarkonia $Q\bar{Q}$ (J/Ψ, Ψ', Υ, ...), pour lesquels les nombres quantiques de saveurs sont nuls. Lors d'une diffusion inélastique, les quarkonia peuvent être dissociés par une

réaction du type : $Q\bar{Q} + nucleon \rightarrow h_Q + h_{\bar{Q}} + X$.

Ce phénomène conduit ainsi à une suppression d'une partie des quarkonia produits dans l'état initial. Son intensité, et donc la section efficace de production des quarkonia dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau, est dépendante de la longueur l de matière traversée par le quarkonia. La longueur moyenne $L =< l >$ dépend, quant à elle, du noyau et est estimée à l'aide du modèle de GLAUBER [17].

La figure 1.6 présente les rapports d'embranchement en dimuon $\mathcal{B}_{\mu\mu}$ du J/ψ et du Ψ' en fonction de L, mesurés lors de collisions proton-noyau avec l'expérience NA50 [17] au SPS. Elle met en évidence une diminution linéaire du rapport de branchement, et donc du nombre de quarkonia détectés, à mesure que L augmente.

Notons que la mesure de l'absorption nucléaire normale est très importante dans le cadre de l'étude de la suppression des quarkonia (cf. §1.6).

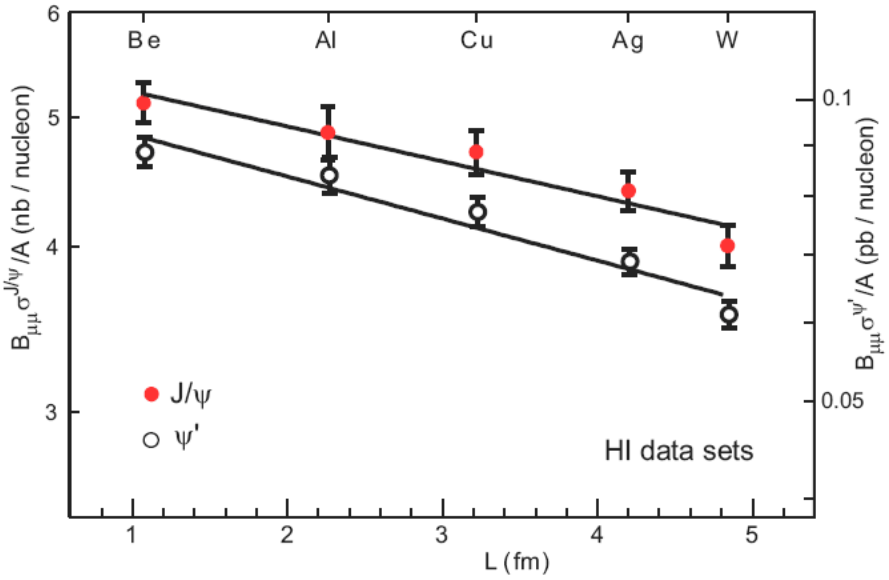


FIG. 1.6 – *Rapport de branchement en dimuon $\mathcal{B}_{\mu\mu}$ du J/ψ et du Ψ' en fonction de la longueur moyenne de matière traversée L. Les résultats présentés proviennent de données enregistrées par l'expérience NA50 [17] lors de collisions proton-noyau sur cible fixe (avec des protons de 450 GeV) au SPS.*

1.3.2.4 Le "Color Glass Condensate"

Les résultats de l'expérience ZEUS, installée auprès du collisionneur électron-proton HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) de Hambourg, ont mis en évidence une forte dépendance de la densité partonique avec x [20]. La figure 1.7 présente notamment l'évolution de la densité de gluons en fonction de x pour 3 valeurs différentes de Q^2. Elle montre que la densité de gluons augmente à mesure que x diminue et donc, d'après l'équation 1.13, que l'énergie dans le centre de masse de la collision augmente. Notons que, à petit x, la densité de gluons augmente également fortement avec Q^2.

Le modèle du "Color Glass Condensate" (CGC) [18, 19] a été développé afin de reproduire ces résultats. Dans le cadre de ce modèle, à grand x, un nucléon est représenté de façon conventionnelle et se compose de 3 quarks de valence. Cependant, à mesure que x diminue et/ou que Q^2 augmente, des gluons sont émis suivant une loi de probabilité proportionnelle à $\alpha_s ln(1/x)$, où α_s représente la constante de couplage de l'interaction forte. Ce phénomène d'émission se poursuit jusqu'à la saturation qui intervient lorsque la densité de gluons est suffisamment importante pour permettre un recouvrement des fonctions d'onde des gluons, favorisant ainsi la recombinaison des gluons par fusion de gluons.

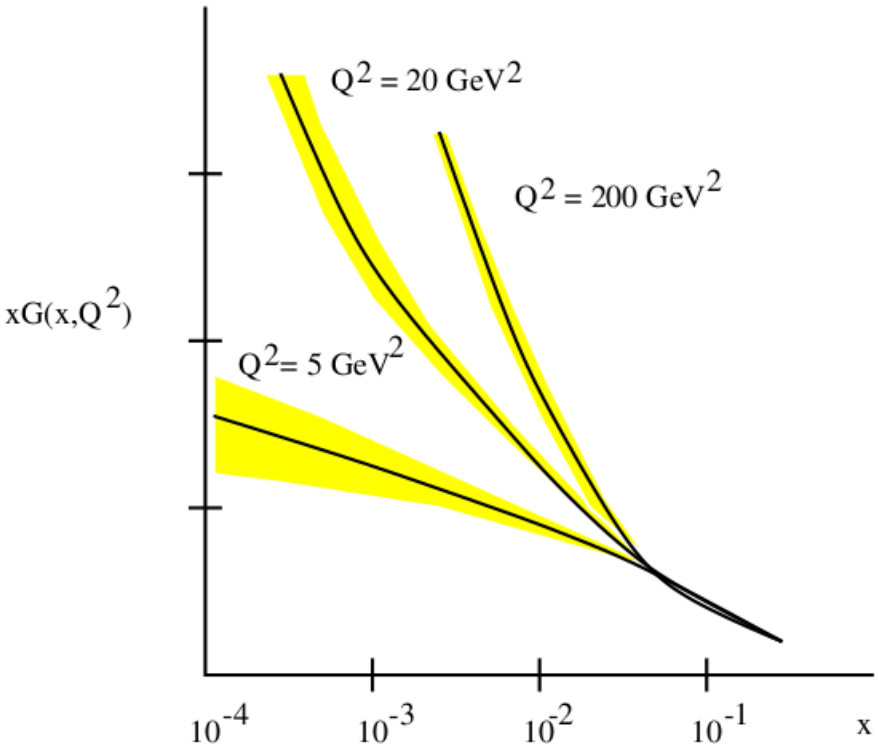


FIG. 1.7 – *Evolution de la densité de gluons dans un proton en fonction de x pour 3 valeurs différentes de Q^2. Ces résultats proviennent de l'expérience ZEUS [20] installée auprès du collisionneur électron-proton HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage).*

Le modèle du CGC permet d'expliquer le "shadowing" qui intervient exclusivement à petit x (cf. figure 1.5). En effet, pour des densités de gluons proches de la saturation, les gluons de 2 nucléons composant le noyau peuvent se recombiner par fusion de gluons. La densité de gluons du noyau devient alors inférieure à la somme des densités de gluons des A nucléons. Ce phénomène peut expliquer les différences entre les fonctions de distribution de partons du noyau et des nucléons libres, et donc l'origine du "shadowing".

Il permet également d'expliquer l'effet CRONIN dans le cas des petits x. En effet, lorsque la densité de gluons est importante les partons subissent de nombreuses diffusions élastiques qui sont responsables de l'augmentation de leur impulsion transverse moyenne tel que décrit dans le cadre de l'effet CRONIN.

Notons que les résultats de l'expérience BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers Experiment) au RHIC favorisent l'hypothèse de la formation d'un CGC [21]. Ces résultats devront être confirmés et approfondis au LHC où l'énergie dans le centre de masse des collisions permettra de sonder les très petites valeurs de x (cf. figure 1.5).

1.4 Les signatures du déconfinement

Dans le but de vérifier la théorie de la QCD et notamment de confirmer l'existence des différentes phases de la matière nucléaire prédites dans le cadre de ce modèle, il apparaît nécessaire de trouver des observables physiques capables de nous renseigner sur les différentes étapes observées lors des collisions d'ions lourds.

Dans le cas où un milieu déconfiné est formé, les observables sélectionnées doivent subir d'importantes modifications. L'écart observé par rapport au comportement attendu en l'absence de formation d'une phase déconfinée (en collisions proton-proton et proton-Noyau par exemple) permet de signer la présence d'un QGP.

Il existe différentes signatures prédites par la théorie, qui font appel à différentes caractéristiques du milieu déconfiné. Les observables physiques utilisées se divisent ainsi en trois grandes catégories :

- les observables globales : elles permettent de caractériser la collision et regroupent notamment des quantités telles que la densité d'énergie ou la température. Bien qu'elles puissent fournir des informations sur le QGP, elles ne permettent pas d'en attester directement la formation et ne sont donc pas considérées comme des signatures.
- les observables liées à la perte d'énergie dans le milieu déconfiné : cet effet affecte essentiellement les hadrons de haut p_t et peut être étudié via la baisse de leur taux de production ou encore le "jet-quenching".
- les observables liées à la mesure des photons et des leptons qui sont insensibles à l'interaction forte. Ceci inclut l'étude des photons directs, de la production des mésons légers (ρ, ω, ϕ) ou encore de la production des quarkonia.

En plus d'attester de la formation d'un QGP, l'ensemble de ces signatures doit également permettre de caractériser le milieu formé et d'en fournir une description complète.

1.4.1 Les observables globales

Les observables globales sont mesurées dans le but d'extraire les différentes caractéristiques du système, notamment dans l'état initial.

Comme l'illustre l'équation 1.11 présentée au §1.3.1, la densité d'énergie dans l'état initial, ϵ_0, est proportionnelle à la multiplicité de particules à rapidité nulle et inversement proportionnelle à l'aire transverse de recouvrement $\mathcal{A}_T(b)$. Elle est également reliée à l'énergie transverse à rapidité nulle $\left.\frac{dE_T}{dy}\right|_{y=0}$ par l'équation de Bjorken [13] :

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mathcal{A}_T(b)\tau_0} \left.\frac{dE_T}{dy}\right|_{y=0} \tag{1.14}$$

où τ_0 représente le temps de formation du plasma.

La mesure de la multiplicité de particules, de l'énergie transverse et du paramètre d'impact b permet ainsi d'estimer la valeur de la densité d'énergie initiale du système.

Cette densité est également reliée à la pression P, la température T, l'entropie S et au volume V via l'équation d'état du système. L'estimation de ϵ_0 permet ainsi de remonter aux caractéristiques thermodynamiques du système durant la phase initiale. Ces quantités ne permettent pas de signer la présence d'un QGP mais peuvent néanmoins fournir de précieuses indications sur l'évolution de la collision.

1.4.2 Les observables liées à la perte d'énergie dans le milieu déconfiné

Plusieurs processus sont responsables de la perte d'énergie des partons lors de leur propagation au sein d'un QGP. Parmi eux citons notamment les diffusions multiples ou encore l'analogue du *bremsstrahlung* en QCD. Les modifications engendrées par ces processus se retrouvent ensuite dans la phase hadronique finale et peuvent ainsi signer la formation du QGP.

1.4.2.1 La perte d'énergie des partons dans un milieu dense

Le milieu formé lors de collisions d'ions lourds présente une densité partonique extrêmement élevée. Les multiplicités de particules produites lors des collisions d'ions lourds en sont par ailleurs le reflet. Cette caractéristique du système a pour effet d'augmenter le nombre de diffusions élastiques, conduisant ainsi à une diminution de l'énergie des partons, notamment de haute impulsion transverse.

Dans le cas d'un QGP en équilibre thermique et chimique à la température T, la perte d'énergie par unité de longueur due aux diffusions multiples s'écrit de la manière suivante [22] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{scat} = \frac{4\pi\alpha_s^2 T^2}{3}\left(1+\frac{N_f}{6}\right) ln\left[\frac{E}{\alpha_s T}\right] \tag{1.15}$$

où N_f représente le nombre de saveurs de quarks et E l'énergie du parton.

Selon la théorie de la QCD, la phase de QGP est une phase conductrice de couleur (cf. §1.2.2.3). De même que, en QED, une particule chargée se propageant dans un champ électrique perd de l'énergie par *bremsstrahlung*, un parton se propageant dans un QGP perd de l'énergie par rayonnement de gluons (ou *gluonstrahlung*). Cependant, contrairement au photon qui est électriquement neutre, le gluon émis est également sensible à l'interaction forte dont il est lui même un boson-vecteur. Ainsi, la probabilité d'émission d'un gluon est influencée par ses possibles interactions ultérieures et dépend donc de la densité de couleur du milieu [23].

Le milieu se caractérise ainsi par un coefficient de transport qui est défini par $\hat{q} = \mu^2/\lambda$, où μ représente le transfert d'impulsion lors d'une diffusion et λ le libre parcours moyen. La perte d'énergie par unité de longueur due au rayonnement de gluons peut ensuite s'exprimer

en fonction de E, l'énergie du parton par :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \alpha_s C_R \sqrt{\hat{q}E} \tag{1.16}$$

où C_R représente le facteur de couleur de la QCD qui, dans le cas de 3 couleurs, vaut 4/3 pour les quarks et 3 pour les gluons.

De plus, tout parton se propageant au sein du QGP avec une vitesse suffisante perd également de l'énergie par un effet analogue à l'effet CHERENKOV. Le parton rayonne ainsi en émettant un cône de gluons similaire au cône de lumière CHERENKOV [24].

Notons enfin que la perte d'énergie par unité de longueur totale reflète les caractéristiques du milieu traversé. Dans le cas d'un QGP, la mesure de cette quantité permet notamment d'accéder à sa densité de charges de couleur par unité d'espace.

1.4.2.2 La suppression des hadrons de haut p_t

Les équations 1.15 et 1.16 montrent que la perte d'énergie par unité de longueur totale $\frac{dE}{dx}$ augmente avec l'énergie E du parton. Les hadrons de plus haute impulsion transverse, p_t, sont donc plus sensibles à la perte d'énergie dans le milieu que les hadrons de bas p_t. L'observation d'une suppression des hadrons de haut p_t permet ainsi de signer la formation d'un QGP.

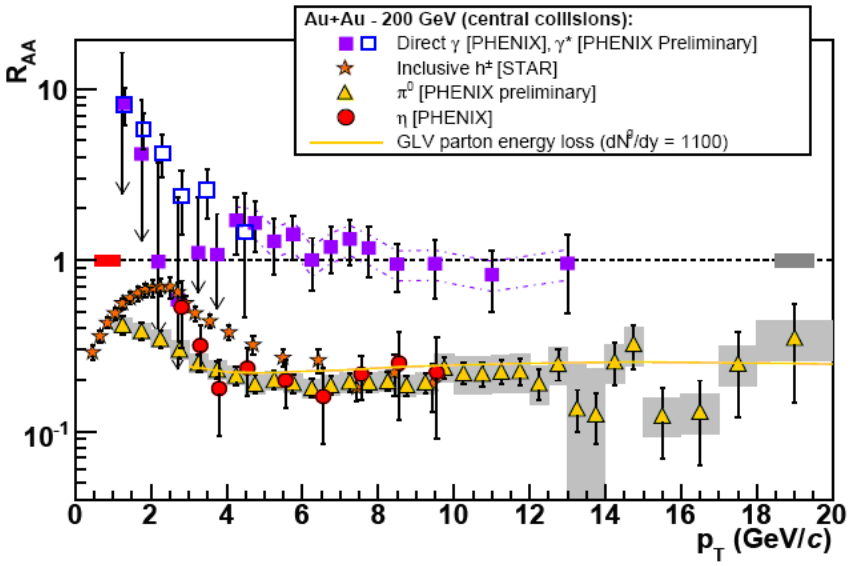


FIG. 1.8 – *Facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les photons, les π^0, les η et les hadrons chargés ($h^{\pm}$) dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/c mesurées par les expériences PHENIX et STAR [26]. Une prédiction théorique pour des calculs de QCD perturbative n'incluant que la perte d'énergie par rayonnement de gluons est également indiquée [28].*

Afin d'étudier cette suppression, il est utile d'introduire le facteur de modification nucléaire $\mathcal{R}_{AB}(p_t, y, b)$. Il permet d'étudier la déviation du système par rapport au cas où la collision noyau-noyau est considérée comme une superposition de collisions nucléon-nucléon indépendantes. Dans le cas de collisions de noyaux de numéro atomique différents A et B, ce facteur s'exprime de la manière suivante [27] :

$$\mathcal{R}_{AB}(p_t, y, b) = \frac{d^2N_{AB}/dydp_t}{< T_{AB}(b) > d^2\sigma_{pp}/dydp_t} \tag{1.17}$$

où N_{AB} est le nombre de particules observé en collisions A-B, σ_{pp} la section efficace proton-proton et $< T_{AB}(b) >$ la fonction de recouvrement des noyaux A et B estimée à l'aide du modèle de GLAUBER.

La figure 1.8 montre l'évolution du facteur de modification nucléaire $\mathcal{R}_{AA}$ avec l'impulsion transverse pour les photons, les π^0, les η et hadrons chargés. Ces résultats ont été obtenus par les expériences PHENIX et STAR [26] au RHIC pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$. Elle met en évidence une suppression de près d'un facteur 5 des π^0 et η au delà de $p_t = 4\ GeV/c$.

Le $\mathcal{R}_{AA}$ pour les photons est compatible avec 1 au delà de $2\ GeV/c$. Cette mesure permet de confirmer que le phénomène de suppression observé ici est bien lié à des processus faisant intervenir la charge de couleur. Elle permet également de vérifier la normalisation du $\mathcal{R}_{AA}$. Le fait que la suppression ne dépende pas de la composition du hadron (résultats similaires pour les π^0 et les η) indique par ailleurs que le phénomène a lieu au niveau partonique.

Les données au delà de $p_t = 3\ GeV/c$ sont également très bien reproduites par un modèle théorique ne prenant en compte que la perte d'énergie par rayonnement de gluons [28]. Ceci suggère que le *gluonstrahlung* est dominant sur toute la gamme en énergie considérée.

La figure 1.9 présente une mesure du facteur de modification nucléaire pour les hadrons chargés et les pions neutres, obtenue lors de collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV/c$. Elle montre notamment que, dans les deux cas, le $\mathcal{R}_{dA}$ augmente avec p_t pour atteindre un plateau pour une valeur de $\mathcal{R}_{dA}$ supérieure à 1. Cette augmentation s'explique par l'effet CRONIN qui a tendance à redistribuer la production des hadrons de bas p_t vers les hauts p_t (cf. §1.3.2). Le fait que le $\mathcal{R}_{dA}$ soit supérieur à 1 sur une large plage en p_t illustre qu'aucun phénomène de suppression n'est présent dans l'état initial. La suppression observée dans les collisions Au-Au (cf. figure 1.8) peut donc être attribuée à la formation du QGP.

Notons cependant que, comme l'illustre l'équation 1.17, l'estimation du $\mathcal{R}_{AB}$ nécessite des données références en collisions proton-proton à la même énergie que les collisions noyau-noyau. Dans le cas où aucune donnée de référence n'est disponible, la suppression peut être étudiée via le rapport $\mathcal{R}_{CP}(p_t, y)$ entre les taux de production de hadrons dans les collisions centrales et périphériques. En effet, dans l'hypothèse où un QGP serait formé lors des collisions périphériques, ce dernier serait moins dense et étendu, et une atténuation du phénomène de suppression est attendue. Ce rapport se définit par l'expression [25] :

$$\mathcal{R}_{CP}(p_t, y) = \frac{d^2N_h(b_1)/dydp_t}{d^2N_h(b_2)/dydp_t} \times \frac{< T_{AB}(b_2) >}{< T_{AB}(b_1) >} \tag{1.18}$$

avec $b_1 << b_2$, où b_1 et b_2 représentent respectivement les paramètres d'impact dans les collisions centrales et périphériques.

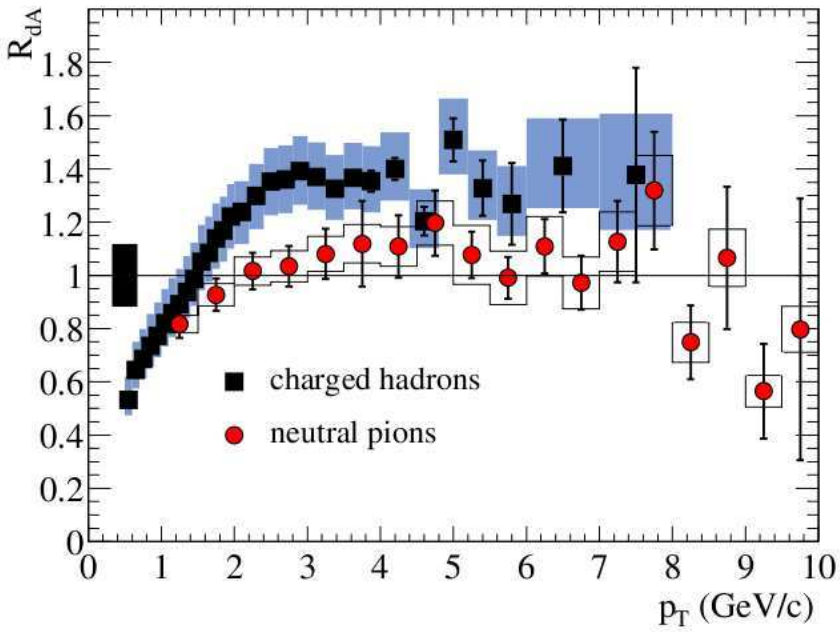


FIG. 1.9 – *Facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les hadrons chargés et les pions neutres dans les collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/c mesurées par l'expérience PHENIX [29].*

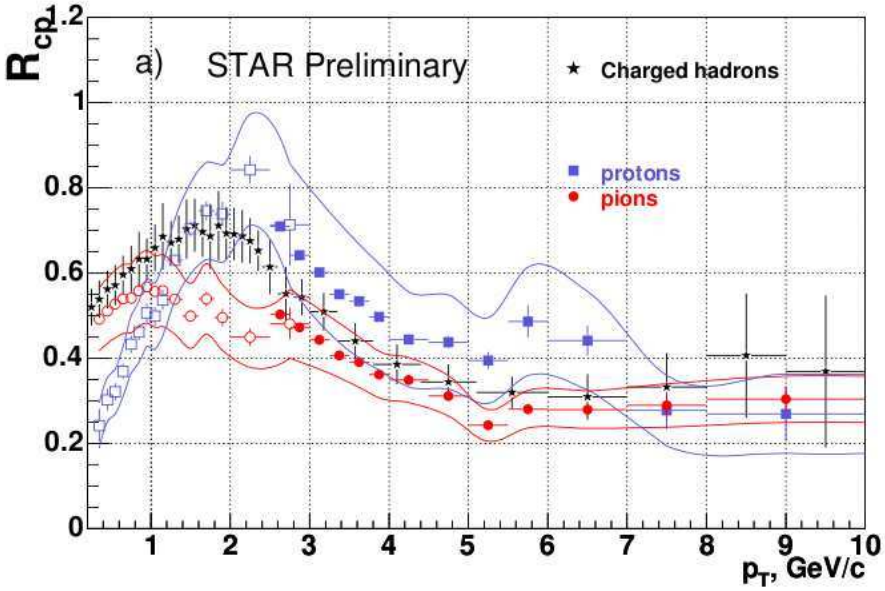


FIG. 1.10 – *Rapport $\mathcal{R}_{CP}$ (voir texte) en fonction de p_t pour les protons, les pions et les hadrons chargés dans le cas de collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/c mesurées par l'expérience STAR [30].*

La figure 1.10 illustre la dépendance du rapport $\mathcal{R}_{CP}$ avec p_t pour les protons, les pions et les hadrons chargés dans le cas de collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/c mesurés par l'expérience STAR. Elle met en évidence une importante différence entre les collisions

périphériques et centrales pour des p_t supérieurs à $\sim 3\ GeV$. Ce résultat est compatible avec la suppression des hadrons de haut p_t observé sur la figure 1.8.

1.4.2.3 Le Jet Quenching

Dès les premiers instants de la collision, des partons de haut p_t sont produits en nombre important via des processus durs. Ces partons sont émis dos à dos, par paires, avec la même impulsion transverse et conduisent à l'apparition de deux jets de haut p_t qui interagissent fortement avec le milieu déconfiné via les processus décrits au §1.4.2.1.

En 1982, BJORKEN propose d'utiliser le phénomène d'extinction des jets de haut p_t (ou "jet-quenching") comme une signature de la formation d'un QGP [22]. En effet, la perte d'énergie des partons au sein du QGP dépend de la longueur de matière traversée. Ceci tend ainsi à créer une asymétrie entre les impulsions transverses des deux jets d'un même événement si l'un des deux se propage au sein du QGP sur une distance inférieure à l'autre. Dans le cas où la différence de trajet est suffisamment importante, ce phénomène peut conduire à l'extinction quasi-complète d'un des deux jets.

La comparaison avec un système présentant un milieu peu dense où les jets peuvent se propager sans contrainte, telles que les collisions proton-proton par exemple, permet de signer la présence d'un QGP.

Ce phénomène de "jet-quenching" a été mis en évidence au RHIC. Expérimentalement, les multiplicités de particules atteintes lors des collisions d'ions lourds ne permettent pas la reconstruction des jets par les expériences PHENIX et STAR. La méthode retenue pour l'étude du "jet-quenching" consiste ainsi à étudier les corrélations azimutales entre les différents hadrons de haut p_t composant un même événement.

D'un point de vue pratique, ceci se traduit par la sélection du hadron de plus haut p_t (émis à un angle Φ_{trig}) et par l'estimation de la déviation $\Delta\Phi = \Phi_{trig} - \Phi$ pour chacun des autres hadrons de haut p_t émis à différents angles Φ. Dans le cas de l'expérience STAR, le hadron déclencheur doit avoir une impulsion transverse, $(p_t)_{trig}$, comprise entre 4 et 6 GeV/c et les hadrons associés entre 2 et $(p_t)_{trig}$.

La figure 1.11 présente la distribution azimutale des hadrons de haut p_t par rapport au hadron de plus haut p_t dans le cas de collisions p-p, d-Au centrales et Au-Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ mesurées par l'expérience STAR. Le hadron déclenchant se situe à $\Delta\Phi = 0$. La largeur du pic centré en $\Delta\Phi = 0$ est directement lié à l'extension spatiale moyenne du jet associé au hadron déclenchant.

Un second pic à $\Delta\Phi = \pi$, attribué au second jet, est également présent dans les collisions p-p et d-Au. A l'inverse, lors des collisions Au-Au, ce second pic est absent, signifiant qu'un seul des deux jets est détecté et signant ainsi la formation d'un milieu dense. Le fait qu'aucune atténuation du second jet ne puisse être observée lors des collisions d-Au indique également que le "jet-quenching" n'est pas lié à un effet dans l'état initial.

1.4.3 Les observables liées à la mesure des photons et des leptons

Les photons et les leptons sont insensibles à l'interaction forte. Ils sont donc peu affectés par le QGP ou la phase hadronique finale et permettent ainsi d'étudier directement les

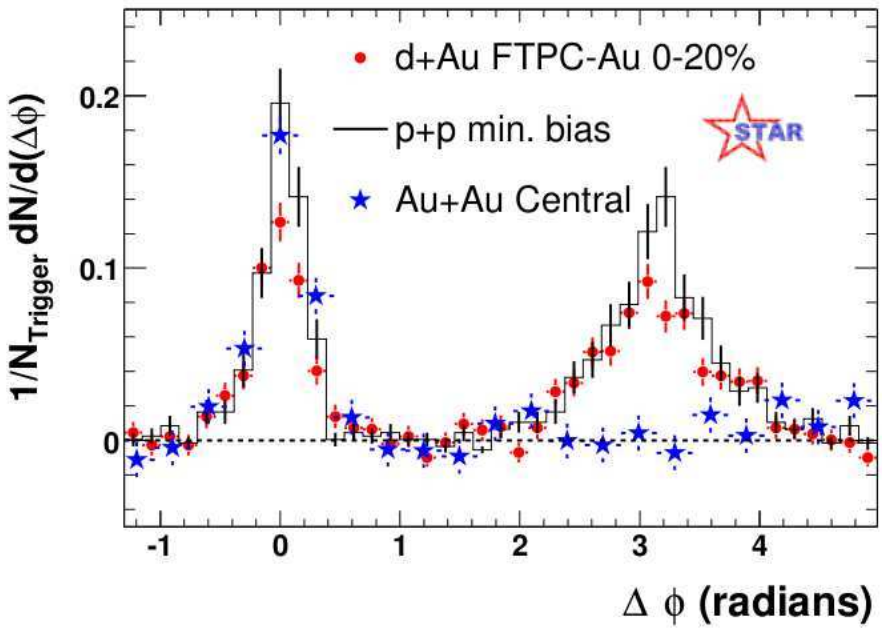


FIG. 1.11 – *Corrélations azimutales des hadrons de haut p_t lors de collisions p-p, d-Au centrales et Au-Au centrales mesurées par l'expérience STAR [31].*

processus qui les produisent. Les signatures faisant intervenir la détection des photons et des leptons regroupent notamment :

- l'étude du rayonnement de corps noir du QGP via les photons directs ;
- la production des mésons légers (ρ, ω, ϕ) via le canal dileptonique ;
- la production des quarkonia, également via le canal dileptonique.

1.4.3.1 Les photons directs

L'émission de photons thermiques au sein d'un QGP se fait via les processus élémentaires $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ et $qg \rightarrow q\gamma$ [32]. Le QGP étant supposé thermalisé, il devrait rayonner comme un corps noir à la température T. Les photons subissant peu de diffusions au sein du milieu, le rayonnement détecté au moment de la phase hadronique doit également présenter la forme d'un spectre de corps noir et notamment une intensité proportionnelle à T^4.

La mesure d'un spectre de corps noir lors de collisions d'ions lourds permettrait ainsi de signer la présence d'une phase de QGP thermalisé. Notons que cette mesure permettrait également d'accéder directement à la température du QGP, de manière totalement indépendante des modèles.

Cependant, bien que ce rayonnement s'étende sur toute la gamme des énergies, le maximum du spectre se situe à une énergie $E_{max} = 4.965 \times kT$, où T reprsente la temprature du QGP. Dans le cas des températures atteintes au SPS et au RHIC, le signal est noyé sous un très important bruit de fond provenant notamment de la désintégration des pions neutres en deux photons ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) [25]. Ainsi, les données recueillies ne permettent pas de prouver l'existence d'un rayonnement de corps noir, en raison du fait que seule une infime partie du spectre est accessible.

Néanmoins, la mesure des photons directs de plus grande nergie permet de fournir différentes informations dans le cadre de l'étude du QGP. Comme l'illustre la figure 1.8, ils permettent notamment de montrer qu'aucun phénomène de suppression des photons n'est observé lors de leur propagation au sein du milieu.

1.4.3.2 La production de mésons légers (ρ, ω, ϕ)

La modification des propriétés des mésons légers, tels que les ρ ou les ω, par restauration de la symétrie chirale est attendue au sein d'un milieu déconfiné. Au vu de leur composition en quarks, ces mésons permettent d'étudier les effets du milieu sur les quarks légers. De plus, leur temps de formation étant très faible, ils permettent une étude directe des effets du milieu.

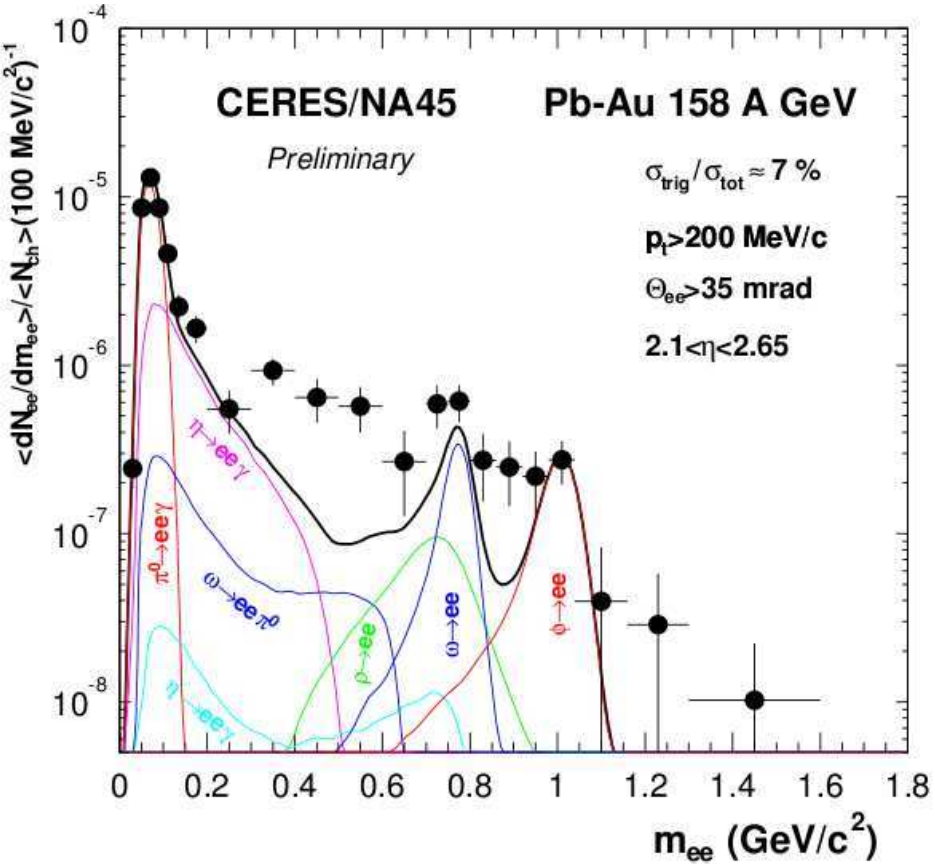


FIG. 1.12 – *Spectre en masse invariante des diélectrons mesuré par l'expérience NA45 pour des collisions Pb-Au à* $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ *GeV [33]. Les contributions des décroissances de chacun des mésons légers ainsi que la somme des contributions sont également indiqués. Ces prédictions ont été obtenues dans le cadre du modèle statistique grand canonique [34].*

Les résultats les plus intéressants concernant l'étude des mésons légers ont été obtenus par les expériences NA45 et NA60 au SPS, qui ont analysé les productions de diélectrons et dimuons dans le domaine en masse invariante situé entre 0.2 et 1.4 GeV/c^2.

La figure 1.12 présente le spectre en masse invariante des diélectrons mesuré par l'expérience NA45 pour des collisions Pb-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. La comparaison entre les

données et des prédictions faites dans le cadre du modèle statistique grand canonique [34] montre un excès significatif d'événements diélectrons pour les domaines en masse invariante $0.4 \lesssim m_{ee} \lesssim 0.7\ GeV/c^2$, $0.85 \lesssim m_{ee} \lesssim 0.95\ GeV/c^2$ et au delà de $\sim 1.1\ GeV/c^2$. De récents résultats obtenus par la collaboration NA60 [35] montrent que ces excès observés sur le spectre de masse s'expliquent par le rayonnement thermique dominé notamment, dans la gamme d'énergie du SPS, par le processus $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow L^+L^-$.

1.4.3.3 La production des quarkonia

En 1986, MATSUI et SATZ [36] proposent la production des quarkonia comme moyen de signer la formation d'un QGP. Ces derniers se composent des états liés $c\bar{c}$, les charmonia (J/Ψ, χ_c, Ψ', ...), et $b\bar{b}$, les bottomia (Υ, χ_b, Υ', Υ'', ...). Cette signature a été activement étudiée au SPS et au RHIC, plus particulièrement via les canaux de désintégration diélectroniques et dimuoniques. Cependant, comme nous le verrons au §1.6.4, les résultats de ces études sont seulement partiellement compris et la production des quarkonia sera également activement étudiée au LHC, notamment à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE. Pour cette raison, cette signature fera l'objet d'une étude détaillée en section 1.6.

1.5 Les collisions d'ions lourds au LHC

Le LHC permettra, en collisions d'ions Plomb, d'atteindre une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\ TeV$, soit près de 30 fois celle du RHIC. Les caractéristiques du milieu formé lors des collisions d'ions lourds dépendent fortement de $\sqrt{s_{NN}}$. Le tableau 1.1 présente ainsi certaines de ces caractéristiques pour chacun des 3 principaux collisionneurs d'ions lourds (le SPS, le RHIC et le LHC) dans le cas de collisions centrales. Il montre notamment que la densité d'énergie ϵ atteinte au LHC sera bien supérieure à celle des précédents collisionneurs, ce qui implique une phase de QGP plus étendue et plus longue, facilitant ainsi son étude.

	SPS	RHIC	LHC
système	Pb-Pb	Au-Au	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}(GeV)$	17.8	200	5500
$\epsilon(GeV/fm^3)$	3	5	$16-64$
$\tau_0(fm/c)$	~ 1	~ 0.2	~ 0.1
$\tau_{QGP}(fm/c)$	< 2	$2-4$	> 10
$\tau_f(fm/c)$	~ 10	$\sim 20-30$	$\sim 30-40$
$V_f(fm^3)$	quelques 10^3	quelques 10^4	quelques 10^5

TAB. 1.1 – *Energie dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$), densité d'énergie ϵ à $\tau = 1\ fm/c$, temps de formation du plasma (τ_0), durée de vie du plasma (τ_{QGP}), temps de "freeze-out" (τ_f) et volume de "freeze-out" (V_f) pour des collisions centrales au SPS [37], RHIC [38] et LHC [39].*

Les collisions d'ions lourds au LHC ne permettront pas seulement de faciliter l'étude du

QGP, elles conduiront également à la mise en place de conditions totalement différentes par rapport au SPS et au RHIC, notamment en raison du fait que :

- la densité de partons atteinte sera très élevée. Comme l'illustre la figure 1.5, le LHC permettra d'atteindre de très petites valeurs de x pour lesquelles d'importantes densités de gluons sont prédites (cf. figure 1.7). Un fort effet de "shadowing" est ainsi attendu au LHC.
- les processus durs contribueront de manière significative à la section efficace totale noyau-noyau. En particulier, les taux de production des jets et des hadrons de haut p_t seront suffisamment élevés pour permettre une étude détaillée de la perte d'énergie dans le QGP (cf. §1.4.2).
- les bosons Z^0 et $W^{\pm}$, deviendront accessibles et viendront s'ajouter aux sondes directes (cf. §1.4.3).
- la dynamique des partons déterminera l'évolution de la collision, principalement en raison de l'importante durée de vie du QGP et du faible temps de thermalisation du système.

L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des collisions aura également pour effet d'augmenter significativement les sections efficaces de production des paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Au LHC, le nombre de paires $c\bar{c}$ est ainsi estimé entre 11 et 298 paires par collision centrale Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\ TeV$, contre 3.3 et 20 au RHIC pour des collisions centrales Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ [8]. Ceci se traduit évidemment par une augmentation du nombre de J/Ψ, facilitant ainsi l'étude de la production des quarkonia.

Le nombre attendu de paires $b\bar{b}$ par collision centrale se situe entre 2.9 et 8.4 au LHC, contre moins de 0.1 au RHIC. De plus, à l'inverse des précédents collisionneurs, la température atteinte au LHC devrait permettre la suppression de l'Υ dont la température de dissociation est estimée à plus de 4 Tc (cf. §1.6.2). L'étude des états Υ sera donc accessible au LHC et viendra ainsi compléter celle des états Ψ.

Notons enfin que, si la densité de paires $c\bar{c}$ est suffisamment importante, la probabilité que deux quarks c et $\bar{c}$ provenant de deux paires $c\bar{c}$ distinctes s'hadronisent pour former un état Ψ est non négligeable. Certains modèles statistiques [40] prédisent ainsi un phénomène de "régénération" des états Ψ au LHC. L'augmentation du nombre de J/Ψ en fonction de la centralité serait ainsi un signe très fort de la formation d'un QGP. Remarquons que, dans le cas des états Υ, la production attendue de paires $b\bar{b}$ est insuffisante pour permettre l'apparition d'un tel phénomène.

1.6 Production et suppression des quarkonia

1.6.1 Les mécanismes de formation

Avant d'étudier en détail le phénomène de suppression des quarkonia au sein du milieu déconfiné, il est nécessaire de comprendre par quels processus ils sont produits. La principale source de quarkonia dans les collisions d'ions lourds est la production de paires $Q\bar{Q}$. Ces paires sont émises dès les premiers instants de la collision et s'hadronisent ensuite pour éventuellement former les résonances lourdes.

A l'ordre α_s^2 (ou LO pour "Leading-Order") seuls deux processus sont impliqués dans la production de paires $Q\bar{Q}$:

– la fusion de gluons : $g + g \rightarrow Q + \bar{Q}$;

– l'annihilation quark-antiquark : $q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q}$.

Les diagrammes de Feynman de ces processus sont présentés figure 1.13 où q et $\bar{q}$ désignent les 3 saveurs légères u, d et s alors que Q et $\bar{Q}$ représentent les 2 saveurs lourdes c et b. Le quark top n'est pas considéré ici puisque sa durée de vie est trop faible pour qu'il puisse contribuer à la production des quarkonia.

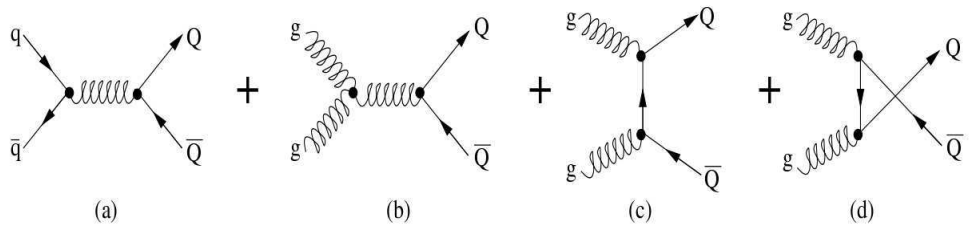


FIG. 1.13 – *Diagrammes de Feynman de production des quarks lourds à l'ordre α_s^2 par les processus d'annihilation quark-antiquark (a) et de fusions de gluons (b), (c) et (d).*

L'ordre supérieur α_s^3 (ou NLO pour "Next-to-Leading Order") reprend les mêmes processus auxquels s'ajoutent des corrections radiatives telle que l'émission d'un gluon mou dans l'état final : $g + g \rightarrow Q + \bar{Q} + g$. Notons que, du fait de ces corrections, la paire $Q\bar{Q}$ n'est pas complètement émise dos à dos. Dans l'exemple de l'émission d'un gluon mou, une fraction de l'impulsion est en effet transmise au gluon rayonné. Remarquons que la contribution NLO augmente avec l'énergie des collisions. Elle est relativement faible dans les gammes d'énergie du SPS et du RHIC mais sera loin d'être négligeable au LHC.

La section efficace de production de ces processus, tant LO que NLO, dépend de la fonction de distribution des partons, qui, elle-même, dépend de x. La figure 1.14 présente une estimation de ces fonctions de distribution pour différents partons à l'ordre α_s^2 dans l'approche CTEQ6M à $Q^2 = 10\ GeV^2$. Elle montre que, pour les domaines en x couverts par le RHIC et le LHC (cf. figure 1.5), la production de paires $Q\bar{Q}$ est dominée par la fusion de gluons. En revanche, au SPS, l'annihilation des quarks u et d contribue dans le même ordre de grandeur.

Avant de s'hadroniser, toute paire $Q\bar{Q}$ doit tout d'abord neutraliser sa couleur. Cette neutralisation est décrite via divers modèles dont les principaux sont le CEM ("Color Evaporation Model") [42], le CSM ("Color Singlet Model") [43] et le COM ("Color Octet Model") [44]. Notons qu'une polarisation non nulle des quarkonia a été observée par l'expérience CDF dans des collisions p-$\bar{\text{p}}$ à $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$ au Tevatron [45, 46]. De récents calculs à l'ordre NNLO ("Next-to-Next-to-Leading-Order") effectués dans le cadre du modèle COM reproduisent notamment très bien ces résultats [47].

La décroissance des résonances plus lourdes est également à prendre en compte dans la production des quarkonia. En effet, en raison de la masse importante des quarks c et b, les états liés $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ peuvent être décrits en utilisant un modèle non relativiste [51] qui présente

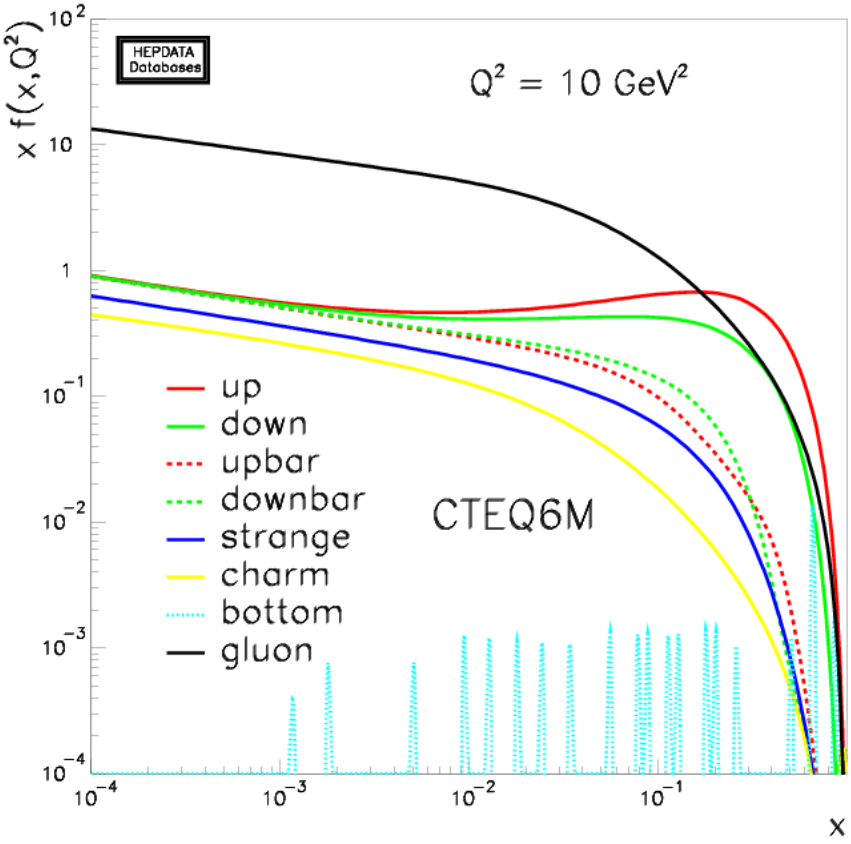


FIG. 1.14 – *Fonctions de distributions partoniques pour différents partons à l'ordre α_s^2. Ces distributions ont été estimées dans l'approche CTEQ6M pour $Q^2 = 10\ GeV^2$ [41].*

une solution similaire à celle de l'atome de Bohr. Le J/Ψ peut être alors considéré comme l'état fondamental $1s$, et le χ_c et le Ψ' comme les états excités $1p$ et $2s$. Leur désexcitation vers le niveau fondamental contribue ainsi pour près de 40% [25] au taux de production du J/Ψ. De la même manière l'Υ, le χ_b, l'Υ' et l'Υ'' correspondent respectivement aux états $1s$, $1p$, $2s$ et $3s$ des résonances Υ.

1.6.2 Les mécanismes de suppression

La suppression des quarkonia lors de leur propagation au sein d'un QGP est due à un phénomène de dissociation. Comme mentionné précédemment les états liés $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ peuvent être traités via un modèle non-relativiste dans lequel la fonction d'onde $\Psi_{Q\bar{Q}}(r)$ de l'état lié doit vérifier l'équation de Schrödinger suivante :

$$\{2m_Q - \frac{1}{m_Q} \bigtriangledown^2 + V(r)\}\Psi_{Q\bar{Q}}(r) = M_{Q\bar{Q}}\Psi_{Q\bar{Q}}(r) \tag{1.19}$$

$M_{Q\bar{Q}}$ représente la masse de l'état lié, m_Q la masse du quark Q et $V(r)$ le potentiel de confinement des quarks. Lorsque $T < T_c$, la température critique de transition de phase, ce

potentiel s'écrit :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \tag{1.20}$$

où $\sigma = 0.2\ GeV^2$ est la tension de corde, $\alpha = \frac{\pi}{12}$ la constante de couplage et r la distance entre les quarks.

Ainsi, comme nous l'avons vu au §1.6.1, le J/Ψ, le χ_c et le Ψ' peuvent être représentés comme les niveaux $1s$, $1p$ et $2s$ d'un même état lié $c\bar{c}$.

La tension de corde σ diminue avec la température et s'annule pour $T = T_c$. Au sein du milieu déconfiné, le potentiel $V(r)$ ne présente donc plus qu'un terme répulsif en $\frac{1}{r}$. Cependant, la présence de charges de couleur entre les 2 quarks composant l'état lié conduit à un écrantage du potentiel qui s'écrit alors [25] :

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/r_D(T)} \tag{1.21}$$

où $r_D(T)$ est le rayon de DEBYE qui est fonction de la température T du milieu. Cette équation montre notamment que Les quarkonia présentent des températures de dissociation qui sont supérieures à la température critique de transition de phase.

A l'aide de ce modèle, SATZ et MATSUI ont notamment prédit que la température de dissociation du J/Ψ devait se situer vers $\sim 1.3\ T_c$ et celle des états excités, χ_c et Ψ', vers des températures très proches de la température critique [36]. Notons cependant que de récents calculs de QCD sur réseau [51] montrent que la dissociation du J/Ψ est plutôt attendue vers $T = 2\ T_c$, tandis que celles du χ_c et du Ψ' sont respectivement attendues à 1.16 et $1.12\ T_c$. Ces mêmes calculs montrent également une disparité très importante dans le cas des résonances Υ. La température de dissociation du Υ est notamment estimée à plus de $4\ T_c$, contre moins de $1.5\ T_c$ pour le Υ' et le Υ''.

L'absorption nucléaire normale, décrite dans le paragraphe consacré aux effets dans l'état initial (cf. §1.3.2), est également responsable d'un phénomène de suppression des quarkonia dans les collisions d'ions lourds. Rappelons que cet effet est dû à l'importante densité de partons du milieu, et non au déconfinement. Ainsi, afin de rendre compte de la suppression des quarkonia au sein d'un QGP l'absorption nucléaire normale doit être soustraite des données. Notons que, par extension, tout autre phénomène de suppression, est appelé "suppression anormale".

1.6.3 Le bruit de fond muonique

L'étude de la production des quarkonia s'effectue via les canaux dileptoniques. Dans le cadre de cette étude, toute autre source de leptons que la désintégration des quarkonia est ainsi considérée comme du bruit de fond. Dans les collisions d'ions lourds, quatre sources principales sont répertoriées :

(I) la désintégration des mésons légers, tels que le ρ ou le ω. Rappelons que ces mésons font l'objet d'une étude en tant que signature du milieu déconfiné (cf. §1.4.3.2). Par ailleurs,

comme l'illustre la figure 1.12 qui présente le spectre en masse en diélectrons, la contribution des mésons légers se concentre à basse masse et n'affecte pas la mesure des états Ψ et Υ.

(II) la désintégration leptonique des pions et des kaons qui sont produits en grande quantité lors des collisions d'ions lourds. Ils représentent une source de bruit de fond importante à basse masse et affectent sensiblement la mesure des états Ψ. Notons que leur contribution dans la région en masse des états Υ est faible.

(III) la désintégration des saveurs lourdes ouvertes. Plutôt que de neutraliser leur couleur puis de s'hadroniser pour former un quarkonia, les paires $Q\bar{Q}$ peuvent s'hadroniser avec des quarks du milieu ambiant via notamment des processus du type $Q\bar{Q} \rightarrow Q\bar{q} + \bar{Q}q$ et $Q\bar{Q} \rightarrow Qqq + \bar{Q}\bar{q}\bar{q}$. Ceci conduit notamment à la formation de mésons et baryons charmés et beaux (tels que le D^0, le B^0 ou le λ_b), dont la désintégration via le canal dileptonique contribue significativement au bruit de fond dans les régions en masse des états Ψ (charme ouvert) et Υ (beauté ouverte). Notons que la désintégration des saveurs lourdes dans le canal dimuonique est un des sujets d'étude du spectromètre à muons d'ALICE [48].

(IV) le processus DRELL-YAN, engendré par des collisions nucléon-nucléon dans lesquelles un quark de valence s'annihile avec un antiquark de valence de charge de couleur opposée pour former un photon virtuel γ^* ou un Z^0 (virtuel ou réel). Le photon (Z^0) se matérialise (désintègre) ensuite sous la forme d'une paire $q\bar{q}$ ou $L\bar{L}$. La contribution du DRELL-YAN s'étend sur tout le spectre en masse des dimuons. Notons cependant que, au LHC, la contribution de ce processus devrait être négligeable [49].

1.6.4 Les résultats du SPS et du RHIC

Au SPS, l'étude de la production des quarkonia a été réalisée au moyen du spectromètre à muons des 2 expériences successives NA50 et NA60 [50]. Les données ont respectivement été enregistrées pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3\ GeV$ et In-In à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3\ GeV$. Au RHIC cette signature à notamment été étudiée par l'expérience PHENIX lors de collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$. Cependant les densités d'énergie atteintes au SPS et au RHIC ne permettent pas d'étudier les états Υ.

La figure 1.15 présente le rapport entre les nombres de J/Ψ mesurés et attendus en fonction du nombre de nucléons participants N_{part} pour les données enregistrées au SPS. N_{part} étant lié à la centralité de la collision (cf. §1.3.1), et donc à la densité d'énergie ϵ, ceci revient à étudier le taux de suppression en fonction de ϵ. Les distributions présentées figure 1.15 sont corrigées de l'absorption nucléaire normale et du shadowing qui sont obtenus à partir de données enregistrées lors de collisions proton-noyau à la même énergie. Ces distributions montrent notamment qu'aucune suppression anormale n'est observée pour les données In-In ($N_{part} \lesssim 200$). Une suppression proche de 25% est cependant visible pour les collisions Pb-Pb les plus centrales.

La température maximale atteinte lors des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3\ GeV$ est estimée à $1.3\ Tc$ [25]. Une température aussi faible est insuffisante pour permettre la suppression du J/Ψ dont la température de dissociation est attendue pour $\sim 2\ Tc$. Cette prédiction est en accord avec les données du SPS qui semblent mettre seulement en évidence la dissociation du Ψ' et du χ_c dont la température de dissociation est proche de T_c (cf. §1.6.2).

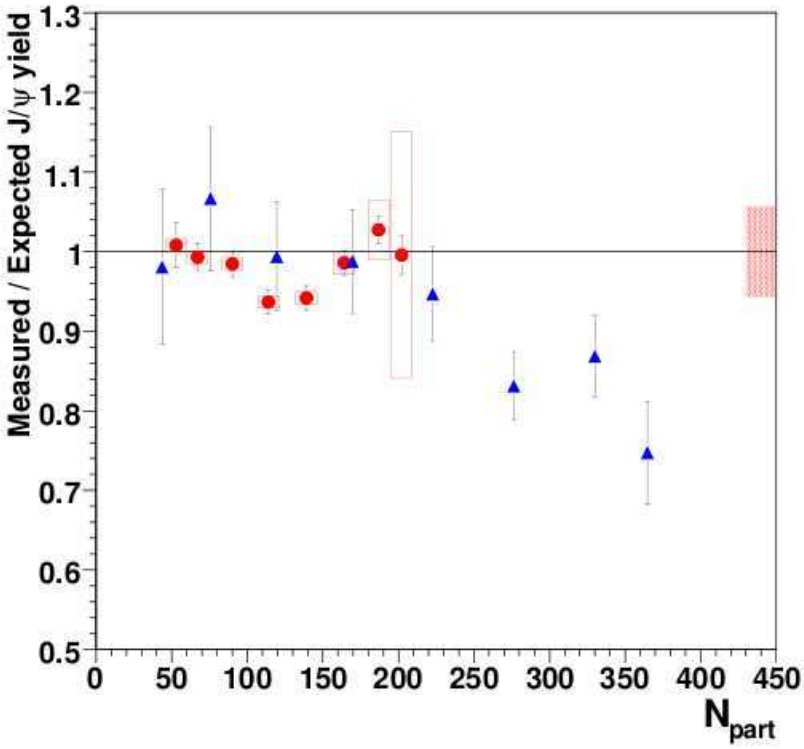


FIG. 1.15 – *Rapport entre les nombres de J/Ψ mesurés et attendus en fonction du nombre de nucléons participants pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA50, triangles bleus) et In-In à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA60, cercles rouges) au SPS [50]. Les données sont corrigées de l'absorption nucléaire normale et du shadowing.*

Au RHIC, une mesure parallèle du taux de production en collisions proton-proton permet, par une approche identique à celle utilisée pour la suppression des hadrons de haut p_t (cf. §1.4.2.2), de déduire le facteur de modification nucléaire $\mathcal{R}_{AA}$. La figure 1.16 montre l'évolution du facteur de modification nucléaire du J/Ψ (corrigé des effets nucléaires froids) en fonction de la densité d'énergie à mi-rapidité et vers l'avant pour l'expérience PHENIX. Pour comparaison, les extrapolations des résultats du SPS en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA50) et In-In à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA60) sont également indiquées.

La figure 1.16 montre qu'aucune suppression n'est observée jusqu'à $\tau \cdot \epsilon \simeq 1.6\, GeV/fm^2/c$. Ce résultat illustre le bon accord entre les données du SPS et du RHIC à faible densité d'énergie. Cependant, la suppression observée figure 1.15 pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV les plus centrales ne peut être confirmée pour les données du RHIC (à même $\tau \cdot \epsilon$).

La figure 1.16 met également en évidence une suppression d'environ 50% pour les densités d'énergie les plus élevées. Cependant, les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV permettent d'atteindre des températures proches de $T = 2\ T_c$, où une dissociation du J/Ψ est prédite [51], et une suppression proche de 100% est attendue. Cette différence pourrait s'expliquer par un phénomène de "régénération" (cf. §1.5) qui compenserait partiellement la suppression. De nouvelles mesures au LHC sont cependant nécessaire pour confirmer cette observation.

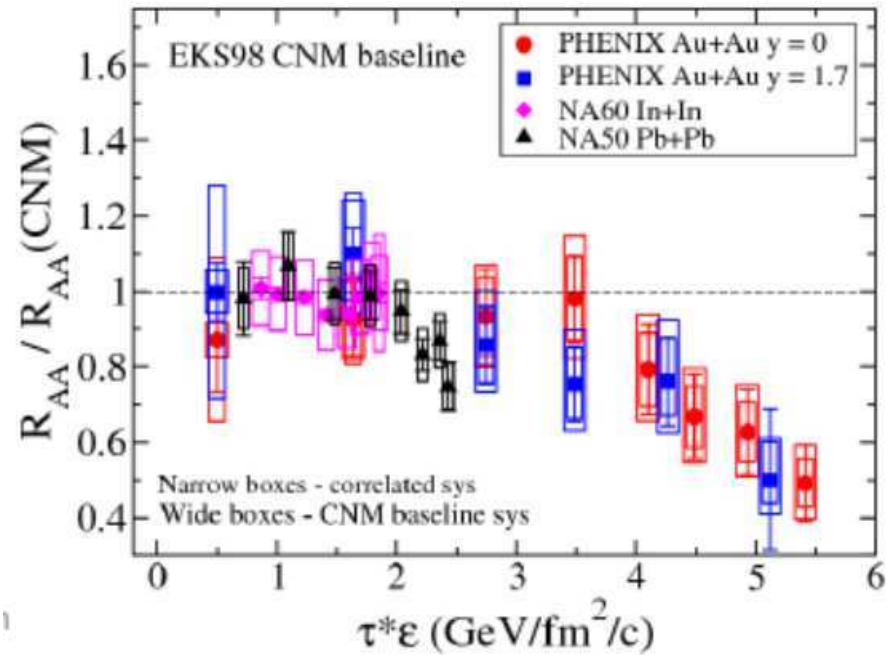


FIG. 1.16 – *Facteur de modification nucléaire du J/Ψ, corrigé des effets nucléaires froids, en fonction de la densité d'énergie pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV au RHIC. Les données à rapidité nulle et vers l'avant ($y = 1.7$) sont présentées. Les extrapolations des résultats du SPSen collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA50) et In-In à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA60) sont également indiquées.*

1.6.5 Les premiers résultats du spectromètre à muons d'ALICE au LHC

Au LHC, l'étude de la production des quarkonia sera effectuée par le spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Comme nous le verrons dans le chapitre 2, la majeure partie du temps de fonctionnement du LHC sera dédié aux collisions p-p dont l'étude présente également un intérêt dans le cadre de l'étude du QGP. Dans le cas du spectromètre à muons, cette étude porte sur deux aspects principaux :

- le taux de production du J/Ψ. En effet, le calcul du facteur de modification nucléaire ($\mathcal{R}_{\mathcal{AA}}$) nécessite de connaître la section efficace de production du J/Ψ lors des collisions p-p.
- les saveurs lourdes ouvertes. Comme mentionné au §1.6.3, la décroissance des hadrons charmés ou beaux via leurs canaux muoniques et dimuoniques est une source de bruit de fond importante pour l'étude de la production des quarkonia. Les mésons B contribuent également à la production de J/Ψ, par exemple via le canal $B^+ \rightarrow J/\Psi + K^+ + \pi^+ + \pi^-$.

L'étude de ces collisions p-p permet également d'obtenir des informations sur les fonctions de distributions de partons (PDF).

Le LHC délivre des faisceaux de protons à une énergie de 3.5 TeV depuis le mois de Mars 2010. Les premiers résultats obtenus avec le spectromètre à muons d'ALICE concernent

l'étude des dimuons dans la région en masse du J/Ψ ainsi que des saveurs lourdes via leur canal de désintégration muonique [52].

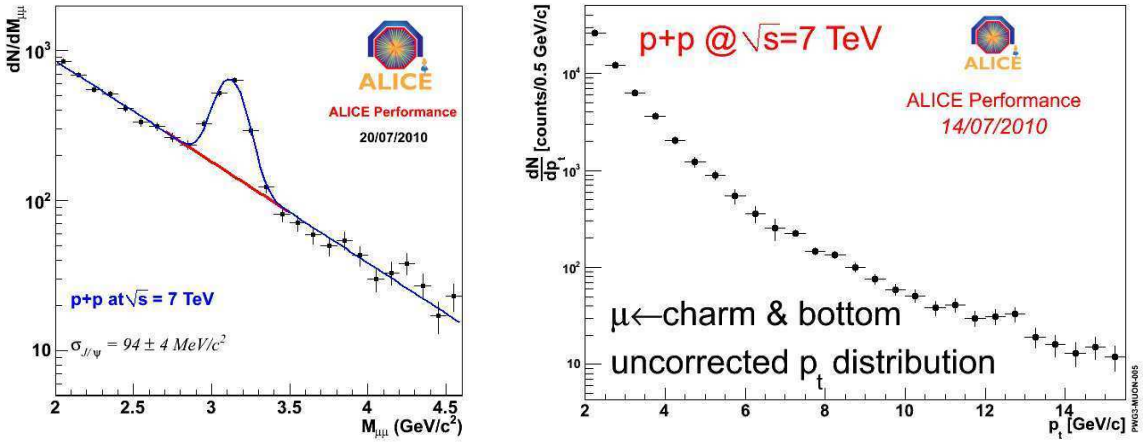


FIG. 1.17 – *A gauche : distribution en masse invariante des événements dimuons de signes contraires. A droite : distribution en impulsion transverse des événements "single muons". Les données ont été enregistrées avec le spectromètre à muons d'ALICE lors de collisions p-p à* $\sqrt{s} = 7\ TeV$ *au LHC [52].*

La figure 1.17 (à gauche) présente le spectre en masse invariante des dimuons de signes contraires (environ $8 \cdot 10^6$ événements). Elle met clairement en évidence un pic pour la masse du J/Ψ. En ajustant le continuum par une exponentielle et le signal par une gaussienne, on obtient une largeur de résonance de $\sigma_{J/\Psi} = 94 \pm 4\ MeV/c^2$ qui est parfaitement compatible avec la valeur du PDG [53].

La figure 1.17 (à droite) présente la distribution en impulsion transverse des événements "single muons" (environ $4.7 \cdot 10^6$ événements). Le "matching" entre les chambres de trajectographie et de trigger (cf. §6.2.2.4) permet de soustraire la contribution des hadrons. La soustraction de la contribution des pions et des kaons se fait, quant à elle, en utilisant PYTHIA [54]. Cette distribution, ainsi que celle présentée figure 1.17 (à gauche), illustre le bon fonctionnement du spectromètre à muons d'ALICE.

Chapitre 2

Le détecteur ALICE

Sommaire

2.1 Le LHC et les expériences de physique des particules 35
2.1.1 Le LHC (Large Hadron Collider) 35
2.1.2 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 38
2.1.3 CMS (Compact Muon Solenoid) 38
2.1.4 LHCb (a Large Hadron Collider Beauty experiment) 39
2.2 L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 39
2.2.1 La partie centrale 40
2.2.2 Le spectromètre à muons 49
2.2.3 Les détecteurs situés aux petits angles 54
2.2.4 Les services centraux 59

Le détecteur ALICE est, avec ATLAS, CMS et LHCb, l'un des quatre détecteurs géants installés auprès du nouvel accélérateur de particules du CERN : le LHC. L'installation de la plupart des sous-détecteurs d'ALICE s'est achevée à la fin de l'année 2007 et les premiers événements cosmiques ont été observés au début de l'année 2008. Les premières collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV ont été enregistrées à la fin de l'année 2009.

2.1 Le LHC et les expériences de physique des particules

2.1.1 Le LHC (Large Hadron Collider)

Le LHC est le nouveau grand accélérateur du CERN (cf. figure 2.1). Ce collisionneur de hadrons prend place dans un tunnel de 27 km de circonférence enterré à la frontière franco-suisse. Il reprend en cela l'ancien tracé du LEP (Large Electron Positron). Il a été conçu pour atteindre, dans le cas des collisions de protons, une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, plus de sept fois l'énergie des collisions proton-antiproton au Tevatron du Fermilab.

Comme l'illustre la figure 2.1, différents accélérateurs sont impliqués dans la chaîne d'accélération des faisceaux. Un accélérateur linéaire, le LINAC 2, permet tout d'abord d'atteindre une énergie de 50 MeV. Les protons sont ensuite injectés dans le "booster" qui

les accélère jusqu'à une énergie d'environ 1 GeV avant leur injection dans le PS (Proton Synchrotron) puis le SPS (Super Proton Synchrotron) qui permettent d'atteindre des énergies de respectivement 26 et 450 GeV. Ils sont ensuite injectés par paquets (ou "bunch") dans le LHC, dans les deux sens de rotation, où ils subissent une accélération jusqu'à une énergie maximale de 7 TeV avant d'entrer en collision au niveau de quatre points où sont implantés les expériences, dégageant ainsi une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Environ 2000 aimants supraconducteurs permettent la circulation des paquets de protons au sein du LHC. Ils nécessitent un système de cryogénie complexe permettant le refroidissement par hélium liquide à leur température optimale de fonctionnement de 1.9 K. Afin de réduire au maximum les interactions avec des molécules de gaz, les faisceaux circulent dans des tubes à vide au sein desquels un vide poussé est créé.

En plus des protons, il est également prévu d'accélérer des ions lourds tels que le plomb ou l'argon. La chaîne d'accélération est identique à celle des protons, à l'exception de la phase initiale d'accélération qui est réalisée par le LINAC 3. En collisions Pb-Pb, le LHC devrait permettre d'atteindre une énergie maximale dans le centre de masse de la collision de 5.5 $TeV/nucleon$. Les principales caractéristiques, en fonctionnement nominal, des collisions de protons et de plomb sont présentées dans le tableau 2.1.

	p-p	Pb-Pb
Energie par nucléon dans le centre de masse (TeV)	14	5.5
Nombre de particules par paquet	$1.1 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{7}$
Espacement entre les paquets (ns)	25	100
Luminosité maximum ($cm^{-2}s^{-1}$) (IP2)	$5 \cdot 10^{30}$	10^{27}

TAB. 2.1 – *Principales caractéristiques, en fonctionnement nominal, des collisions de protons et de plomb [55]. Les valeurs de luminosité sont celles au point d'interaction d'ALICE (IP2). Notons que la luminosité maximum en collisions p-p est de* 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$ *aux niveaux des expériences ATLAS ET CMS.*

Sur une année civile, un mois sera consacré à la physique des ions lourds. Le programme de physique d'ALICE [56] prévoit notamment l'étude :

- des collisions Pb-Pb qui représente le coeur du programme scientifique d'ALICE ;
- des collisions d'ions de masse inférieure tel que Argon-Argon pour lesquelles les densités d'énergie atteintes sont inférieures à celles en collisions d'ions plomb ;
- des collisions de type p-Pb (p-Pb, d-Pb, α-Pb, Pb-p, ...) ;
- des collisions p-p à $\sqrt(s) = 5.5\ TeV$ et toute autre énergie.

Les deux derniers systèmes fourniront des données de référence utiles, entre autre, pour la compréhension des effets nucléaires froids (cf. §1.3.2).

Le LHC a été inauguré en septembre 2008 mais un incident technique [57] survenu trois semaines plus tard a contraint à stopper son exploitation pendant plus d'un an afin d'effectuer d'importantes réparations et améliorations. Son exploitation a repris au mois de décembre 2009 où les premières collisions de protons avec indication"faisceaux stables" ont pu être observées par les détecteurs. Le LHC n'opérant alors aucune montée en énergie, l'énergie dans le centre de masse des collisions était de 900 GeV, soit deux fois l'énergie d'injection des faisceaux depuis le SPS. Depuis mars 2010, il fonctionne avec une énergie de 3.5 TeV par

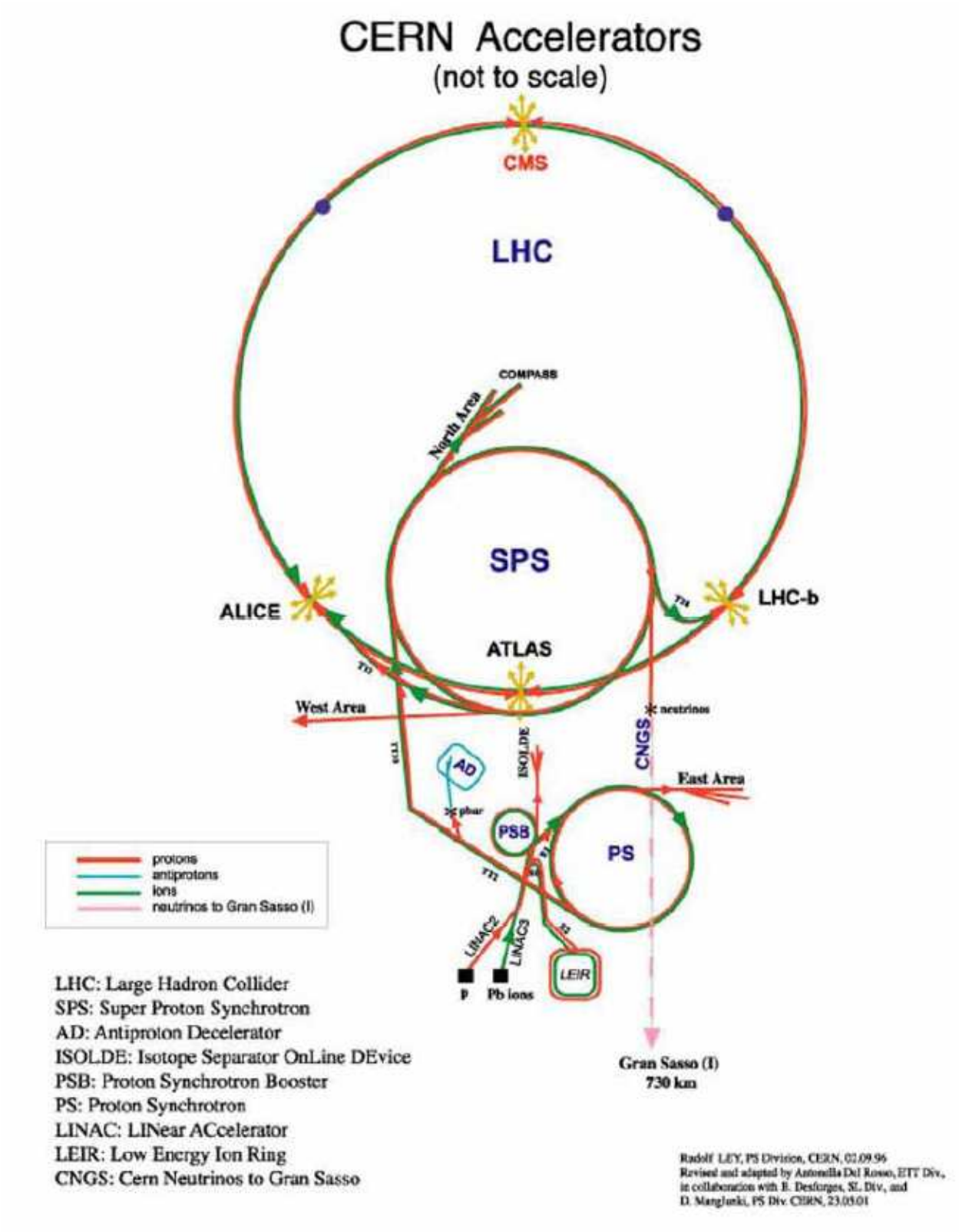


FIG. 2.1 – *Complexe des accélérateurs du CERN, des LINAC au LHC. Les quatre points d'interaction correspondant aux quatre principaux détecteurs sont également indiqués.*

faisceau, soit 7 TeV dans le centre de masse des collisions p-p, ce qui en fait l'accélérateur de particules le plus puissant ayant jamais été en service. Il est prévu d'opérer le LHC à cette énergie durant toute l'année 2010 et 2011. Les premières collisions d'ions plomb sont attendues au mois de novembre 2010 à une énergie de 2.76 $TeV/nucleon$.

2.1.2 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [58] est, avec CMS, un des deux détecteurs de physique des particules à vocation généraliste. Ayant la forme d'un cylindre de 46 m de long et de 22 m de diamètre, pour un poids total de 7000 tonnes, ATLAS est le plus imposant des cinq détecteurs du LHC. Il est principalement dédié à l'étude des collisions de protons, bien qu'un programme de recherche portant sur l'étude du plasma de quarks et de gluons lors des collisions d'ions lourds ait été développé. Son programme de recherche en p-p est axé sur :

- la recherche du boson de Higgs ;
- la recherche de nouvelles particules, notamment prédites dans le cadre des modèles supersymétriques ;
- l'étude du quark top : mesure de sa masse, propriétés de désintégration ;
- l'étude de la violation de symétrie CP ;
- la recherche de dimensions supplémentaires.

Le point d'interaction d'ATLAS est également utilisé par un second détecteur de taille beaucoup plus modeste : LHCf (Large Hadron Collider forward) [59]. Il est constitué de deux petits ensembles de calorimètres (30 cm de long pour 80 cm de haut) situés à 140 m de part et d'autre de la caverne ATLAS et couvrant l'intervalle en pseudo-rapidité $\eta > 8.4$. Les objectifs physiques affichés par LHCf se concentrent sur l'étude des particules neutres produites vers l'avant lors des collisions afin de comprendre l'évolution des cascades de particules. Le but principal est d'affiner les modèles de développement des gerbes qui sont notamment utilisés pour la calibration des détecteurs de rayonnement cosmiques de très grande surface comme, par exemple, le détecteur Auger [60].

2.1.3 CMS (Compact Muon Solenoid)

CMS (Compact Muon Solenoid) [61] est le second détecteur à vocation généraliste du LHC. Il présente des dimensions inférieures à celles d'ATLAS (cylindre de 21 m de long et de 15 m de diamètre) pour un poids total bien supérieur (12 500 tonnes). Tout comme ce dernier, il est principalement dédié à l'étude des collisions de protons. Il poursuit par ailleurs les mêmes objectifs physiques en utilisant des techniques d'instrumentation et un design général différents.

Le détecteur CMS présente également un programme d'étude des collisions d'ions lourds relativement important. Il pourra en particulier mesurer la suppression des états liés de la famille du Υ avec une résolution en masse meilleure que 100 MeV/c^2.

TOTEM (TOTal Elastic Measurement)[62], un second détecteur indépendant de CMS est implanté au même point d'interaction. Il est dédié à l'étude des processus diffractifs et de diffusion élastique ainsi qu'à la mesure de la section efficace totale en collisions p-p. Il est

constitué de deux ensembles placés de part et d'autre du point d'interaction. Chacun présente deux télescopes situés entre 7.5 et 13.5 m du point d'interaction ainsi qu'un ensemble de détecteurs entre 147 et 220 m. Il couvre le domaine en pseudo-rapidité $3.1 \leq \eta \leq 6.5$.

2.1.4 LHCb (a Large Hadron Collider Beauty experiment)

LHCb (Large Hadron Collider beauty) [63] est un détecteur principalement dédié à l'étude de la violation de symétrie CP ainsi qu'à l'étude de phénomènes rares dans la désintégration des hadrons de saveurs lourdes, essentiellement les hadrons beaux. En effet, avec une section efficace de production $b\bar{b}$ proche de 500 μb en collisions p-p à $\sqrt{s} = 14\ TeV$, le LHC est considéré comme une "B factory".

Ce détecteur est constitué d'un unique bras de 21 m de long pour 10 m de haut et couvrant le domaine en pseudo-rapidité $1.6 \leq \eta \leq 4.9$. Il présente ainsi une géométrie relativement similaire à celle du spectromètre à muons d'ALICE. Il est pourvu d'un système de trajectographie très performant situé au plus proche du point d'interaction et appelé VELO (VErtex LOcator). Ce système présente la particularité d'être mobile et peut donc être éloigné du point d'interaction lors des phases d'injection qui pourraient provoquer d'importants dommages sur le détecteur en cas de perte des faisceaux.

L'expérience LHCb est la seule des quatre expériences principales du LHC à ne pas présenter de programme d'étude en collisions d'ions lourds.

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

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [64] est la seule expérience du LHC dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le dispositif expérimental (cf. figure 2.2) a été conçu afin d'étudier la plupart des signatures connues du plasma de quarks et de gluons. Cette étude passe par la mesure précise des hadrons, électrons, muons et photons dans un environnement de très haute multiplicité. En effet pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\ TeV/nucleon$ les plus centrales, un maximum de 8000 particules chargées à rapidité centrale et par unité de pseudo-rapidité est attendu.

Le programme de physique inclut également des collisions d'ions lourds de masse inférieure au plomb, dans le but de faire varier la densité d'énergie, ainsi que des runs proton-noyau et proton-proton. Les prises de données lors des runs p-p fourniront principalement des données de référence pour le programme d'étude en collisions d'ions lourds.

Le détecteur ALICE ($16 \times 16 \times 26\ m^3$) a été construit par une collaboration regroupant plus de 1000 physiciens et ingénieurs de 105 instituts et 30 pays. Il est implanté dans l'ancien puits de l'expérience L3, au point d'interaction P2, dont il réutilise l'ancien aimant solénoïdal. Avec un poids d'environ 8000 tonnes, cet aimant représente près de 80% du poids total du détecteur. ALICE peut être divisé en trois grands sous-ensembles :

- la partie centrale ($|\eta| < 0.9$) qui s'organise autour du point d'interaction et a pour tâche d'identifier les hadrons, électrons et photons ;
- le spectromètre à muons ($-4 < \eta < -2.5$) assurant la détection des muons et la reconstruction de la masse invariante des dimuons ;

– les détecteurs situés aux petits angles, utilisés pour le déclenchement et la caractérisation des événements (centralité, multiplicité, ...).

L'expérience ALICE est également pourvue d'un détecteur de rayonnement cosmique : ACORDE (ALICE COsmic Ray DEtector). Il est situé sur le dessus de l'aimant L3 et a été implanté dans un but de calibration et d'alignement de la partie centrale ainsi que pour l'étude des rayonnements cosmiques.

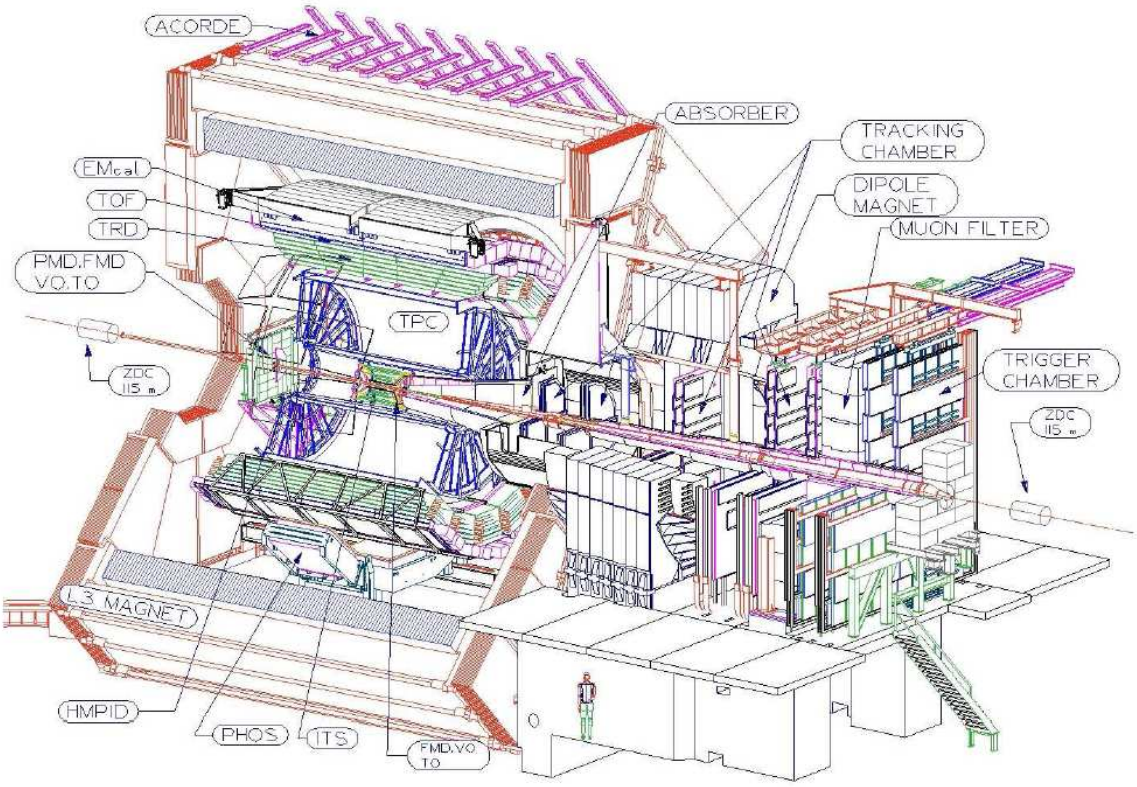


FIG. 2.2 – *Le détecteur ALICE.*

2.2.1 La partie centrale

La partie centrale d'ALICE est installée à l'intérieur de l'aimant L3 et baigne ainsi dans un champ magnétique solénoïdal d'une valeur maximale de 0.5 T qui permet, en combinaison avec le système de trajectographie, d'identifier les particules chargées de $p_t > 100\ MeV/c$. Elle est constituée de 7 sous-détecteurs implantés suivant une géométrie en couche. Chacun d'eux sera présenté en commençant par le plus proche du point d'interaction jusqu'au plus éloigné.

2.2.1.1 L'ITS (Inner Tracking System)

L'ITS (Inner Tracking System) est le système de trajectographie interne d'ALICE. Il est situé au plus proche du vertex d'interaction primaire et présente la forme d'un cylindre de 0.7 m^3. Ses principaux objectifs sont :

- la détermination de la position du vertex primaire avec une résolution meilleure que $100\mu m$;
- la reconstruction des vertex secondaires de désintégration des hypérons et des mésons D et B ;
- la reconstruction de la trajectoire et l'identification des particules chargées d'impulsion inférieure à 200 MeV/c ainsi que de toutes celles traversant les zones non instrumentées de la TPC (cf. §2.2.1.2) ;
- l'amélioration des résolutions angulaire et en impulsion des particules reconstruites par la TPC.

L'ITS contribue ainsi à la plupart des objectifs physiques d'ALICE.

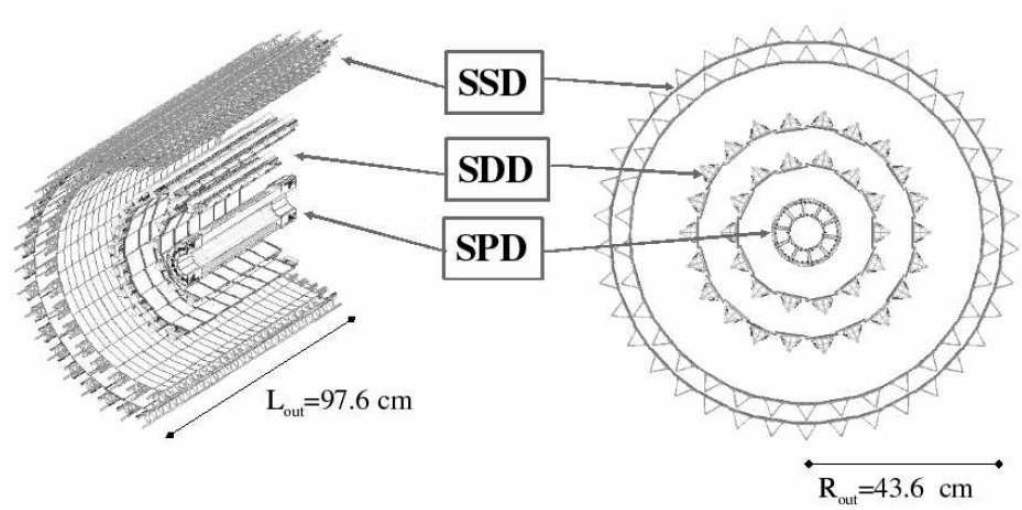


FIG. 2.3 – *Schéma de l'ITS*

Le détecteur ITS couvre le domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.9$. Comme l'illustre la figure 2.3, il est constitué d'un ensemble de 6 couches cylindriques de détecteurs silicium. Il est par ailleurs possible de distinguer trois sous-détecteurs, utilisant trois technologies différentes :

- le SPD ("Silicon Pixel Detector"), un détecteur silicium à pixels. Chaque pixel représente une surface de détection équivalente à $50 \times 425\ \mu m^2$. Il compose les deux couches internes situées à respectivement $r = 3.9$ (7.6) cm et $z = \pm 14.1\ cm$.
- le SDD ("Silicon Drift Detector"), un détecteur silicium à dérive. Il compose les deux couches centrales situées à respectivement $r = 15.0$ (23.9) cm et $z = \pm 22.2$ (29.7) cm. La vitesse de dérive dépendant de la température, ce détecteur nécessite un système de refroidissement par eau particulièrement complexe qui assure une stabilité de la température à 0.1 K près.
- le SSD ("Silicon Strip Detector"), un détecteur silicium double face à micro-pistes. Il compose les deux couches externes faisant la jonction avec la TPC et situées à respectivement $r = 38.0$ (43.0) cm et $z = \pm 43.1$ (48.9) cm.

L'utilisation de ces 3 technologies permet d'atteindre de très bonnes résolutions simple et double traces, en particulier pour les couches proches du vertex primaire d'interaction (cf. tableau 2.2).

Notons qu'en incluant ces 6 couches, la structure et les différents systèmes de refroidissement, l'épaisseur de matière traversée par une trace perpendiculaire à la surface du détecteur ne dépasse pas 0.08 longueurs de radiation.

En raison de la faible distance séparant l'ITS du point d'interaction, une importante densité de traces est attendue (jusqu'à 50 $particules/cm^2$ pour les couches les plus internes). Ceci nécessite de réduire au maximum la taille des capteurs et donc d'utiliser un nombre élevé de voies de lecture. Les tailles des cellules et le nombre de voies de lecture pour les 3 technologies sont répertoriés dans le tableau 2.2. L'ITS compte, au total, de l'ordre de 13 millions de canaux de lecture.

	SPD	SDD	SSD
$\sigma_{r-\varphi}$ simple trace (μm)	12	35	20
σ_z simple trace (μm)	100	25	830
$\sigma_{r-\varphi}$ double trace (μm)	100	200	300
σ_z double trace (μm)	850	600	2400
taille des cellules (μm^2)	50×425	202×294	95×400000
nombre de voies de lecture (k)	9835	133	2608

TAB. 2.2 – *Résolutions spatiales simple et double traces pour les trois types de détecteur de l'ITS. La taille des cellules et le nombre de voies de lecture sont également précisés.*

2.2.1.2 La TPC (Time Projection Chamber)

La TPC (Time Projection Chamber) d'ALICE constitue le détecteur le plus important du système de trajectographie de la partie centrale. Présentant la forme d'un cylindre de 5 m de long et de rayon externe égal à 2.5 m (pour un rayon interne de ~ 85 cm, cf. figure 2.4), elle est la plus grande TPC jamais construite. Elle permet de mesurer les particules chargées dans le domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.9$. Ses principaux objectifs sont :

- la reconstruction de la trajectoire et la mesure de l'impulsion avec une bonne efficacité de discrimination entre les traces pour des impulsions transverses comprises entre 0.1 et 100 GeV/c ;
- l'identification par la mesure de la courbure de la trajectoire et de la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) ;
- la détermination des vertex secondaires.

Les données de la partie centrale, et particulièrement de la TPC, sont également utilisées pour générer un trigger de haut niveau (HLT, cf. §2.2.4.2) afin de sélectionner les signaux de faible section efficace et de réduire le volume des données à sauvegarder.

La TPC couvre 360° en azimut (en dehors des zones non instrumentées). Son rayon interne a été choisi de manière à obtenir, en surface, une densité de particule inférieure à $0.1 - 0.2$ $particules/cm^2$. Son rayon externe permet, quant à lui, d'atteindre une résolution sur le dE/dx de l'ordre de 5.0% pour des traces isolées.

Le gaz utilisé est un mélange de $Ne/CO_2/N_2$ (85.7%/9.5%/4.8%). Il a été optimisé afin de :

- réduire les diffusions multiples ;

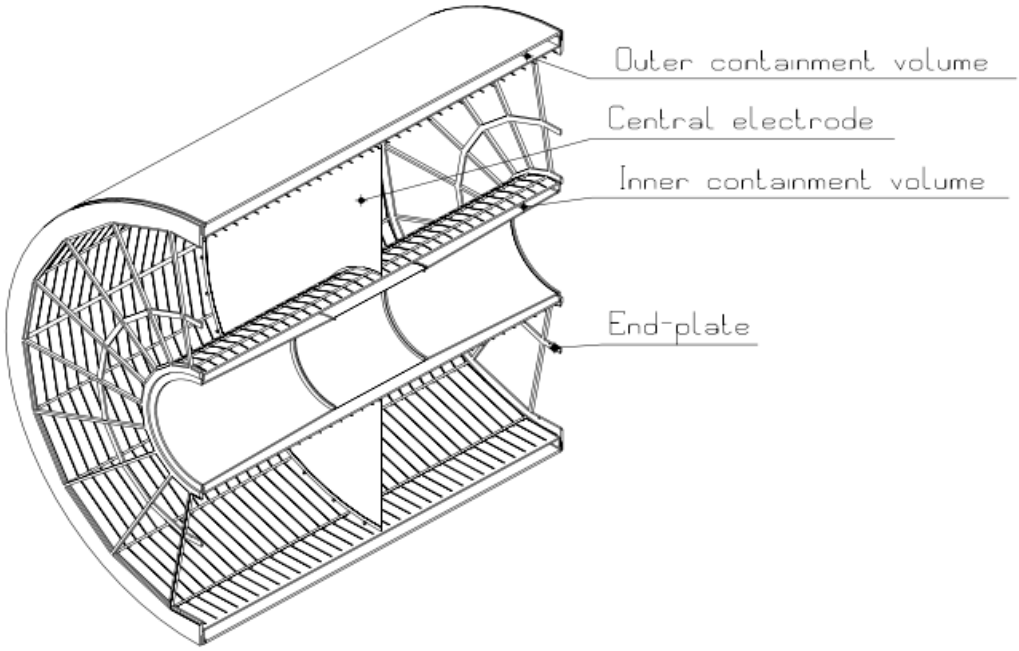


FIG. 2.4 – *Schéma de la TPC d'ALICE.*

- réduire la longueur de radiation : à pseudo-rapidité $\eta = 0$ l'épaisseur de matière traversée est estimée à 0.035 longueurs de radiation ;
- limiter les effets du vieillissement ;
- réduire le temps de dérive : étant données les dimensions de la TPC, avec une vitesse de dérive égale à 2.65 $cm/\mu s$ pour un champ appliqué de 400 V/cm, le temps maximal de dérive atteint 94 μs. La TPC est ainsi le détecteur le plus lent d'ALICE.

La vitesse de dérive et donc les performances de la TPC dépendent de la température. Un important système de refroidissement a ainsi été développé pour permettre de maintenir une température fixe dans tout le volume de gaz (90 m^3) à 0.1 K près.

La lecture se fait par des "pads" de différentes tailles (4×7.5 mm^2, 6×10 mm^2, et 6×15 mm^2). Ils sont répartis en 18 secteurs trapézoïdaux situés aux deux extrémités latérales de la TPC. Une granularité d'environ 560 000 "pads" permet d'atteindre, au niveau du cylindre interne (externe), une résolution sur la position de 1100 (800) μm en $r - \varphi$ et 1250 (1100) μm en z.

2.2.1.3 Le TRD (Transition Radiation Detector)

Le TRD (Transition Radiation Detector) a été développé pour l'étude de la production de (di-)électrons. Son principal objectif est de permettre une identification des électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c dans l'intervalle en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.9$. En dessous de 1 GeV/c, les électrons peuvent être identifiés par la TPC. Au delà de cette limite, la détection, par le TRD, du rayonnement de transition émis par les électrons traversant un radiateur peut être exploitée, en combinaison avec une mesure du dE/dx, afin d'obtenir la rejection des pions nécessaire à l'identification des électrons. La figure 2.5 illustre ce principe. Le TRD est également intégré au trigger de niveau L1 (cf. §2.2.4.1) en tant que source de déclenchement sur des particules chargées de haute impulsion.

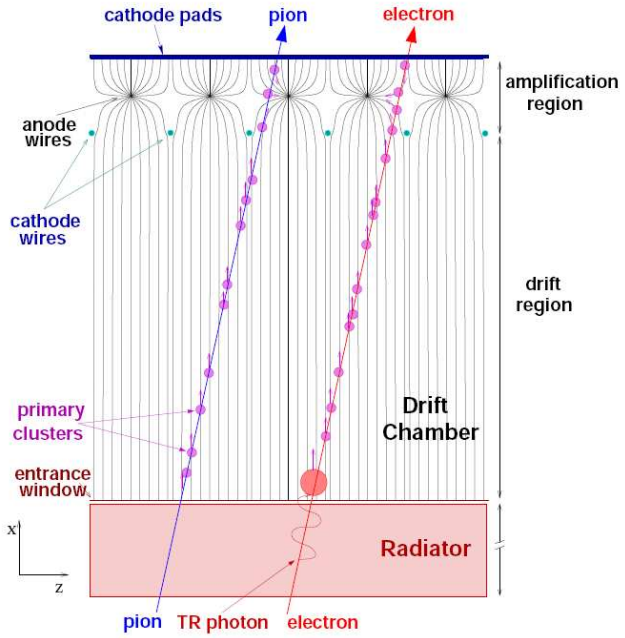


FIG. 2.5 – *Vue en coupe schématique d'un module du TRD illustrant le principe de discrimination e/π.*

Le détecteur TRD présente la forme d'un cylindre de 2.9 m de rayon interne et 3.7 m de rayon externe, pour une longueur de 7 m. Il est organisé en 18 super-modules (cf. figure 2.6), chacun se composant de 30 modules arrangés suivant 6 couches radiales et 5 secteurs selon z (dans la direction des faisceaux). Seuls 8 super-modules sont actuellement en service. Lorsque son installation sera terminée, il couvrira 360° en azimut et enveloppera complètement la TPC. L'ensemble des 540 modules couvriront une surface active de 683 m^2 et représenteront $1.18 \cdot 10^6$ canaux de lecture. Notons que l'épaisseur total correspond à 0.236 longueurs de radiation.

Chaque module est constitué d'un radiateur de 4.8 cm, d'une chambre proportionnelle multi-fils présentant une zone de dérive de $3,0$ cm et d'un plan de lecture segmenté (cf. figure 2.5). Au sein du radiateur, seuls les électrons ayant un facteur de Lorentz $\gamma > 1000$ ($p > 0.5$ GeV/c) produisent un rayonnement de transition qui pourra être détecté. Le gaz contenu dans la chambre proportionnelle (un mélange de Xe à 85% et de CO_2 à 15%) permet aussi bien la détection de la particule et du rayonnement de transition que la mesure du dE/dx. Notons que la mesure du temps de dérive permet également de reconstruire la trajectoire des particules.

La résolution spatiale $(r - \varphi)$ obtenue à 1 GeV/c est égale à $400(600)\mu m$ pour une multiplicité $dN_{ch}/d\eta = 2000$ ($dN_{ch}/d\eta = 8000$).

2.2.1.4 Le TOF (Time Of Flight)

Le TOF (Time Of Flight) est un détecteur qui permet de mesurer le temps de vol des particules. Enveloppant le TRD (cf. figure 2.6), il occupe le même intervalle en pseudo-

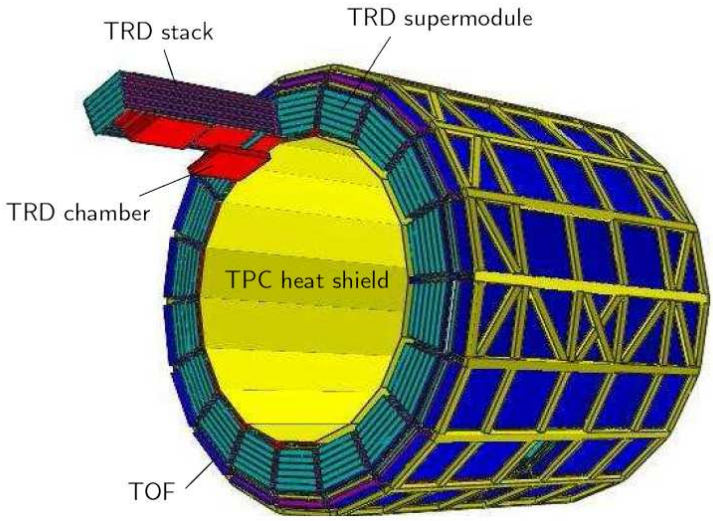


FIG. 2.6 – *Schéma en 3-D montrant l'emplacement du TRD et du TOF.*

rapidité que la TPC ($|\eta| < 0.9$) et est le dernier détecteur de la partie centrale à couvrir 360° en azimut. La mesure précise du temps de vol permet notamment :

- l'identification des pions et des kaons pour des impulsions inférieures à 2.5 GeV/c ;
- l'identification des protons pour des impulsions inférieures à 4 GeV/c ;
- une séparation π/K et K/p avec une résolution meilleure que 3σ ;
- la reconstruction de la trajectoire et une mesure du dE/dx pour les particules chargées d'impulsions inférieures à 1 GeV/c (en association avec l'ITS et la TPC).

Le TOF est organisé suivant une structure modulaire formée de 18 secteurs en φ et 5 modules dans la direction du faisceau, pour un total de 90 modules. Il présente la forme d'un cylindre de 3.7 m de rayon interne et 4 m de rayon externe, pour une longueur de 7.45 m. L'épaisseur totale de matière correspond à 0.3 longueurs de radiation. L'ensemble couvre une surface active totale de 141 m^2 et compte environ 160 000 voies de lecture.

Chaque module est constitué de 15 ou 19 détecteurs MRPC (Multi-gap Resistive Plate Chambers) dont le principe de détection est relativement similaire à celui des RPC du MUON_TRG qui sera présenté au §3.2. Elles fonctionnent en mode avalanche avec un mélange de $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6$ (90%/5%/5%) et permettent d'atteindre des résolutions temporelles meilleures que 50 ps pour des efficacités proches de 100%.

2.2.1.5 Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector)

Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) est un détecteur dédié à la mesure des hadrons chargés d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c. Il a pour objectif principal d'améliorer la capacité d'identification des particules d'ALICE en permettant l'identification des hadrons chargés au delà des intervalles accessibles par mesure du dE/dx (ITS, TPC) et du temps de vol (TOF). Il a notamment été optimisé pour permettre une séparation π/K jusqu'à 3 GeV/c et K/p jusqu'à 5 GeV/c. Le HMPID permet également une identification des noyaux et anti-noyaux légers (d, t, ^3He, α) de haute impulsion transverse.

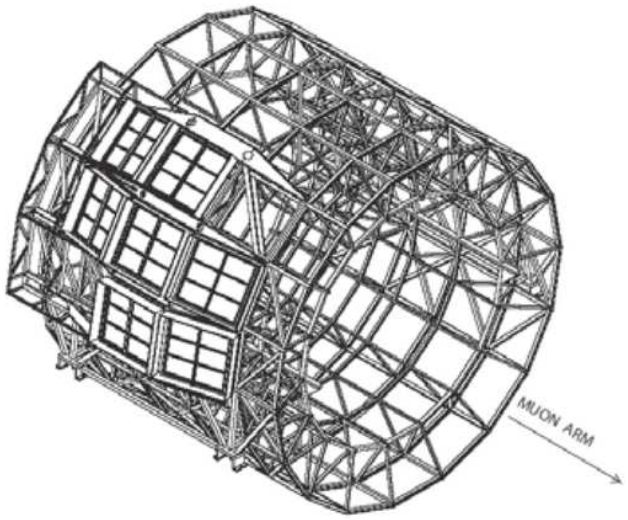


FIG. 2.7 – *Schéma en 3-D montrant l'emplacement du HMPID.*

Le détecteur HMPID se compose d'un unique bras situé à 5 m du point d'interaction (cf. figure 2.7) et couvrant 57.6° en azimut dans l'intervalle en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.6$, soit 10% de l'acceptance de la partie centrale. Il est constitué de 7 modules RICH ("Ring Imaging CHerenkov") de 1.5×1.5 m^2 chacun, pour une surface active totale de 10.7 m^2 et plus de 160 000 voies de lecture. L'épaisseur de matière correspond à 0.18 longueurs de radiations.

Comme l'illustre la figure 2.8, chacun des sept modules RICH est constitué d'un radiateur de C_6F_4 liquide, d'un volume de CH_4 et d'une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC). Les particules de $\beta > 0.77$ induisent, au sein du radiateur, un cône de lumière CHERENKOV qui s'étend dans le volume de CH_4 jusqu'à atteindre un rayon de plusieurs centimètres (10 à 15 cm pour des particules de $\beta = 1$). Ce rayonnement est ensuite détecté par les MWPC par l'intermédiaire d'une photo-cathode de CsI. La mesure de l'angle CHERENKOV avec un précision de quelques $mrad$ permet ainsi les séparations π/K et K/p dans les intervalles en impulsion transverse mentionnés précédemment.

2.2.1.6 Le PHOS (PHOton Spectrometer)

Le PHOS (PHOton Spectrometer) est un spectromètre électromagnétique haute résolution dédié à la mesure des photons et des mésons neutres via leur canal diphotonique. Ses principaux objectifs sont :

- de tester les propriétés thermiques et dynamiques de la phase initiale de la collision à partir de la mesure des photons directs ;
- d'étudier le "jet-quenching" (cf. §1.4.2.3) par la mesure des π^0 de haut p_t et des corrélations γ-jet.

Le détecteur PHOS est constitué d'un unique bras situé en bas de la partie centrale, à 4.6 m du point d'interaction (cf. figure 2.9, à gauche). Il se compose de 5 modules, dont 3 d'entre eux sont actuellement en service. Lorsque son installation sera achevée, il couvrira 100° en azimut et le domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.12$, soit 4.7% de l'acceptance de la

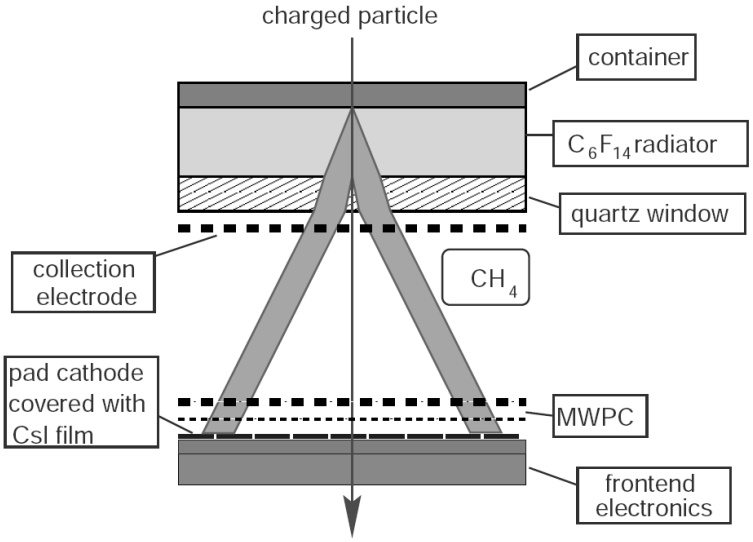


FIG. 2.8 – *Principe de fonctionnement d'un module RICH du HMPID.*

partie centrale.

Un module PHOS (cf. figure 2.9, à droite) se compose d'un calorimètre électromagnétique de haute granularité couplé à un détecteur CPV ("Charged Particle Veto"). Le calorimètre est constitué de 3584 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) d'un volume de $22 \times 22 \times 180\ mm^3$ chacun, pour une épaisseur équivalente à 20 longueurs de radiation. Ils fonctionnent à une température de $-25°C$ stabilisée avec une précision de $0.3°C$. Les mesures montrent que la rsolution en nergie est gale [64] :

$$\frac{\sigma_E}{E[GeV]} = \sqrt{\left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{E[GeV]}\right)^2 + \left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{\sqrt{E[GeV]}}\right)^2 + (1.12 \pm 0.3)^2} \qquad (2.1)$$

Le détecteur CPV est, quant à lui, une chambre proportionnelle multi-fils. Il est situé en amont du calorimètre et permet d'identifier plus de 99% des particules chargées pour moins de 0.05 longueurs de radiations.

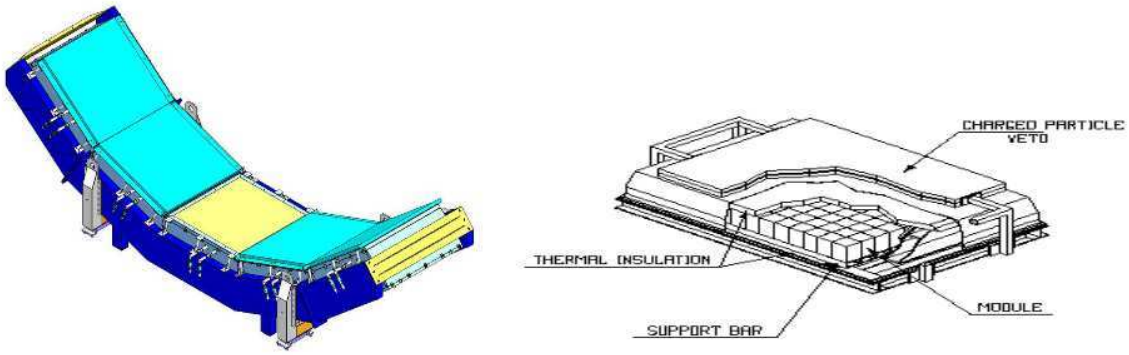


FIG. 2.9 – *Schéma d'un module (à droite) et du détecteur PHOS (à gauche).*

2.2.1.7 Le EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter)

Le EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter) [65] est un calorimètre électromagnétique qui a été proposé afin d'améliorer le potentiel d'ALICE dans la mesure de jets et l'étude du "jet-quenching", notamment par l'intermédiaire des corrélations γ-jet. Sa construction a débuté en 2008. Le EMCAL a pour objectif de permettre une reconstruction complète des jets de haut p_t et de délivrer des signaux de trigger de niveau L0 et L1 pour les jets durs, les photons et les électrons. Une estimation basée sur les simulations et les tests sous faisceaux prévoit une résolution sur l'énergie des jets reconstruits meilleure que $12\%/\sqrt{E} \oplus 1.7\%$.

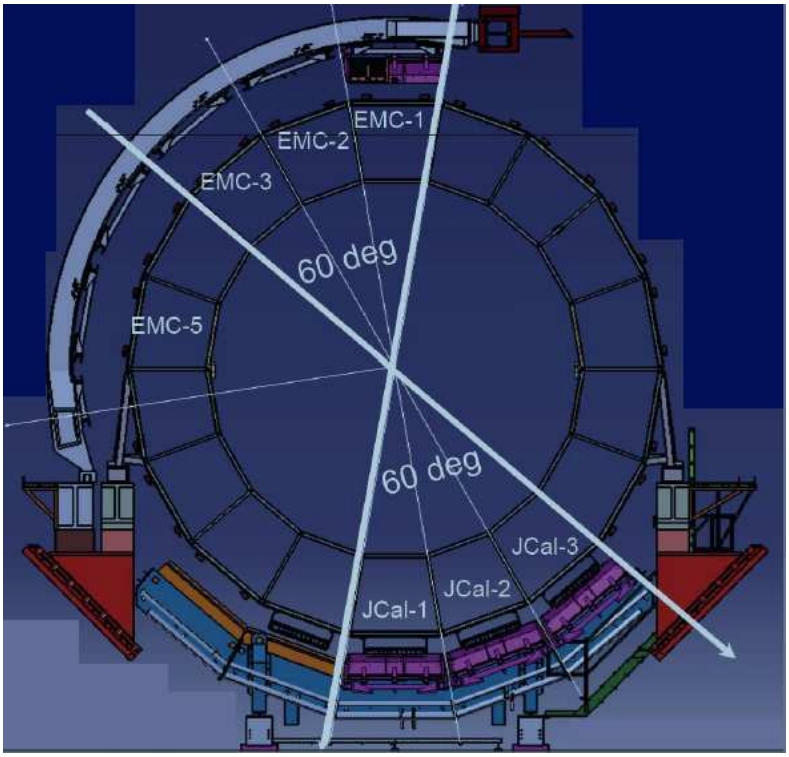


FIG. 2.10 – *Schéma du détecteur EMCAL. Le projet d'extension DCal (noté JCal sur le schéma) est également indiqué.*

Le détecteur EMCAL est installé du coté opposé au détecteur PHOS, à une distance de 4.5 m du point d'interaction (cf. figure 2.10). Il est constitué de 10 super-modules, pour un total 2880 modules et 11520 voies de lecture. Seuls 4 super-modules sont actuellement en service et fonctionnent. Lorsqu'il sera complètement installé, il couvrira le domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.7$ et 100° en azimut.

Un module EMCAL est constitué de 2×2 tours. Chaque tour est un empilement de couches de plomb et de scintillateurs, pour un volume actif de $6 \times 6 \times 24.6\ cm^3$. L'épaisseur totale représente 20.1 longueurs de radiation.

Un projet d'extension du détecteur EMCAL (DCal) est également prévu. DCal sera composé de 6 super-modules de taille inférieure (2/3 d'un super-module de EMCAL) situés de part et d'autre du détecteur PHOS et permettant une augmentation de $\sim 60\%$ de l'accep-

tance d'EMCAL (cf. figure 2.10). Leur position, à l'exact opposé de 6 des 10 super-modules d'EMCAL, permettra également une étude plus fine des corrélations photons-hadrons et hadrons-hadrons.

2.2.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [66] est l'ensemble de détection d'ALICE dédié à la mesure des muons. Ses objectifs physiques sont multiples :

- la mesure des quarkonia (J/Ψ, Ψ', Υ, Υ' et Υ'') et des résonances de basse masse (ρ, ω et ϕ) via leur canal de désintégration dimuonique ;
- la mesure des saveurs lourdes ouvertes dans le canal muonique et dimuonique ;
- le mesure des $W^{\pm}$ et Z^0 via leur canal de désintégration muonique.

Les taux de production de saveurs lourdes sont également accessibles dans le domaine en pseudo-rapidité $-2.5 < \eta < -1$, à travers la mesure des coïncidences $e - \mu$ où la détection de l'électron est assurée par le TRD.

En combinant ces informations avec celles provenant d'autres détecteurs d'ALICE, tels que le ZDC, le PMD ou l'ITS, il est possible d'étudier la suppression des quarkonia en fonction de la centralité, l'une des principales signatures de la formation du plasma de quarks et de gluons (cf. §1.6).

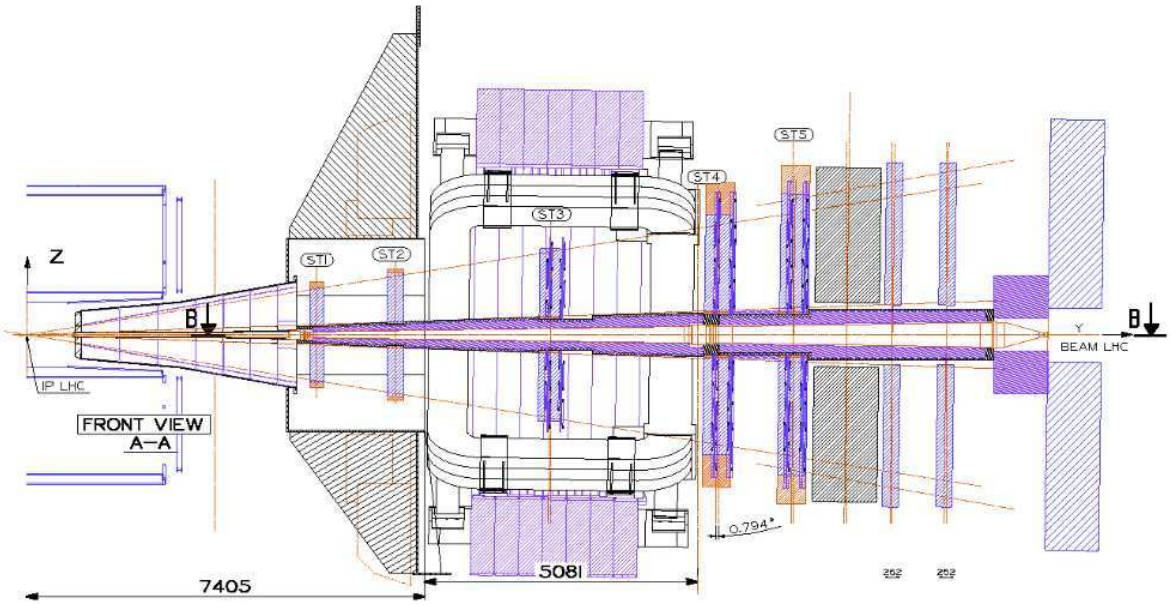


FIG. 2.11 – *Le spectromètre à muons.*

Le spectromètre à muons (cf. figure 2.11) prend la forme d'un bras d'une longueur de 17 m et de plus de 6 m de haut sur sa partie la plus éloignée du point d'interaction. Il est situé aux petits angles et couvre le domaine en pseudo-rapidité $-4 < \eta < -2.5$ (entre 2° et 9°). Il se compose d'un absorbeur frontal, un absorbeur à petits angles ("beam-shield"), un système de trajectographie ("tracking") constitué de 5 stations, un aimant dipolaire, un mur de fer (le filtre à muons) et 2 stations de trigger (MUON_TRG).

Une résolution de 100 MeV/c^2 pour les dimuons de masse invariante proche de 10 GeV/c^2 est nécessaire pour pouvoir résoudre les états liés de la famille du Υ. Ceci contraint à la fois la valeur du champ magnétique dipolaire, la résolution du système de trajectographie et la qualité de l'alignement.

2.2.2.1 L'absorbeur frontal

L'absorbeur frontal est un cône de 4.13 m de long ($\sim$ 10 longueurs d'interaction, $\sim$ 60 longueurs de radiation) couvrant l'acceptance du spectromètre à muons, et situé à l'intérieur de l'aimant L3, à 90 cm du point d'interaction. Il a pour objectif d'absorber une part importante des hadrons et ainsi de réduire le bruit de fond muonique provenant principalement de la décroissance des pions et des kaons. Il permet donc de réduire la densité de coups (correspondant au passage d'une particule chargée) au niveau des premières chambres de trajectographie à environ $5 \cdot 10^{-2}$ $coups/cm^2$ pour les collisions Pb-Pb les plus centrales. Cette valeur de la densité de coups est la valeur maximale permettant une bonne séparation des traces et une résolution en masse invariante suffisante.

L'absorbeur frontal a été optimisé pour limiter les diffusions multiples et la perte d'énergie des muons, et est donc principalement constitué de carbone et de béton (cf. figure 2.12). Afin de protéger les détecteurs de la partie centrale des particules secondaires produites dans l'absorbeur lui-même, une couche de plomb a été ajoutée sur la partie la plus proche du point d'interaction.

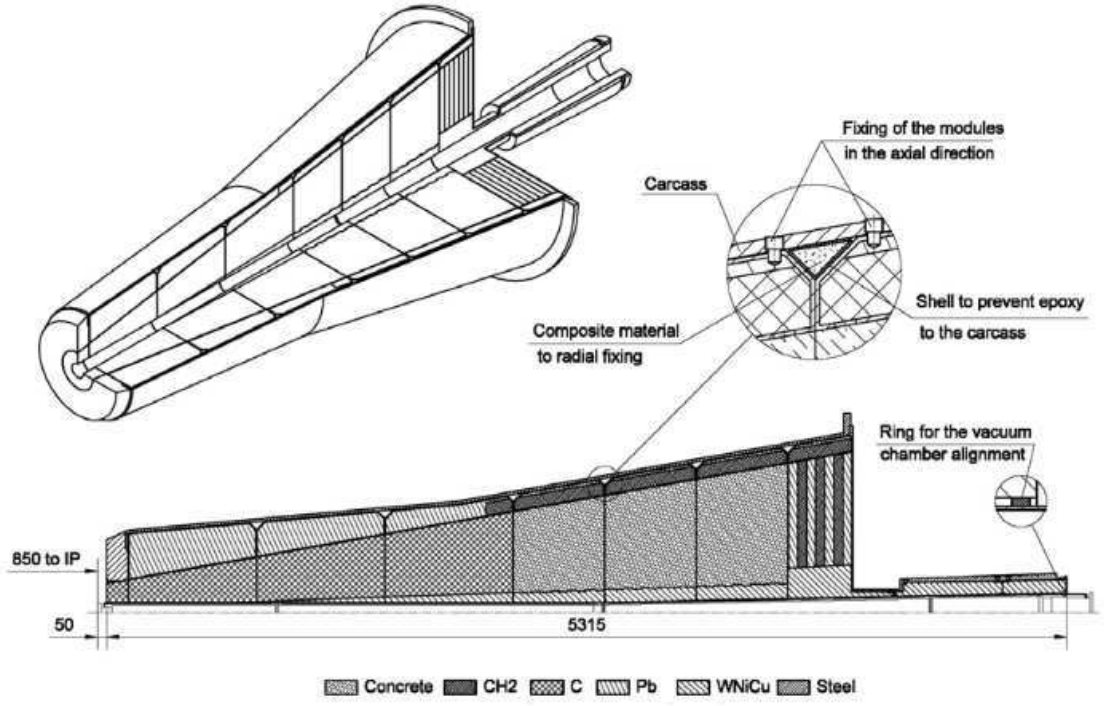


FIG. 2.12 – *Schéma de l'absorbeur frontal.*

2.2.2.2 Le "beam-shield"

Le spectromètre à muons est protégé, sur toute sa longueur, par un absorbeur entourant le tube à vide, le "beam-shield". Il est constitué de matériaux très denses tels que le tungstène, le plomb et l'acier. Il a pour objectif principal de protéger le détecteur des interactions faisceaux-gaz ("beam-gas") et des particules produites à grande rapidité. Comme l'illustre la figure 2.13, le "beam-shield" présente une géométrie dite ouverte qui permet notamment de limiter le bruit de fond provenant des interactions entre les particules émises aux très petits angles et le "beam-shield" lui-même.

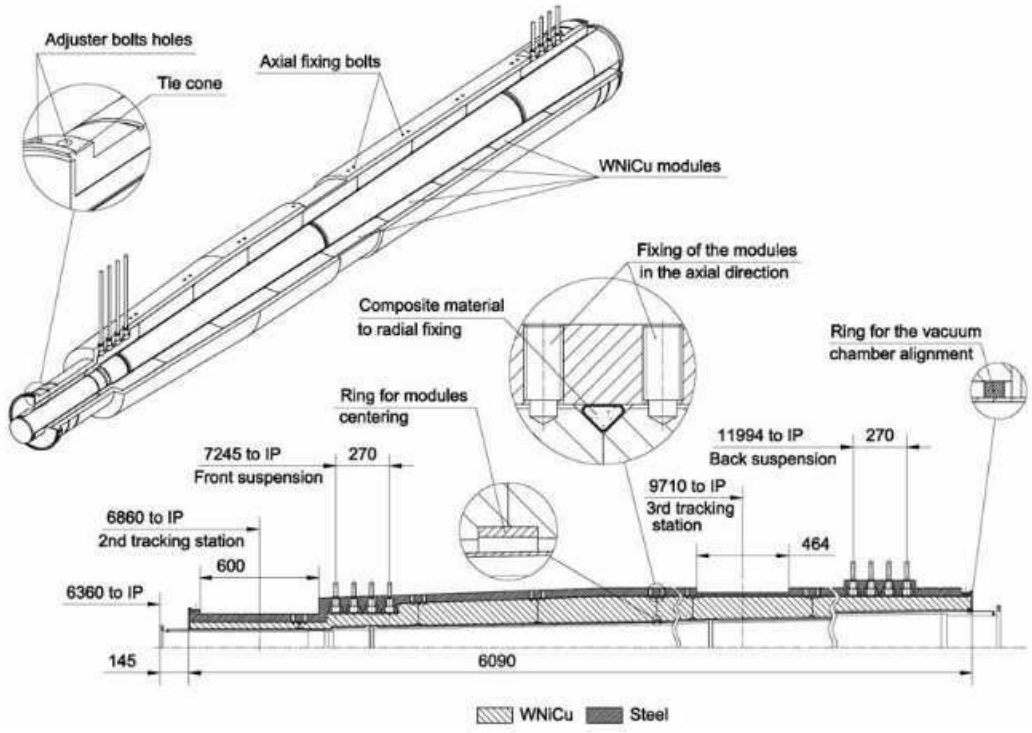


FIG. 2.13 – *Schéma du "beam-shield".*

2.2.2.3 Le dipôle

Le dipôle du spectromètre à muons est un aimant chaud situé à 9.94 m du point d'interaction et d'une longueur de 5 m. Comme l'illustre la figure 2.14 représentant le profil du champ magnétique dans la direction du faisceau, il génère un champ magnétique intégré de $3\ T \cdot m$, pour une valeur maximale de 0.7 T. Il a pour effet de dévier les particules chargées dans le plan (Y,Z).

Notons que la faible distance qui sépare l'aimant L3 du dipôle ($\sim 10\ cm$) engendre une force magnétique estimée à plus de 120 t entre les deux aimants [64]. Des mesures effectuées à pleine puissance, ne montre aucun déplacement des structures soutenant les aimants. Notons cependant que l'absorbeur frontal présente un déplacement proche de 2 mm.

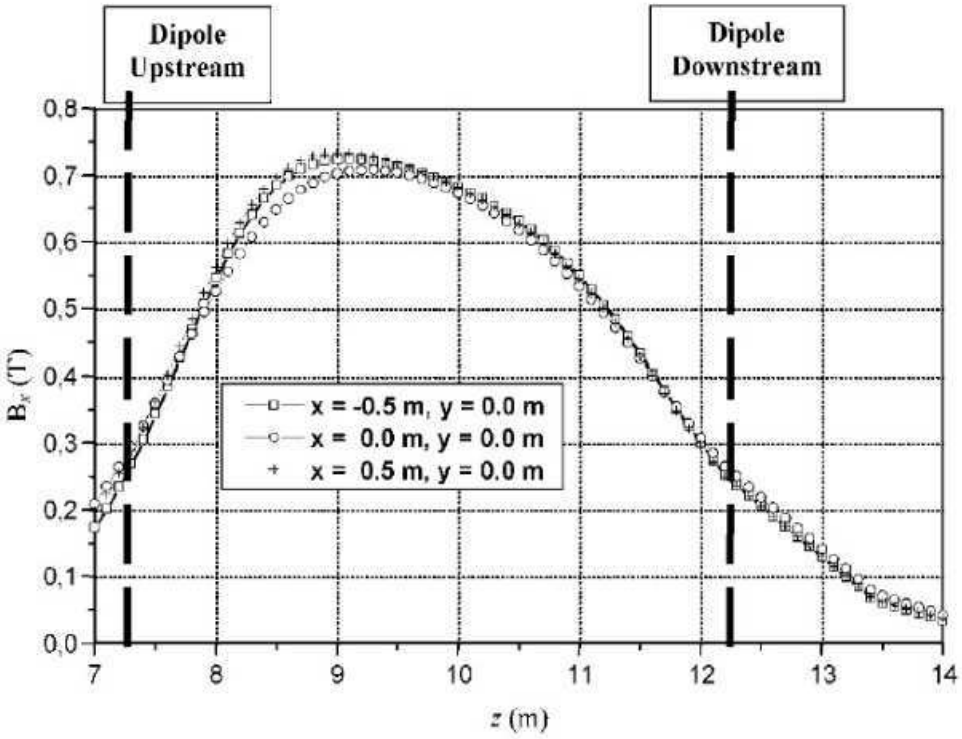


FIG. 2.14 – *Profil du champ magnétique dipolaire (B_x) dans la direction du faisceau (z) pour différentes positions dans le plan (X,Y).*

2.2.2.4 Les chambres de trajectographie

Le système de trajectographie du spectromètre à muons est constitué de 10 chambres de détection couvrant une surface totale de $\sim 100\ m^2$ et réparties en 5 stations. Elles sont situées de part et d'autre du dipôle (2 à l'avant, 1 à l'intérieur et 2 à l'arrière), entre 5.557 et 14.221 m du point d'interaction. Elles permettent de reconstruire la trajectoire et de mesurer l'impulsion des muons, en association avec le dipôle, avec une très bonne résolution spatiale ($\sim 70\ \mu m$ dans le plan de déviation).

Une telle résolution est atteinte grâce à l'utilisation de détecteurs CPC ("Cathode Pad Chambers"). Comme l'illustre la figure 2.15, un détecteur CPC se compose de deux plans de cathodes segmentés situés de part et d'autre d'un plan de fils anodiques. L'ensemble est rempli avec un mélange Ar/CO_2 (80%/20%). Le signal provoqué par ionisation du gaz lors du passage d'une particule chargée est amplifié par un phénomène d'avalanche sous l'effet du champ électrique appliqué. La position de l'impact est ensuite reconstruite à partir des distributions de charge induite sur les deux plans de cathode.

Une granularité plus importante étant nécessaire pour les stations les plus proches du point d'interaction, la géométrie des détecteurs diffère en fonction des stations. Les détecteurs se présentent notamment sous la forme de quadrants pour les deux premières stations et de lattes pour les stations 3 à 5. La taille des "pads" (ou "strips") de lecture varie de $4.2 \times 6.3\ mm^2$ à $5 \times 100\ mm^2$, pour un total de $1.08 \cdot 10^6$ voies de lecture.

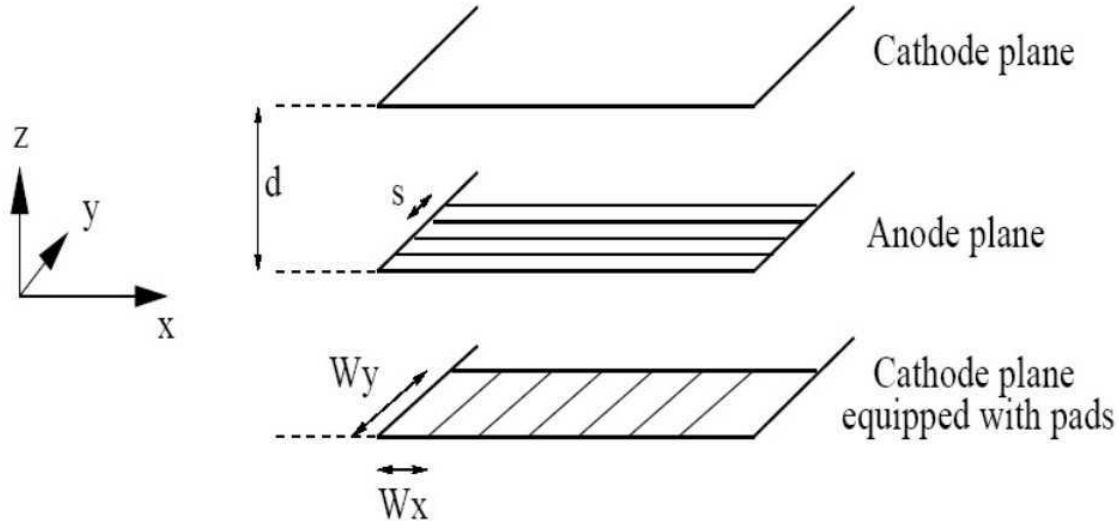


FIG. 2.15 – *Schéma de principe d'une CPC ("Cathode Pad Chambers").*

2.2.2.5 Le filtre à muons

L'absorbeur frontal et le "beam-shield" permettent de protéger les chambres de trajectographie et de trigger. Une protection additionnelle est cependant nécessaire pour les chambres de trigger. A cet effet, le filtre à muons, un mur de fer d'une largeur de 1.2 m ($\sim$ 7.2 longueurs d'interaction, $\sim$ 68 longueurs de radiation) est placé après la dernière station de trajectographie, juste avant les chambres de trigger. Cet absorbeur a notamment pour but de limiter le taux de déclenchements sur le bruit de fond (muons de basse énergie et hadrons résiduels). Il sert également de filtre à muons pour le spectromètre : $\sim$ 98% des particules absorbées par le mur de fer sont des muons. Notons que la combinaison des 3 absorbeurs du spectromètre à muons a pour effet d'absorber tous les muons d'impulsion inférieure à $\sim 4\ GeV/c$.

2.2.2.6 Le système de déclenchement (MUON_TRG)

Le spectromètre à muons est doté d'un système de déclenchement rapide et efficace : le MUON_TRG. Il permet de sélectionner les événements "single muons" et "dimuons", et de délivrer un signal de déclenchement de niveau L0 (cf. §2.2.4.1). Dans le cas des collisions Pb-Pb les plus centrales, de l'ordre de 8 muons, essentiellement de bas p_t, provenant de la désintégration des pions et des kaons, sont attendus dans l'acceptance du spectromètre. Afin de réduire le taux de déclenchements sur ces événements de bruit de fond, une coupure en impulsion transverse est opérée par l'électronique du MUON_TRG, après reconstruction rapide des traces (au niveau du "hardware"). Deux coupures programmables, dont il est possible de faire varier les seuils entre ~ 0.5 et $\sim 2\ GeV/c$, sont appliquées en parallèle. Elles sont référencées : *Low* p_t et *High* p_t.

Des simulations ont montré que la valeur optimale du seuil de la coupure *Low* p_t (*High* p_t) est de 1 GeV/c (1.7 GeV/c). Ce choix représente un compromis entre la suppression du bruit de fond et l'efficacité de détection du signal dans la région en masse du J/Ψ (du Υ).

Le MUON_TRG se compose de 4 plans de RPC répartis en 2 stations situées à respectivement 16.120 m et 17.120 m du point d'interaction. Les spécificités techniques du MUON_TRG seront détaillées au chapitre 3.

2.2.3 Les détecteurs situés aux petits angles

Plusieurs détecteurs situés aux petits angles viennent s'ajouter à la partie centrale et au spectromètre à muons. De tailles plus modestes, ils sont très spécialisés et permettent notamment d'obtenir des informations sur les caractéristiques de l'événement (centralité, multiplicité, etc). Nombre d'entre eux sont également utilisés en tant que source de déclenchement.

2.2.3.1 Le PMD (Photon Multiplicity Detector)

Le PMD (Photon Multiplicity Detector) est un détecteur dédié à la mesure des photons dans le domaine en pseudo-rapidité $2.3 \leq \eta \leq 3.7$. Ses principaux objectifs sont :

- la mesure de la la multiplicité de photons ;
- la mesure de la distribution spatiale $(\eta - \phi)$ des photons ;
- l'estimation, événement par événement, de l'énergie électromagnétique transverse et du plan de réaction.

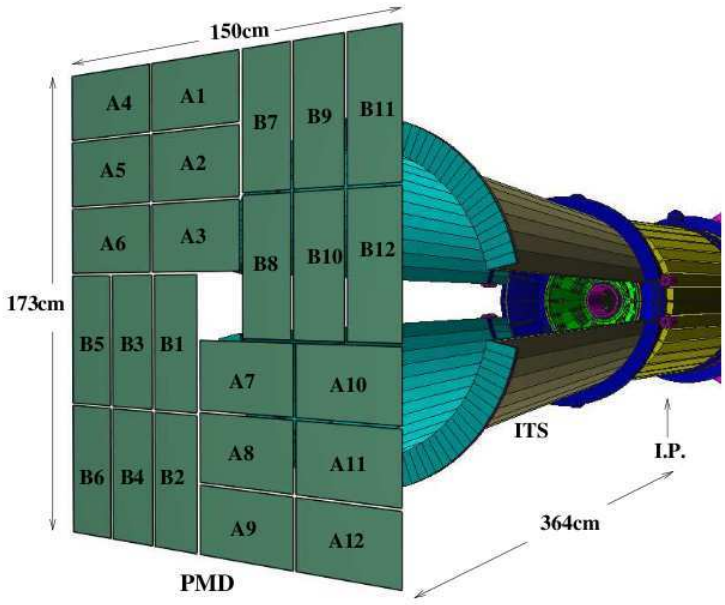


FIG. 2.16 – *Schéma du détecteur PMD.*

En raison de l'importante densité de particules dans le domaine en η considéré, une mesure des photons par calorimétrie n'est pas envisageable. Le PMD utilise donc une méthode de détection basée sur la mesure des pieds de gerbes (ou "preshower"). Il se compose donc d'un convertisseur en plomb de 15 mm d'épaisseur (correspondant à 3 longueurs de radiation) situé entre 2 plans de compteurs proportionnels à gaz de haute granularité de lecture. Le premier plan est utilisé en tant que veto pour les particules chargées, avec une efficacité de 96%, tandis que le second est utilisé comme détecteur de pied de gerbe et est dédié à

l'identification des photons. Ce dispositif permet une efficacité moyenne de comptage des photons d'environ 56%.

Le détecteur PMD (cf. figure 2.16) se situe à 3.64 m du point d'interaction, du coté opposé au spectromètre à muons. Chacun des 2 plans représente un rectangle de 150×170 cm^2 segmenté en 24 modules de 4608 canaux de lecture. La totalité de détecteur compte ainsi plus de 220 000 voies de lecture, pour une surface active de 2.59 m^2.

2.2.3.2 Le FMD (Forward Multiplicity Detector)

Le FMD (Forward Multiplicity Detector) a pour but de compléter l'ITS en fournissant des informations sur la multiplicité de particules chargées dans les domaines en pseudo-rapidité $-3.4 < \eta < -1.7$ et $1.7 < \eta < 5.0$. Il permet également une détermination du plan de réaction ainsi qu'une étude des fluctuations de multiplicité événement par événement.

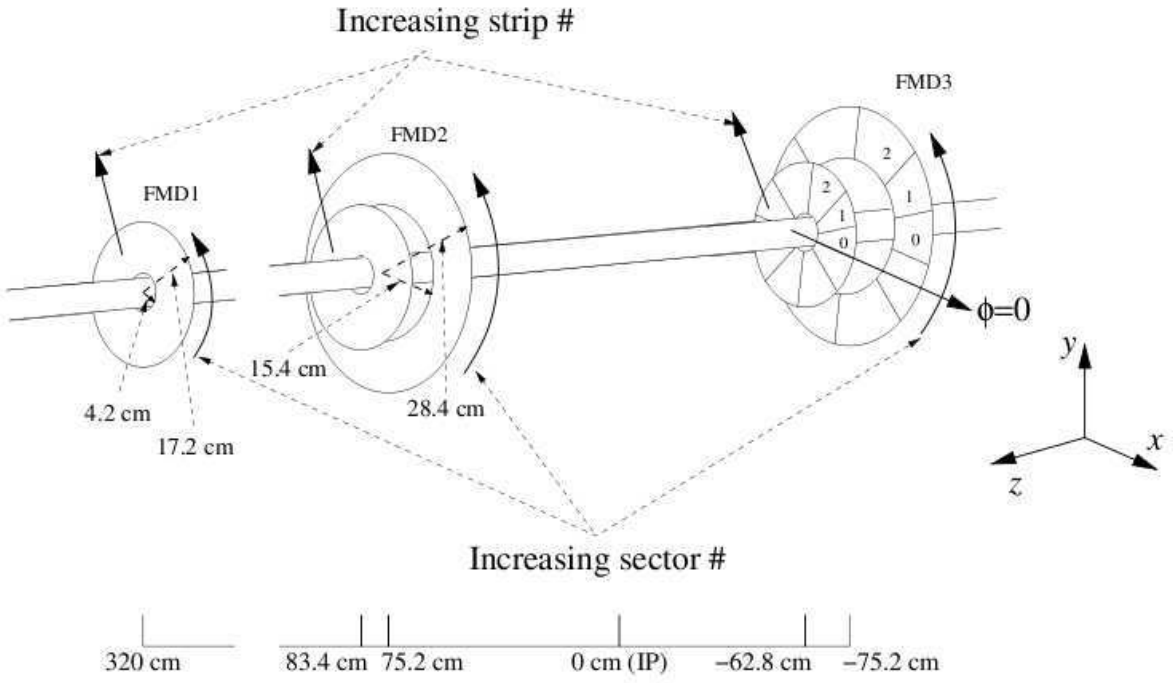


FIG. 2.17 – *Schéma du détecteur FMD.*

Comme l'illustre la figure 2.17, le FMD est constitué de 3 sous-ensembles de détecteurs silicium en forme d'anneau : FMD1, FMD2 et FMD3. Les FMD2 et FMD3 sont situés à respectivement 75.2 et 62.8 cm de part et d'autre du point d'interaction, et couvrent approximativement la même acceptance. Ils se composent tous les deux d'un anneau de grande taille (15.4 cm de rayon interne et 28.4 cm de rayon externe) et d'un anneau de petite taille (4.2 cm de rayon interne et 17.4 cm de rayon externe). Le FMD1 est, quant à lui, placé à 3.2 m du point d'interaction, du coté opposé au spectromètre à muons. Il est constitué d'un unique anneau de petite taille et permet d'augmenter la couverture en pseudo-rapidité jusqu'à $\eta = 5.0$. La totalité du détecteur compte plus de 51 000 voies de lecture.

2.2.3.3 Le T0

Le T0 est un détecteur rapide dédié à l'étude de certaines caractéristiques de l'événement. Ses objectifs sont de :

- fournir une référence temporelle (le "T0") fixant l'instant de la collision pour le détecteur TOF et délivrer un signal de "pre-trigger" au détecteur TRD ;
- mesurer la position du vertex primaire d'interaction et générer un signal de déclenchement s'il est inclu dans un intervalle préalablement défini ;
- mesurer la multiplicité de particules et générer un signal de déclenchement ("minimum bias", "semi-central" ou "central") en complément du détecteur V0 (cf. §2.2.3.4).

Les signaux de déclenchement générés font partie du trigger de niveau L0 (cf. §2.2.4.1).

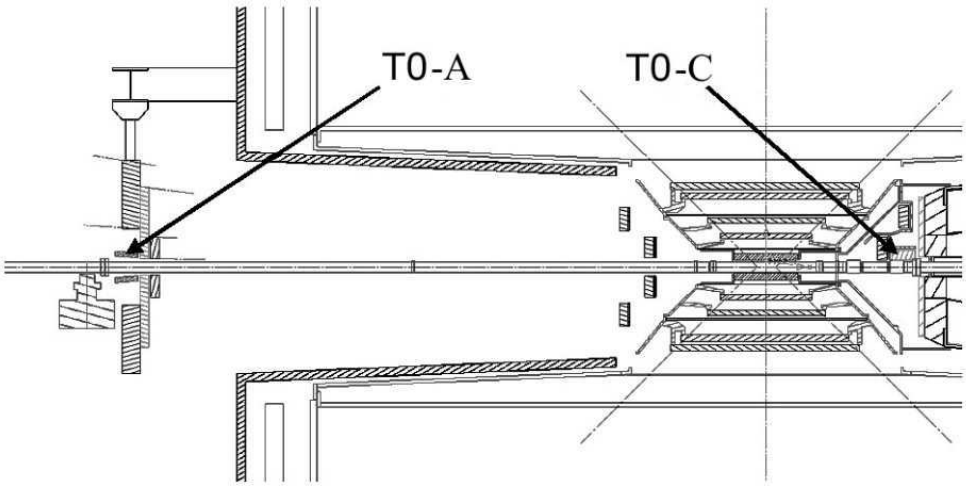


FIG. 2.18 – *Schéma montrant l'emplacement du détecteur T0 au sein d'ALICE.*

Le détecteur T0 se compose de 2 sous-ensembles, le T0-A et le T0-C, de 12 compteurs CHERENKOV à radiateur à quartz chacun. Ils sont situés au plus près du faisceau, de part et d'autre du point d'interaction, à respectivement 3.75 m et 72.7 cm (cf. figure 2.18). Ils couvrent les domaines en pseudo-rapidité $-3.28 \leq \eta \leq -2.97$ (T0-C) et $4.61 \leq \eta \leq 4.92$ (TO-A).

Le T0 est équipé d'une électronique rapide qui lui permet de présenter un temps mort inférieur à 25 ns et d'atteindre une résolution en temps égale à $\sigma = 37$ ps. Il est également capable de mesurer la position du vertex avec une précision de ± 1.5 cm.

2.2.3.4 Le V0

Le V0 est un détecteur situé aux petits angles destiné à affiner le système de déclenchement d'ALICE. Il a pour but de :

- délivrer un trigger "minimum bias" lors des collisions p-p et Pb-Pb ;
- délivrer deux triggers de centralité ("semi-Central Trigger" et "Central Trigger") en collisions Pb-Pb via une mesure de la multiplicité ;
- participer à la mesure de la luminosité en collisions p-p avec une précision de l'ordre de 10%.

Les signaux de déclenchement générés font partie du trigger de niveau L0 (cf. §2.2.4.1).

Le V0 est constitué de 2 matrices de scintillateurs situées de part et d'autre du point d'interaction :

- le V0A : il est placé à 3.4 m du point d'interaction, du coté opposé au spectromètre à muons, et couvre le domaine en pseudo-rapidité $2.8 < \eta < 5.1$. Il prend la forme d'un disque de 35 cm de rayon externe, segmenté en 32 scintillateurs répartis en 4 anneaux et 8 secteurs de 45° en azimut.
- le V0C : il est implanté juste avant l'absorbeur frontal du spectromètre à muons, à 90 cm du point d'interaction. Il s'agit d'un disque de 45 cm de rayon externe couvrant le domaine en pseudo-rapidité $-3.7 < \eta < -1.7$. Comme l'illustre la figure 2.19 (à droite), il est segmenté en 48 scintillateurs arrangés suivant 2 anneaux internes de 8 scintillateurs et 2 anneaux externes de 16 scintillateurs. Les scintillateurs des 2 anneaux externes sont groupés par 2 afin de ne former qu'un seul élément de détection.

Notons que les acceptances du V0C et du spectromètre à muons se recouvrent sur l'intervalle en pseudo-rapidité $-3.7 < \eta < -2.5$. Ainsi, lors des analyses "hors ligne", l'absence de signal dans le V0C peut être utilisée pour rejeter une part importante du bruit de fond, pour les événements muons, provenant des interactions "beam-gas" (et évaluer leur taux).

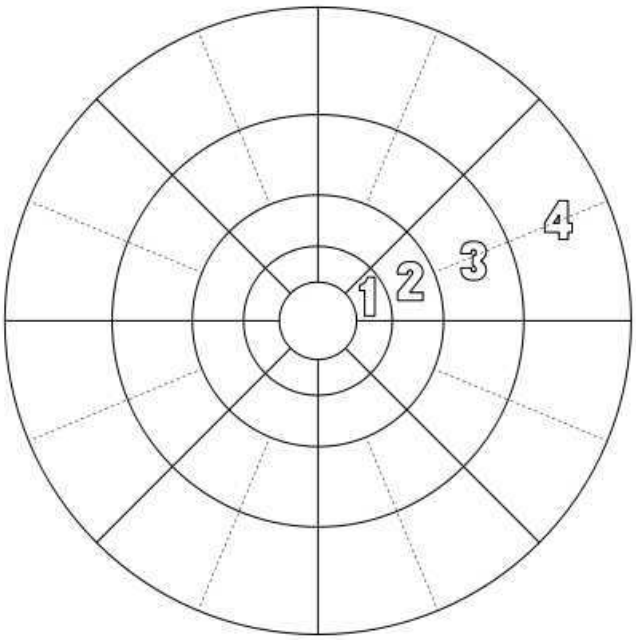


FIG. 2.19 – *Schéma illustrant la segmentation du détecteur V0C.*

2.2.3.5 Le ZDC (Zero Degree Calorimeter)

Le ZDC est constitué d'un ensemble de détecteurs situés au plus proche des faisceaux. En collisions d'ions lourds, ils ont pour but de mesurer l'énergie E_{ZDC} déposée par les nucléons dits spectateurs, $N_{spectateurs}$, ce qui permet de remonter au nombre de nucléons participants,

$N_{participants}$. Lorsque tous les nucléons spectateurs sont détectés, ce nombre est donné par :

$$E_{ZDC} = E_{nucleon} \times N_{spectateurs} \tag{2.2}$$

$$N_{participants} = A - N_{spectateurs} \tag{2.3}$$

où A est le nombre de masse du noyau et $E_{nucleon}$ est l'énergie par nucléon du faisceau d'ions.

Le nombre de participants est directement lié à la géométrie de la collision et permet d'obtenir des informations sur la centralité. Ces informations sont par ailleurs utilisées afin de générer un signal de déclenchement de niveau L1. Le ZDC peut également fournir une estimation du plan de réaction lors de collisions d'ions lourds.

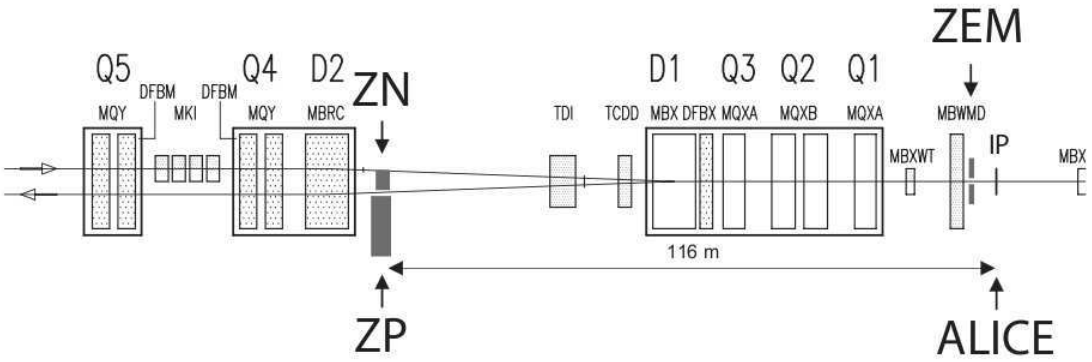


FIG. 2.20 – *Schéma de la ligne de faisceaux du coté opposé au spectromètre à muons illustrant les localisations du ZN, ZP et ZEM. Les positions des dipôles (Dx) et quadrupôles (Qx) sont également indiquées.*

Le ZDC est constitué de 2 sous-ensembles situés de part et d'autre de la caverne ALICE, à 116 m du point d'interaction. Chacun se compose d'un calorimètre à neutrons (ZN) et d'un calorimètre à protons (ZP) de respectivement $7.04 \times 7.04 \times 100$ et $12 \times 22.4 \times 150$ cm^3 de volume. Comme l'illustre la figure 2.20, le ZN est placé entre les 2 tubes à vides, à 0° par rapport à l'axe du LHC, tandis que le ZP se situe à l'extérieur, du coté où les particules positives sont déviées par les aimants du LHC.

Le ZN et le ZP utilisent une technique de calorimétrie à base de fibre de quartz : la gerbe induite par les particules incidentes dans un absorbeur rayonne par effet CHERENKOV dans des fibres de quartz insérées tout le long de l'absorbeur. Le signal est ensuite mesuré par des photo-multiplicateurs et permet d'accéder à l'énergie déposée. Le ZN présente un absorbeur en tungstène d'une épaisseur de 251 $X0$, tandis que l'absorbeur du ZP est constitué de laiton sur une longueur équivalente à 100 $X0$.

Des tests effectués au SPS avec des faisceaux de hadrons d'une énergie de 50 à 150 GeV ont montrés que, en extrapolant aux énergies du LHC (2.76 $TeV/nucleon$ pour des faisceaux de plomb), la résolution sur l'énergie reconstruite par le ZN (ZP) serait proche de 11.4% (13%).

Lors des collisions ultra-périphériques, les nucléons spectateurs restent dans le tube à vide et aucun signal n'est présent dans le ZN et le ZP. Afin de lever l'ambiguïté avec les

collisions les plus centrales (pour lesquelles le nombre de spectateur est très faible), le ZEM a été implanté en complément du ZN et du ZP. Il a pour principal objectif de mesurer les photons provenant de la décroissance des pions neutres qui sont produits massivement lors des collisions centrales à l'inverse des collisions ultra-périphériques pour lesquelles aucun signal n'est présent dans le ZEM.

Le ZEM est composé de 2 calorimètres électromagnétiques de petite taille et est implanté à $\sim 7\ m$ du point d'interaction, du coté opposé au spectromètre à muons (cf. figure 2.20). Il couvre le domaine en pseudo-rapidité $4.8 < \eta < 5.7$. et utilise la même technique de détection que le ZP et le ZN avec un absorbeur en plomb de 35.4 longueurs de radiations. La résolution en énergie du ZEM a été estimée, par simulation, entre moins de 1% pour les collisions Pb-Pb centrales et 1.8% pour les plus périphériques.

2.2.4 Les services centraux

2.2.4.1 Le CTP (Central Trigger Processor)

Le CTP (Central Trigger Processor) est le système de déclenchement d'ALICE. Il a pour objectif, pour chaque événement, de combiner les signaux de trigger provenant des sous-détecteurs impliqués dans la sélection des événements (tels que le MUON_TRG ou le V0) et d'envoyer un signal de déclenchement à un ensemble (ou "cluster") de détecteurs si l'événement présente les caractéristiques requises. Afin de prendre en compte les nombreuses spécificités des différents sous-détecteurs d'ALICE, notamment en terme de temps de réponse, il opère suivant 3 niveaux :

- L0 : il représente le niveau le plus rapide avec un temps de latence (temps écoulé entre la collision et la réception du signal de L0 par les différents sous-détecteurs) de 1.2 μs. Pour cela, les signaux de déclenchement de niveau L0 doivent arriver au CTP en moins de 800 ns. La liste des signaux de déclenchement participant au niveau L0 est présentée dans le tableau 2.3.
- L1 : il présente un temps de latence de 6.5 μs. La liste des signaux de déclenchement participant au niveau L1 est présentée dans le tableau 2.4.
- L2 : seule la TPC participe à ce niveau. Le temps de latence est ici contraint par le temps de dérive des électrons dans le volume de gaz ($\sim 94\ \mu s$) et vaut environ 100 μs.

Les deux premiers niveaux ont pour but d'envoyer un signal de mise en attente de lecture aux sous-détecteurs concernés, tandis que le L2 confirme l'acquisition des données par la DAQ.

En raison des importantes luminosités atteintes au LHC, les phénomènes d'empilement des événements ("pile-up", essentiellement pendant une large fraction du temps de dérive de la TPC) sont relativement fréquents. Une protection "past-future", permettant d'en limiter les effets, a ainsi été implémentée au niveau du CTP.

Le CTP est capable de traiter un maximum de 60 signaux d'entrée : 24 L0, 24 L1 et 12 L2. Cette limitation induit que seule une fraction des 41 signaux de déclenchement participant au niveau L0 (cf. tableau 2.3) peut être utilisée en parallèle. Afin de permettre la sélection des événements suivant des conditions complexes, les sorties du CTP s'organisent suivant 50 classes de trigger. Une classe de trigger se définit par :

- une condition logique associant un ou plusieurs signaux de L0, L1 et L2 ;

No.	Det.	Description	Pb-Pb	pp	No.	Det.	Description	Pb-Pb	pp
1	MTR	DM like high p_t	*	*	21	TOF	High Multiplicity		*
2		DM unlike high p_t	*	*	22	V0	V01	*	*
3		DM like low p_t	*	*	23		V02	*	*
4		DM unlike low p_t	*	*	24		V03	*	*
5		DM single	*	*	25		V04	*	*
6	T0	T0 vertex	*	*	26		V05	*	*
7		T0C		*	27	TRD	Pretrigger	*	*
8		T0A		*	28		TRD2		
9		T0 sc	*		29		TRD3		
10		T0 ce	*		30		TRD4		
11	PHO	PHOS signal	*	*	31		TRD5		
12	ZDC	ZDC diss. single arm	*		32	SPD	SPD MB		*
13	EMC	EMCAL single shower	*	*	33		SPD2		
14	ACO	ACORDE single muon	*	*	34		SPD3		
15		multi-muon	*	*	35		SPD4		
16	TOF	cosmic vert. muon	*	*	36		SPD5		
17		cosmic multi-muon	*	*	37		SPD6		
18		MB		*	38		SPD7		
19		ultraperipheral (ρ)		*	39		SPD8		
20		ultraperipheral (J/ψ)		*	40		SPD9		
					41		SPD10		

TAB. 2.3 – *Liste des signaux de déclenchement participant au niveau L0 en* 2008 *[64]. Le symbole * indique si l'entrée est implémentée au niveau du CTP.*

No.	Det.	Description	Pb-Pb	pp
1	PHO	PHOS low E_t	*	*
2		PHOS med E_t	*	*
3		PHOS high E_t	*	*
4	TOF	jet trigger		*
5	TRD	TRD1	*	*
6		TRD2	*	*
7		TRD3	*	*
8		TRD4	*	*
9		TRD5	*	*
10		TRD6	*	*
11	ZDC	ZDC mb	*	*
12		ZDC sc	*	*
13		ZDC ce	*	*
14		ZDC diss.	*	
15	EMC	EMCAL single shower low	*	*
16		EMCAL single shower med	*	*
17		EMCAL single shower high	*	*
18		EMCAL jet	*	*

TAB. 2.4 – *Liste des signaux de déclenchement participant au niveau L1 en* 2008 *[64]. Le symbole * indique si l'entrée est implémentée au niveau du CTP.*

- un "cluster" de sous-détecteurs pour lesquels l'acquisition des données est requise ;
- une protection "past-future" spécifique (dépendant du "cluster" de sous-détecteurs) ;
- un facteur de réduction permettant éventuellement de limiter la fréquence de déclenchement.

Le jeu de classes de trigger utilisé pour un run dépend de nombreux paramètres et notamment des systèmes étudiés (p-p, Pb-Pb, p-Pb, ...), des exigences physiques, etc. Le jeu de classes de trigger utilisé lors des premières collisions de proton à 900 GeV sera décrit au chapitre 6.

Notons que les signaux de déclenchement envoyés par le CTP sont en général de type PHYSICS. Une fonctionnalité permet, à tout instant et indépendamment des signaux d'entrée, de générer des signaux de type SOFTWARE, dont une classe particulière représente les trigger de CALIBRATION (avec un signal de "pre-pulse" permettant de déclencher un générateur de signaux dans la plupart des cas). La réponse à ces signaux diffère fortement en fonction du sous-détecteur. A titre d'exemple, la réception d'un trigger de type SOFTWARE par le MUON_TRG entraîne la lecture supplémentaire des échelles de comptage (cf. §3.6).

2.2.4.2 La DAQ (Data AcQuisition) et le HLT (High Level Trigger)

Le programme de physique d'ALICE en collisions d'ions lourds prévoit l'étude de nombreux canaux de physique. De nombreuses classes de trigger seront utilisées pour l'acquisition des données (DAQ) et les taux de déclenchements attendus sont très élevés. La bande passante disponible pour le transfert des données sur support permanent est cependant limitée à 1.25 Go/s.

Certains triggers sont si fréquents que les performances de la DAQ deviennent le facteur limitant. A l'inverse, des événements tels que les dimuons ou diélectrons sont beaucoup plus rares et peuvent être perdus en raison d'un fort taux d'occupation de la DAQ. Les objectifs de la DAQ sont donc de :

- fournir, autant que possible, les ressources nécessaires à toutes les observables de physique ;
- reconstruire (organiser) les événements à partir des données provenant de tous les sous-détecteurs ;
- permettre un accès rapide et efficace aux données pour le HLT (High Level Trigger) ;
- sauvegarder les données sur support permanent.

La DAQ permet également de fournir un accès aux données pour le logiciel de contrôle des données en ligne, AMORE (Automatic MOnitoring Environment) [67]. La plupart des sous-détecteur présente deux versions d'AMORE : une version "shifter" qui s'adresse à des personnes connaissant peu le système et une version "expert" utilisée notamment pour aider à l'identification et la résolution de problèmes potentiels.

Notons enfin que le DA (Detector Algorithm) accède également aux données en ligne. Les objectifs du DA diffèrent suivant les sous-détecteurs mais, d'une manière générale, il a pour but d'extraire des paramètres de calibration depuis une analyse en ligne des données. Ces paramètres sont ensuite utilisés de manière différente suivant les sous-détecteurs.

Le transfert des données depuis les sous-détecteurs vers la DAQ est initié par le CTP (cf. §2.2.4.1). Il s'effectue via les DDL (Detector Data Link) jusqu'aux LDC (Local Data Concentrator) qui ont pour tâche de reconstruire les sous-événements pour chaque sous-détecteur. Suivant la quantité moyenne de données qu'il génère, un ou plusieurs LDC sont alloués à un sous-détecteur. Notons que si le LDC est occupé, les données sont temporairement stockées dans les mémoires tampons d'une carte RORC (Read-Out Receiver Card). Les sous-événements sont ensuite centralisés et assemblés en événements au niveau des GDC (Global Data Concentrator), avant leur transfert vers les supports permanents.

La taille des données à transférer est une quantité relativement mal connue puisqu'elle est fonction de paramètres eux-mêmes mal connus telle que la multiplicité de particules. Cependant, pour des collisions Pb-Pb avec une multiplicité de 8000 particules par unité de rapidité à mi-rapidité, les simulations prévoient une taille moyenne de 75 Mo par événement. Le taux de transfert en vue d'un stockage permanent peut ainsi aisément atteindre une valeur de 25 Go/s [64], même avec un taux d'acquisition de la DAQ qui est limité par le temps mort des détecteurs les plus lents ($\sim 1kHz$ en collisions p-p). Cette valeur est bien au delà du pré-requis de 1.25 Go/s.

Un trigger de haut niveau, le HLT, a ainsi été développé afin de compléter le CTP dans la sélection des événements. Il prend la forme d'un algorithme de trigger spécifique à chaque sous-détecteur participant au HLT qui est lancé au moment de la reconstruction des sous-événements par les LDC. Il permet également une compression des données, sans perte d'information, avant leur stockage sur support permanent.

Le transfert des données s'accompagne également d'un transfert de tous les fichiers permettant de décrire les conditions de prise de données tels que la "database" de la DAQ (dB-DAQ), la "database" du DCS (cf. §2.2.4.3) ou encore les fichiers stockés dans les différents

FXS (File eXchange Server), comme les fichiers produits par le DA ou le HLT par exemple. Ce transfert est effectué à la fin de chaque run par un programme appelé "shuttle" qui stocke ces fichiers dans un catalogue accessible hors ligne via la grille de calcul LCG (LHC Computing GRID) [68], l'OCDB.

2.2.4.3 Le DCS (Detector Control System)

Le DCS (Detector Control System) a pour but principal d'assurer un fonctionnement le plus sécurisé possible à l'expérience ALICE. Il permet notamment un contrôle à distance et un "monitoring" de tous les équipements des sous-détecteurs, tels que les alimentations basses et hautes tensions, les châssis VME, les capteurs de température, etc. En cas de situation d'urgence, le DCS intègre ainsi différents systèmes, tant hardware que software, permettant de ramener les différents sous-détecteurs dans un état "SAFE".

De nombreuses quantités auxquelles le DCS accède sont utiles dans le cadre des analyses hors ligne (par exemple la température du gaz de la TPC dont dépendent les performances). Ces données sont ainsi stockées dans une "database" (DCS DB) en vu de leur transfert vers l'OCDB par le "shuttle" (cf. §2.2.4.2).

La partie logicielle du DCS a été développée à partir d'un logiciel commercial, PVSSII [69]. Son fonctionnement est basé sur le concept de FSM (Finite State Machine) qui attribue un état à chaque sous-ensemble d'un même sous-détecteur (super-module, module, etc). Il existe 3 états principaux, READY, BEAM-TUNING et STAND-BY, plus quelques états transitoires (tel que "MOVING READY" par exemple). A la différence de l'état READY, les états BEAM-TUNING et STAND-BY sont généralement considérés comme "SAFE" et "SUPER-SAFE".

Le concept de FSM conduit notamment à une architecture hiérarchisée en forme d'arbre. La figure 2.21 présente un schéma de cette architecture, où chaque bloc (ou unité) représente un "node". Il est possible de distinguer deux types d'unités : les DU (Device Unit) et les CU (Control Unit). Les DU représentent la base de l'arbre et jouent le rôle d'interface entre le DCS et les divers équipements des sous-détecteurs. Les CU, situées en amont, ont pour but de décrire l'état général de l'ensemble des leurs unités filles (DU et/ou CU).

Ainsi les CU situées au plus haut dans la hiérarchie ("Det 1" et "Det 2" sur la figure 2.21) décrivent l'état d'un sous-détecteur. Le CU situé tout au sommet décrit quant à lui l'état du détecteur ALICE dans son ensemble. Notons que l'ECS (Experiment Control System), qui s'occupe notamment de l'interface entre la DAQ et le DCS, accède à cet état et ne permet l'acquisition des données, dans le cas des runs de physique, que si le DCS est dans l'état READY. Ceci autorise notamment l'arrêt automatique de l'acquisition en cas de situation d'urgence.

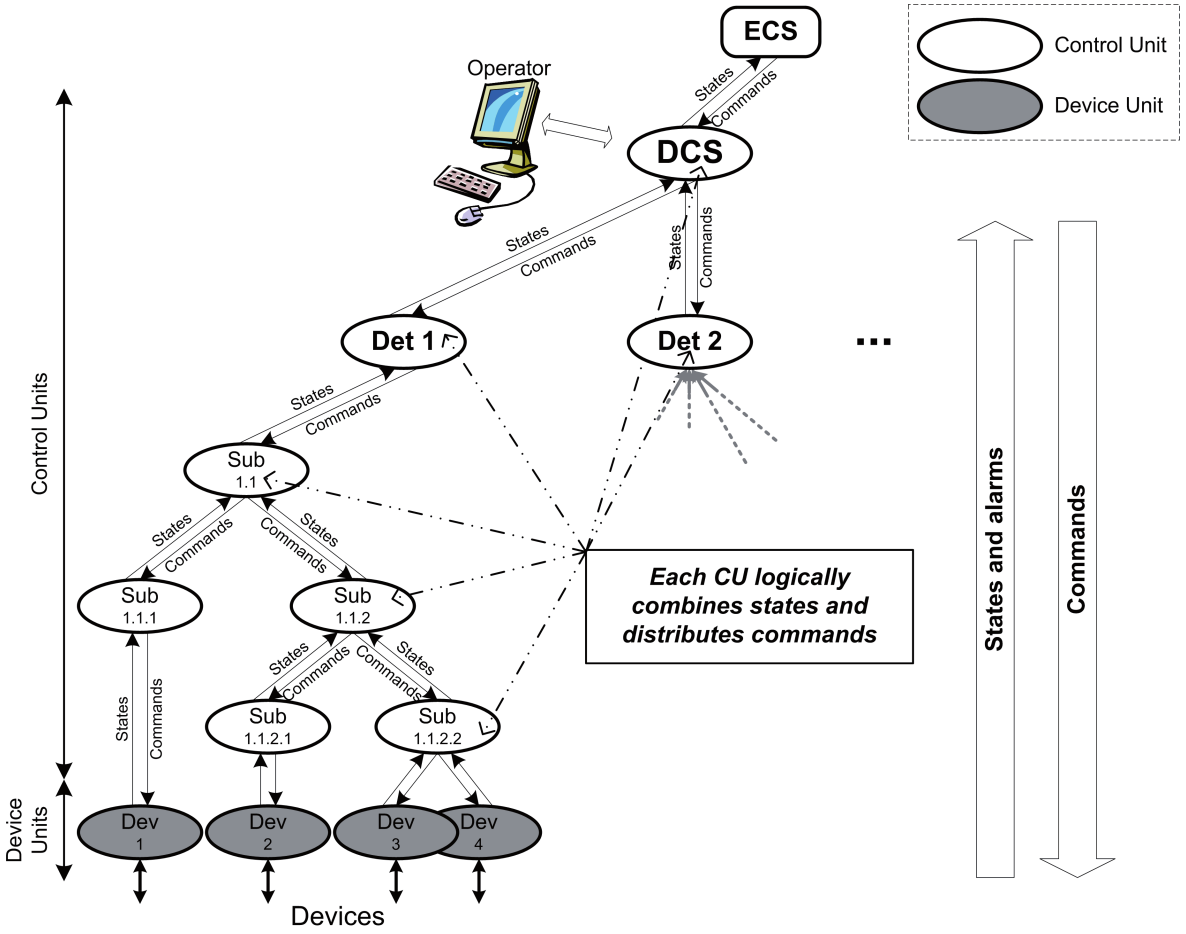


FIG. 2.21 – *Architecture logicielle du DCS.*

Chapitre 3

Le système de déclenchement du spectromètre à muons

Sommaire

3.1 Principe du MUON_TRG 66
3.2 Les RPC (Resistive Plate Chambers) 67
3.2.1 Principe de détection 67
3.2.2 Performances des RPC du MUON_TRG 68
3.2.3 Tests de production des RPC du MUON_TRG 73
3.3 La Segmentation 75
3.4 L'électronique de "Front-End" 77
3.4.1 Les cartes FEB 78
3.4.2 Le FET (Front-End Test) 79
3.5 L'électronique de déclenchement 80
3.5.1 L'électronique de niveau Local 81
3.5.2 L'électronique de niveau Regional 86
3.5.3 L'électronique de niveau Global 87
3.6 L'acquisition des données 88
3.7 Le fonctionnement au sein d'ALICE 88
3.7.1 La configuration de l'électronique 89
3.7.2 La calibration 89
3.7.3 Le contrôle des données 90

Le système de déclenchement du spectromètre à muons (MUON_TRG) [66] a été développé afin de fournir rapidement des signaux signalant la détection de "single muons" (avec une sélection en impulsion transverse) et "dimuons" (cf. §2.2.2.6). Les signaux de déclenchement sont générés en utilisant les informations provenant de 2 stations de détection distantes d'un mètre et situées en bout du spectromètre à muons, à environ 16 m du point d'interaction.

Une station du MUON_TRG se compose de 2 plans de détection, chaque plan permettant d'obtenir la position suivant X et Y des "hits" induits par le passage d'une particule chargée. Les "strips X" (horizontaux) mesurent la position dans le plan de déviation et les "strips Y" (verticaux) dans le plan de non-déviation.

Le MUON_TRG est constitué de 72 détecteurs RPC (Resistive Plate Chambers) arrangés de telle manière que le système soit projectif, en X et en Y, vis à vis du point d'interaction. Les informations provenant de l'électronique de "Front-End" sont envoyées à l'électronique de trigger qui a pour but de reconstruire les traces et d'appliquer la coupure en impulsion transverse. Un éventuel signal de déclenchement de niveau L0 est ensuite envoyé au CTP (cf. §2.2.4.1), $\sim 800\ ns$ après interaction.

3.1 Principe du MUON_TRG

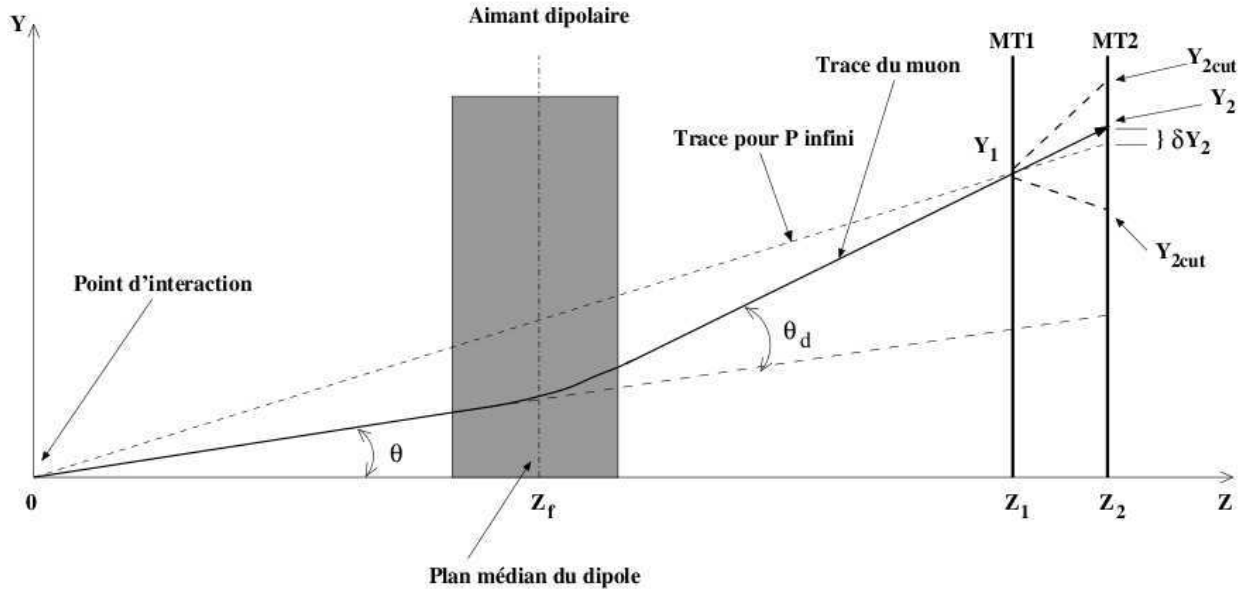


FIG. 3.1 – *Schéma de principe du MUON_TRG.*

Le principe de la sélection en impulsion transverse opérée par le MUON_TRG est schématisé figure 3.1. Une particule provenant du point d'interaction est déviée d'un angle θ_d sous l'effet du champ magnétique dipolaire. En ne considérant que les petits angles de déviation ($sin\theta_d \simeq \theta_d$), son impulsion dans le plan de déviation est ainsi donnée par :

$$p_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right| \tag{3.1}$$

où q représente la charge de la particule, L la longueur du dipôle et B l'intensité du champ magnétique dipolaire.

La particule est ensuite détectée par les 2 stations MT1 et MT2, respectivement en (X_1, Y_1, Z_1) et (X_2, Y_2, Z_2). Le système étant projectif par rapport au point d'interaction, la valeur de X_2 se déduit de X_1. Une trace se définit ainsi par un jeu de 5 paramètres : X_1, Y_1, Y_2, Z_1 et Z_2. Deux de ces paramètres, Z_1 et Z_2, sont fixes. Ils représentent les distances au point d'interaction des stations MT1 et MT2 : respectivement 16.120 et 17.120 m. L'angle θ_d est lié à ces paramètres par[66] :

$$\theta_d = \frac{1}{Z_f} \cdot \left(\frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1} \right) \tag{3.2}$$

où Z_f représente la distance séparant le plan médian du dipôle et le point d'interaction. La particule croise ce même plan médian en :

$$\begin{cases} X_f = X_1 \cdot \dfrac{Z_f}{Z_1} \\ Y_f = Y_2 - (Y_2 - Y_1) \cdot \dfrac{Z_2 - Z_f}{Z_2 - Z_1} \end{cases} \tag{3.3}$$

L'impulsion transverse de la particule est finalement égale à :

$$p_t = p \cdot \frac{\sqrt{{X_f}^2 + {Y_f}^2}}{Z_f} \simeq p_{YZ} \cdot \frac{\sqrt{{X_f}^2 + {Y_f}^2}}{Z_f} \tag{3.4}$$

A partir des caractéristiques du champ magnétique et de la mesure de (X_1, Y_1, Y_2), les équations 3.1 et 3.2 permettent ainsi d'obtenir une valeur approchée de l'impulsion transverse p_t des muons atteignant les chambres de trigger et d'appliquer la sélection en impulsion transverse.

D'un point de vue pratique, l'impulsion transverse des muons n'est pas calculée par l'algorithme de trigger du MUON_TRG. Comme l'illustre la figure 3.1, l'électronique de trigger permet de comparer la déviation δ_{Y2} (cf. figure 3.1) d'une trace par rapport à une trace rectiligne provenant du point d'interaction (correspondant à une impulsion infinie) avec une valeur de référence maximale ${Y_2}^{cut}$ qui correspond à la déviation $p_t = {p_t}^{cut}$.

Comme mentionné au §2.2.2.6, deux coupures programmables, dont il est possible de faire varier les seuils, sont appliquées en parallèle : *Low* p_t et *High* p_t. Le cas particulier représenté par la déviation maximale autorisée par l'électronique de trigger (cf. §3.5.1) est appelé coupure *All* p_t.

3.2 Les RPC (Resistive Plate Chambers)

Compte tenu des taux de bruit de fond attendus en collisions Pb-Pb au LHC, une granularité de l'ordre du cm^2 est nécessaire pour conserver une bonne résolution double trace.

Les RPC [70] permettent d'atteindre la résolution désirée à un coût raisonnable pour une grande surface. Les RPC présentent également l'avantage d'être peu sensibles aux photons et neutrons qui représentent une source de bruit de fond non négligeable.

3.2.1 Principe de détection

Une RPC (cf. figure 3.2) est constituée de deux plaques hautement résistives séparées par un gap de gaz. La haute tension appliquée entre les deux électrodes permet de maintenir un champ électrique uniforme dans tout le volume de gaz. Le passage d'une particule chargée a pour effet de provoquer une ionisation locale du gaz qui est amplifiée par un phénomène d'avalanche. Par un phénomène d'induction, le signal ainsi créé est recueilli sur des bandes de cuivre, les "strips", et acheminé à l'électronique de "Front-End". Les RPC peuvent fonctionner en mode avalanche ou streamer.

Mode avalanche :

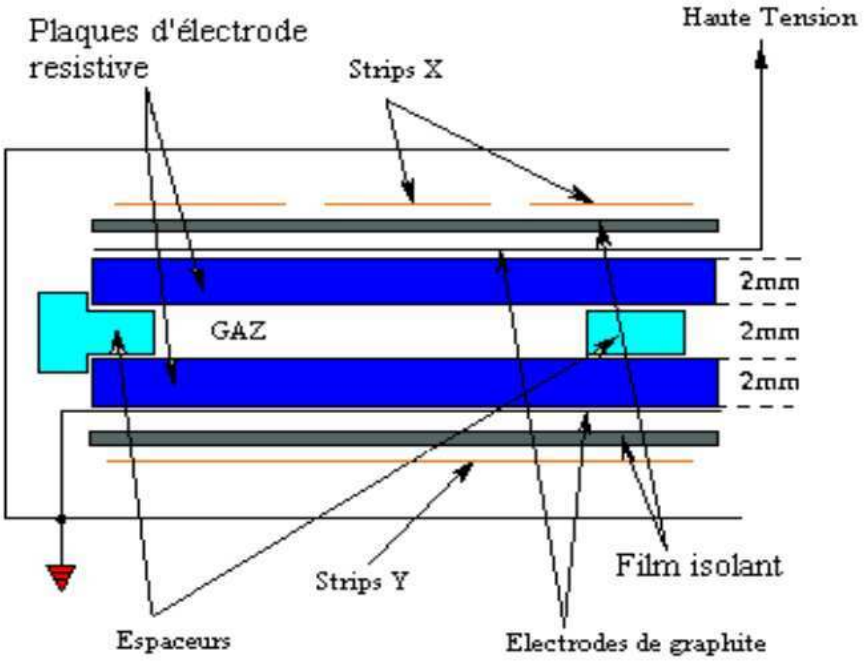


FIG. 3.2 – *Vue en coupe d'une RPC du MUON_TRG.*

L'ionisation du gaz par une particule chargée a pour effet de créer des paires d'électrons et d'ions chargés positivement. Sous l'effet du champ électrique engendré par les deux électrodes, les ions migrent vers la cathode et les électrons vers l'anode. Si l'intensité du champ électrique est suffisante, les électrons, qui présentent un rapport charge/masse bien inférieur aux ions, peuvent atteindre une énergie suffisante pour eux-mêmes ioniser le gaz. Ce phénomène, appelé avalanche, permet une amplification du signal.

Mode streamer :

Le mode streamer apparaît pour des valeurs de champ électrique appliqué supérieures à celles du mode avalanche (pour un même mélange gazeux). Ainsi, lorsque le nombre de charges créées est suffisant, le champ électrique qu'elles engendrent peut devenir localement comparable à celui généré par la haute tension. L'inhomogénéité du champ électrique conduit alors à la formation d'un streamer. Notons que les signaux induits sur les strips sont beaucoup plus importants qu'en mode avalanche, ce qui permet d'utiliser des seuils de discrimination plus élevés au niveau de l'électronique de "Front-End".

3.2.2 Performances des RPC du MUON_TRG

Les RPC du MUON_TRG et leur électronique de "Front-End" ont été développées afin de répondre à plusieurs exigences :

- une efficacité de détection des particules chargées proche de 100%.
- une tenue au flux supérieure à 100 Hz/cm^2, sachant que les simulations prédisent des flux maximum de 3 Hz/cm^2 en collisions Pb-Pb à $\mathcal{L} = 10^{27} cm^{-2} \cdot s^{-1}$, 10 Hz/cm^2 en collisions p-p à $\mathcal{L} = 10^{31} cm^{-2} \cdot s^{-1}$ et 40 Hz/cm^2 en collisions Ca-Ca à $\mathcal{L} =$

$10^{27} cm^{-2} \cdot s^{-1}$.
- une résolution temporelle inférieure à 2 ns et des signaux de sortie de l'électronique de "Front-End" d'une largeur temporelle proche 25 ns. Ces exigences sont dictées par la fréquence de croisement des faisceaux de 40 MHz.
- une taille des "clusters" proche de l'unité afin de conserver une résolution spatiale meilleure que 1 cm dans le plan de déviation.
- une durée de vie suffisamment importante pour permettre une exploitation durant toute la période de prise de données qui s'étale sur plusieurs années.

Les RPC développées pour le MUON_TRG [71] sont des RPC simple gap présentant un gap de gaz d'une largeur de 2 mm. Le gaz utilisé en mode avalanche est un mélange de forane ($C_2H_2F_4$, 89.5%), isobutane (iC_4H_{10}, 10%) et hexafluorure de soufre (SF_6, 0.5%). Le gaz utilisé en mode streamer est un mélange d'argon (Ar, 50.5%), forane ($C_2H_2F_4$, 41.3%), isobutane (iC_4H_{10}, 7.2%) et hexafluorure de soufre (SF_6, 1%). Dans les deux cas, l'humidité relative est maintenue à une valeur de $\sim$ 40%. En raison de la présence d'argon en forte concentration, les hautes tensions de fonctionnement pour le mode streamer sont inférieures à celles du mode avalanche.

Les résultats obtenus lors de tests sous faisceaux au SPS en 1998 seront présentés par la suite [66]. Ils ont été effectués avec un prototype de RPC d'une taille de 50×50 cm^2.

3.2.2.1 Efficacité

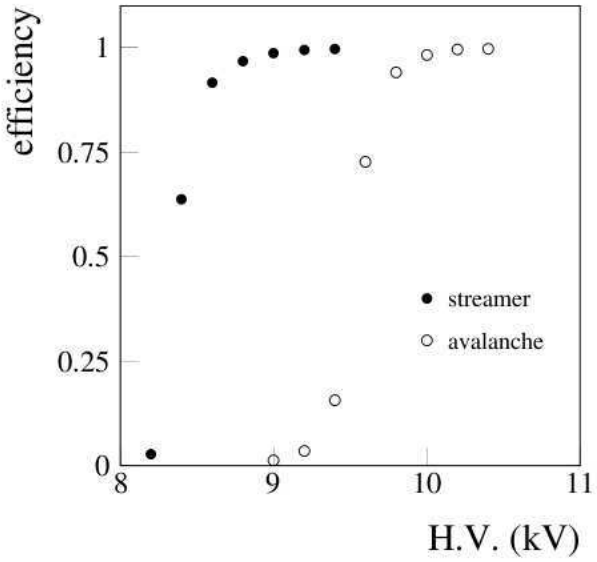


FIG. 3.3 – *Efficacité en fonction de la haute tension en mode avalanche et streamer, pour des flux de particules de respectivement* 100 *et* 180 Hz/cm^2. *Les mélanges gazeux sont différents pour les deux modes.*

La capacité des RPC à détecter une particule chargée est déterminée par le développement ou non de l'avalanche après l'ionisation primaire. L'efficacité de détection est ainsi fonction de la haute tension appliquée entre les deux électrodes. Comme le montre la figure 3.3,

l'allure de la courbe représentant l'efficacité en fonction de la haute tension est similaire pour les modes avalanche et streamer. Dans les 2 modes de fonctionnement, l'efficacité croît rapidement avec la haute tension pour atteindre un plateau d'une valeur proche de 100%.

3.2.2.2 Tenue au flux

L'efficacité est également dépendante du flux de particules. La figure 3.4 (à gauche) présente l'efficacité de détection en fonction du flux de particules en mode avalanche pour 3 hautes tensions différentes. Elle montre que l'efficacité de détection reste proche de 100% jusqu'à des flux de plusieurs kHz pour ensuite commencer à décliner.

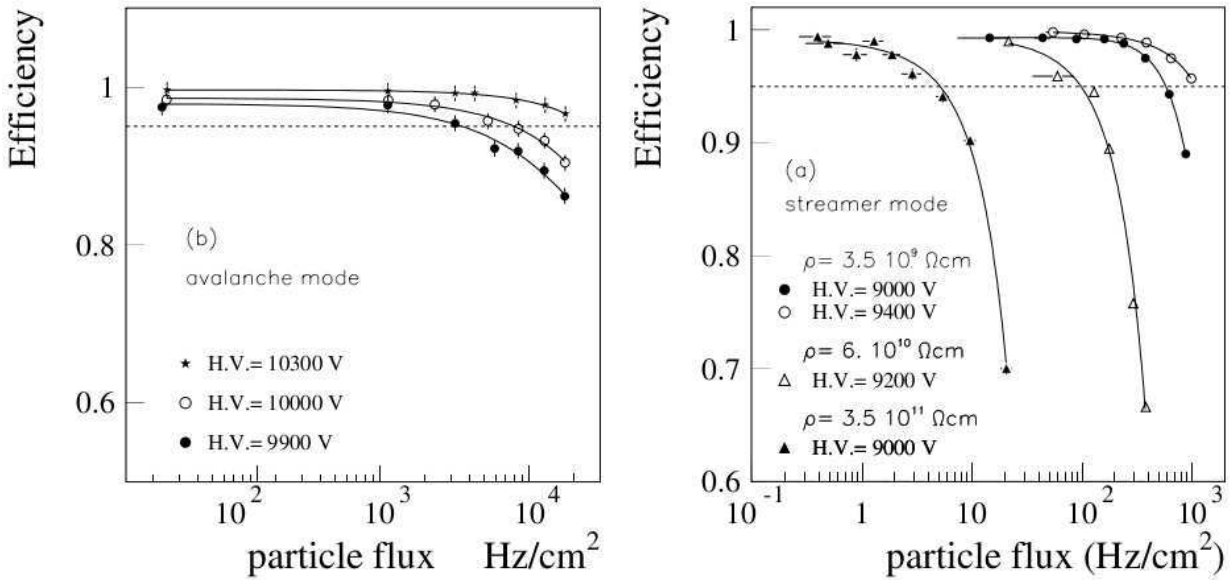


FIG. 3.4 – *Efficacité en fonction du flux en mode avalanche (à gauche) et streamer (à droite) pour différentes tensions de fonctionnement. Les résultats en mode streamer sont également présentés pour* 3 *valeurs de résistivité* ρ *des électrodes.*

La tenue au flux des RPC est bien inférieure en mode streamer. La figure 3.4 (à droite) présente l'efficacité de détection en fonction du flux de particules en mode streamer pour différentes hautes tensions et résistivités des électrodes. Elle montre effectivement que, pour des électrodes de résistivité $\rho = 3.5 \cdot 10^{11}\ \Omega \cdot cm$ et une tension de fonctionnement de 9 kV, l'efficacité devient inférieure à 95% au delà d'une valeur de flux très faible, de l'ordre de quelques Hz/cm^2. En effet, le nombre important de charges créées en mode streamer induit, localement, de fortes diminutions du champ électrique et, dans la mesure où les électrodes sont faites dans un matériau très résistif, un intervalle de temps Δ_t est nécessaire pour retrouver une valeur de tension égale à la tension de fonctionnement nominale. Durant cet intervalle de temps, pouvant atteindre plusieurs millisecondes, la RPC est inefficace sur toute la zone de développement du streamer.

La valeur de Δ_t augmente avec la résistivité des électrodes. La tenue au flux en mode streamer est donc également dépendante de cette résistivité. Les résultats obtenus pour une valeur de résistivité $\rho = 3.5 \cdot 10^{9}\ \Omega \cdot cm$ et une tension de fonctionnement de 9 kV (cf. figure 3.4, à droite) mettent en évidence qu'une baisse de deux ordres de grandeur de la résistivité

permet d'augmenter la tenue au flux d'un facteur ~ 100. Les RPC fonctionnant en mode streamer peuvent alors répondre aux exigences et supporter un flux supérieur à 100 Hz/cm^2.

Le matériau utilisé pour la fabrication des électrodes est la bakélite qui, dans le cas de fabrications spéciales, peut présenter une résistivité proche de $10^9\ \Omega \cdot cm$. Notons cependant que cette résistivité varie en fonction de nombreux paramètres tels que le taux d'humidité ou la température [72]. Le MUON_TRG n'étant pas un système confiné et ne présentant pas ainsi les contraintes de la partie centrale, un refroidissement par soufflerie d'air à $17°C$ au pied du détecteur et aspiration au sommet est suffisant pour maintenir une température suffisamment basse et stable, d'autant que la puissance dissipée par l'électronique de "Front-End" reste relativement faible ($< 3\ kW$ pour l'ensemble du détecteur). Le taux d'humidité du gaz circulant au sein des RPC est également contrôlé avec précision.

3.2.2.3 Résolution temporelle

La résolution temporelle des RPC a été mesurée dans les modes avalanche et streamer pour différentes valeurs du flux incident avec une électronique de "Front-End" à discriminateur simple seuil. En mode streamer, la distribution temporelle se compose d'une partie gaussienne et d'une queue de distribution s'étendant sur plusieurs dizaines de ns. L'écart type de la partie gaussienne varie de 1 ns pour un flux de 100 Hz/cm^2 à 4 ns pour un flux de 1 kHz/cm^2 (pour des RPC avec des électrodes de basse résistivité). Les résultats sont bien meilleurs en mode avalanche puisque seule la partie gaussienne est présente, avec un écart type variant de 0.9 ns pour un flux de 1.15 kHz/cm^2 à 1.1 ns pour un flux de 15 kHz/cm^2. Notons que, en mode streamer, plus de 98% des événements sont contenus dans une fenêtre en temps de 20 ns, contre $\sim 100\%$ en mode avalanche.

L'importante différence entre les résultats en mode avalanche et streamer est dûe à la forme de l'impulsion générée au niveau des strips en mode streamer. En effet, à la différence du mode avalanche, le signal présente deux composantes distinctes : une impulsion de faible amplitude, le "précurseur avalanche", suivi d'une seconde impulsion de plus forte amplitude, le streamer lui-même (ces deux signaux peuvent éventuellement être synchrones). Le temps de formation du précurseur est relativement constant (par rapport au passage de la particule qui a induit le signal), à l'inverse du temps de formation du streamer. Le temps écoulé entre les deux impulsions est ainsi variable et dépend de nombreux paramètres dont la haute tension et le flux incident. Cependant, même à haute tension fixée, ce temps reste très variable et affecte ainsi fortement la résolution temporelle lorsque le discriminateur déclenche sur le streamer. L'utilisation d'une électronique de "Front-End" intégrant un système de discrimination à double seuil permet de partiellement compenser cet effet et de grandement améliorer la résolution temporelle en mode streamer (cf. §3.4.1).

3.2.2.4 Taille des "clusters"

Pour un détecteur comme le MUON_TRG, la taille d'un "cluster" représente le nombre de "strips" adjacents touchés au passage d'une particule chargée. Cette taille détermine la résolution spatiale du détecteur.

La figure 3.5 (à droite) présente la distribution de la taille des "clusters" pour des strips de 2 cm de largeur en mode streamer et pour une tension de fonctionnement de 9 kV. Elle met en évidence que les événements pour lesquels un unique "strip" est touché représentent plus

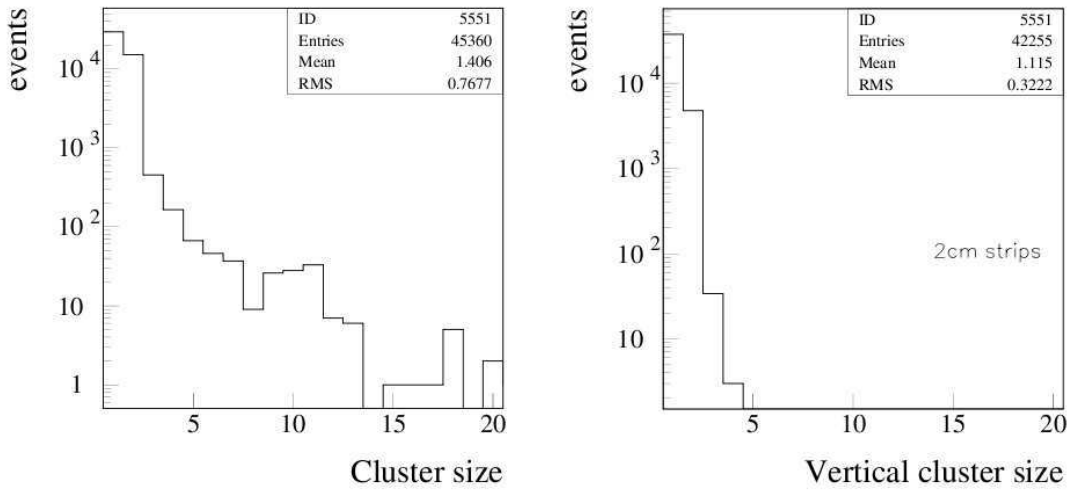


Fig. 3.5 – *Distribution de la taille des "clusters" pour des strips de* 2 *cm de largeur en mode avalanche (à gauche) et streamer (à droite), à une tension de fonctionnement nominale de respectivement* 10 kV *et* 9 kV.

de 90% du total. La fraction d'événements présentant plus de 3 "strips" adjacents touchés est, quant à elle, inférieure à 10^{-3}. La valeur moyenne de la distribution est par ailleurs égale à 1.12. Notons que la taille des "clusters" est également fonction de la haute tension. Les résultats en mode streamer avec une tension de fonctionnement de 9.4 kV (non présentés ici) mettent notamment en évidence une taille des "clusters" moyenne de 1.25 pour des "strips" de 2 cm de largeur.

La distribution de la taille des "clusters" en mode avalanche pour une tension de fonctionnement de 10 kV et des "strips" de 2 cm de largeur (cf. figure 3.5, à droite) montre que environ 1% des événements présentent plus de 3 "strips" touchés. La moyenne de la distribution est égale à 1.41. Le mode avalanche offre ainsi une moins bonne résolution spatiale que le mode streamer [73].

3.2.2.5 Conclusion

Le tableau 3.1 présente un comparatif des performances en mode avalanche et streamer pour des électrodes de faible résistivité ($\rho \simeq 3.5 \cdot 10^9\ \Omega \cdot cm$) et une électronique de "Front-End" à discriminateur simple seuil. Le mode streamer présente une bien meilleure résolution spatiale. Le mode avalanche présente, quant à lui, une tenue au flux supérieure et une résolution temporelle sensiblement meilleure. Cependant, comme nous les verrons au §3.4.1, une électronique de "Front-End" dédiée permet d'améliorer la résolution temporelle en mode streamer.

Le vieillissement des RPC est également moins important en mode avalanche. L'important nombre de charges créées lors du streamer joue, en effet, un rôle très important dans le vieillissement [74]. Le mélange gazeux utilisé présente également une concentration inférieure en hexafluorure de soufre. Or ce gaz est impliqué dans des réactions chimiques favorisant la formation d'acide fluorhydrique (HF) qui dégrade rapidement les surfaces internes de électrodes des RPC [75]. Notons qu'un gaz trop (ou pas assez) humide ainsi qu'un trop faible débit gazeux peuvent également être responsable du vieillissement prématuré des

RPC et sont donc des quantités importantes à contrôler.

Notons que, dans les cas des RPC du MUON_TRG, l'amplitude du signal obtenu sur les "strips" en mode avalanche est suffisamment importante pour qu'il soit inutile d'avoir recours à une amplification au niveau de l'électronique de "Front-End". Cependant, le seuil de discrimination appliqué au niveau de l'électronique de "Front-End" est plus faible en mode avalanche qu'en mode streamer. Ceci entraîne bien évidemment une augmentation du bruit observé sur les chambres en mode avalanche.

	avalanche ($10\ kV$)	streamer ($9\ kV$)
tenue au flux (Hz/cm^2)	7000	500
résolution temporelle (ns)	$0.9 - 1.1$	$2 - 5$
% d'événements dans une fenêtre en temps de 20 ns	$\sim 100\%$	$> 98\%$
taille des "clusters" pour des "strips" de 2 cm	1.41	1.12
% d'événements avec plus de 3 "strips" de 2 cm touchés	$\sim 1\%$	$< 0.1\%$

TAB. 3.1 – *Résumé des performances en mode avalanche et streamer obtenues lors des tests des RPC sous faisceaux au SPS avec des électrodes de résistivité* $\rho \simeq 3.5 \cdot 10^9\ \Omega \cdot cm$. *Les mélanges gazeux sont différents*

Le choix du mode de fonctionnement utilisé est déterminé par les exigences dépendant du type de collisions. Lors des collisions d'ions lourds, une bonne résolution spatiale est requise afin de réduire les effets des forts taux d'occupation. Le mode streamer s'impose donc comme le meilleur choix possible, d'autant que les flux de particules prévus par les simulations sont relativement faibles et que les temps de prise de données sont courts ($\sim$ 1 mois par an). A l'inverse, en collisions de protons, en raison d'un important bruit de fond lié aux interactions "beam-gas" [76], une bonne tenue au flux est nécessaire et le mode avalanche est préféré. La majeure partie du temps de fonctionnement du LHC étant dédié aux collisions p-p, ce choix permet également un vieillissement des RPC moins important.

3.2.3 Tests de production des RPC du MUON_TRG

Les tests de production ont été effectués à partir d'événements cosmiques pour des RPC fonctionnant en mode streamer [77]. Le banc de test, prévu pour 4 RPC, se compose de 3 plans de scintillateurs et de 2 RPC de référence [78]. Ces RPC fournissent une information spatiale permettant de déterminer la position de l'impact du muon et ainsi d'étudier l'homogénéité des RPC testées.

Un total de 115 RPC ont été produites. Afin de les caractériser, différents tests ont été réalisés :

- détection des fuites de gaz ;
- détection des fuites de courant ;
- mesure de l'efficacité en fonction de la position et de la haute tension ;
- mesure du bruit ;

– mesure du courant d'obscurité.

Chaque RPC est virtuellement divisée en cellules de $20 \times 20\ cm^2$. Pour chaque cellule, une mesure de l'efficacité en fonction de la haute tension est effectuée et la valeur de la haute tension correspondant à une efficacité de 50% (HV_{50}) est extraite. La dispersion de cette quantité pour les différentes cellules d'une même RPC permet ainsi d'évaluer l'uniformité de la RPC. La figure 3.6 présente la distribution de la dispersion de HV_{50} (diffrence entre les valeurs minimale et maximale) pour 103 RPC. Elle montre un maximum pour 300 V qui représente une dispersion d'environ 4%.

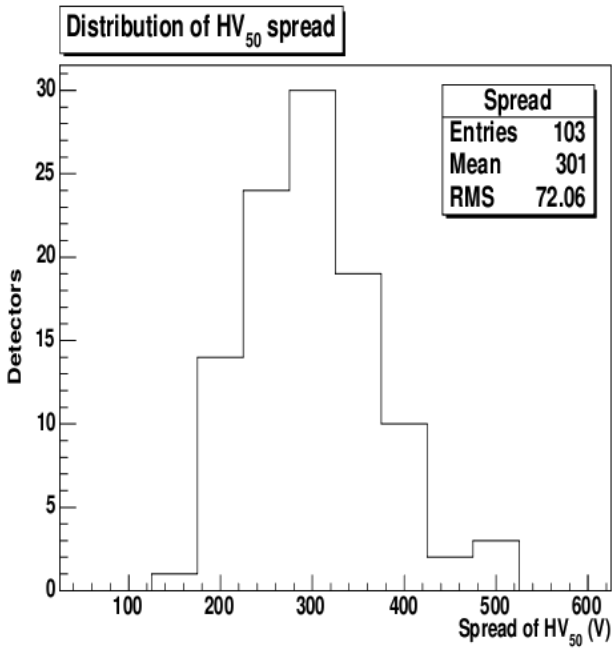


FIG. 3.6 – *Distribution de la largeur de la dispersion de HV_{50} (voir texte) pour* 103 *RPC fonctionnant en mode streamer [77].*

Le bruit des RPC est représenté par 2 paramètres : le bruit moyen (en Hz/cm^2) et le nombre de "hot spots" (bruit localement supérieur à 20 Hz/cm^2). La figure 3.7 (à gauche) présente la distribution du bruit moyen à 8200 V pour 106 RPC. Elle met en évidence un pic pour $\sim 0.1\ Hz/cm^2$ suivi d'une queue de distribution. Le nombre moyen de "hot spots" est, quant à lui, estimé à environ 2 par RPC.

La distribution du courant d'obscurité à 8200 V (cf. figure 3.7, à droite) montre un pic à $0.1 - 0.15\ nA/cm^2$ puis une queue de distribution s'étendant jusqu'à $0.7\ nA/cm^2$. Remarquons que les 2 distributions présentées figure 3.7 montrent des formes relativement similaires, avec un pic peuplé par les RPC présentant des caractéristiques de fonctionnement satisfaisantes suivi d'une queue de distribution relative aux RPC défectueuses.

17% des RPC produites ne présentaient pas les caractéristiques requises pour une utilisation sur site. Parmi celles-ci, près de la moitié présentaient notamment des défauts de fabrication importants tels que des fuites de gaz et/ou de courant. Les 83% restantes ont été classées en 3 groupes suivant leurs caractéristiques : "Sufficient", "Good" et "Excellent". Les RPC considérées comme "Good" ou "Excellent" ont été installées sur site tandis que

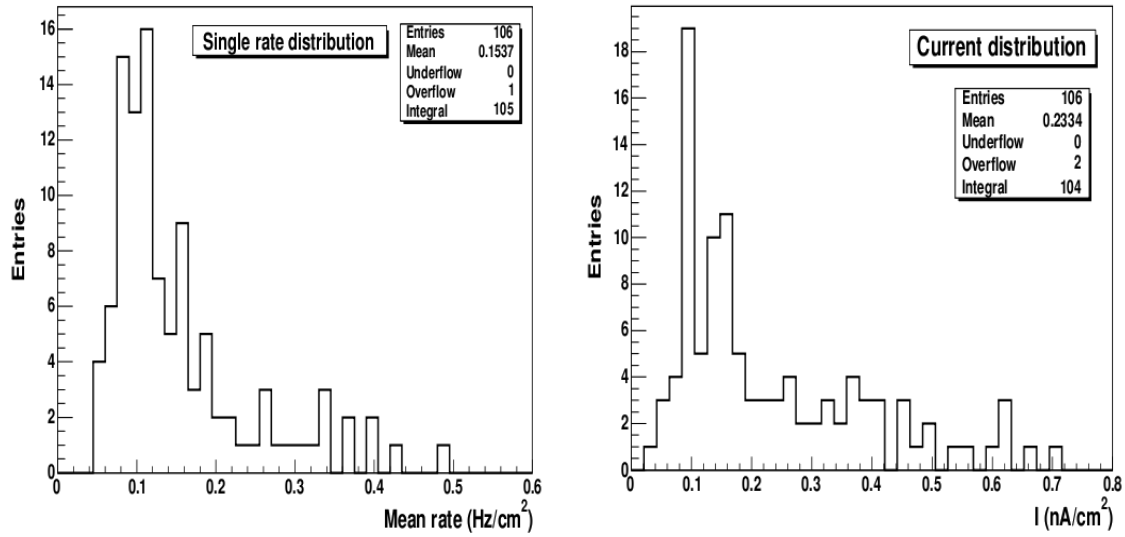


FIG. 3.7 – *Distributions du bruit moyen (à gauche) et de courant d'obscurité (à droite) pour* 106 *RPC opérant en mode streamer à une tension de fonctionnement de* 8200 *V [77].*

les RPC considérées comme "Sufficient" ont été utilisées comme détecteurs de rechange ou installées en périphérie du MUON_TRG.

3.3 La Segmentation

Le MUON_TRG (cf. figure 3.8) est constitué de 72 RPC réparties en 2 stations, MT1 et MT2, situées à respectivement 16.120 et 17.120 m du point d'interaction. Chaque station se compose de 2 plans de 18 RPC chacun, éloignés d'environ 15 cm.

Les 2 plans de la première station présentent une surface active de 6.12×5.44 m^2. Le système étant projectif par rapport au point d'interaction, la surface active de chacun des 2 plans de la seconde station est égale à 6.50×5.78 m^2. Chaque plan présente, en son centre, une découpe permettant le passage du "beam-shield" dont le diamètre est de 96 cm.

Le MUON_TRG présente ainsi une acceptance géométrique variant entre 2 et 10.8° dans le plan de déviation, et entre 2 et 9.6° dans le plan de non-déviation. Remarquons que, comme l'illustre la figure 3.8, chaque plan se divise, suivant la direction verticale, en 2 demi-plans mobiles, laissant une zone non instrumentée de 4 cm de largeur à la jonction. Vue du point d'interaction le demi-plan gauche est appelé coté *outside* et le demi-plan droit, coté *inside*.

Un demi-plan de la station MT1 est constitué de 8 RPC de 2.55×0.68 m^2 et 1 de 2.04×0.68 m^2. Chaque RPC présente une segmentation suivant X sur une de ses faces et suivant Y sur l'autre. Les "strips" horizontaux (ou "strips X") mesurent la position dans le plan de déviation et les "strips" verticaux (ou "strips Y") dans le plan de non-déviation. Les strips de chaque plan, en X et en Y, sont projectifs par rapport au point d'interaction.

Comme mentionné au §3.1, le principe de la sélection en impulsion transverse opérée par le MUON_TRG repose sur la mesure de la déviation entre MT1 et MT2 engendrée par le champ magnétique dipolaire. La segmentation se doit donc d'être plus fine dans le plan de déviation. Ainsi, 3 largeurs de "strips" sont nécessaires pour les "strips X" (42.5, 21.25 et

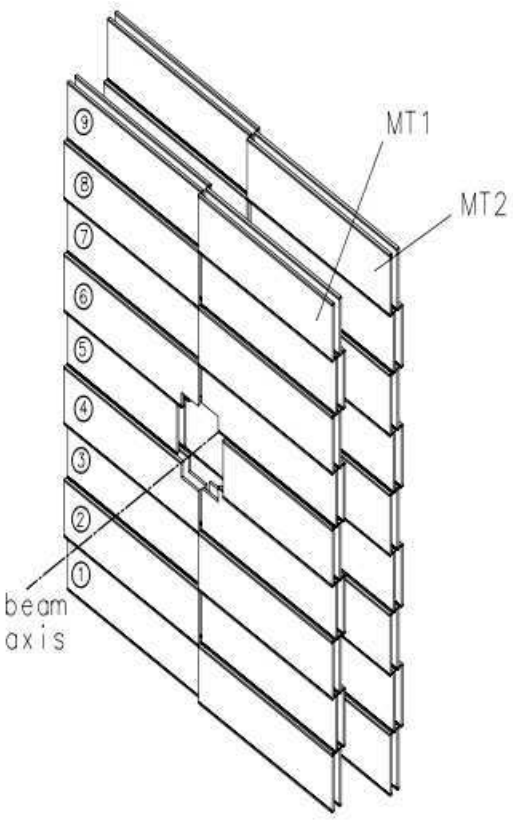


Fig. 3.8 – *Schéma illustrant la disposition des RPC du MUON_TRG en* 2 *stations (MT1 et MT2) et* 8 *demi-plans.*

10.625 *mm* pour la station MT1) contre seulement 2 pour les "strips Y" (42.5 et 21.25 *mm* pour la station MT1). Un demi-plan comporte 2624 "strips" répartis comme décrit dans le tableau 3.2. Au total, le MUON_TRG compte 20 992 "strips" et donc autant de voies de lecture.

	strips X	strips Y
nombre de "strips" de 42.5 *mm* de largeur	336	304
nombre de "strips" de 21.25 *mm* de largeur	1056	448
nombre de "strips" de 10.625 *mm* de largeur	480	0
total	1872	752

Tab. 3.2 – *Nombre de "strips X" et "strips Y" de différentes largeurs pour un demi-plan de la station MT1 (1/8 du total).*

L'optimisation de la segmentation des 2 stations a été effectuée par O. ROIG au cours de sa thèse [79]. Les "strips" sont agencés comme représenté sur la figure 3.9 qui présente la segmentation en "strips X" et "strips Y" pour un quart de plan. Notons que la granularité est plus importante aux alentours du tube à vide puisque, comme nous le verrons au chapitre 6, la multiplicité de particules lors de collisions est plus importante dans cette zone.

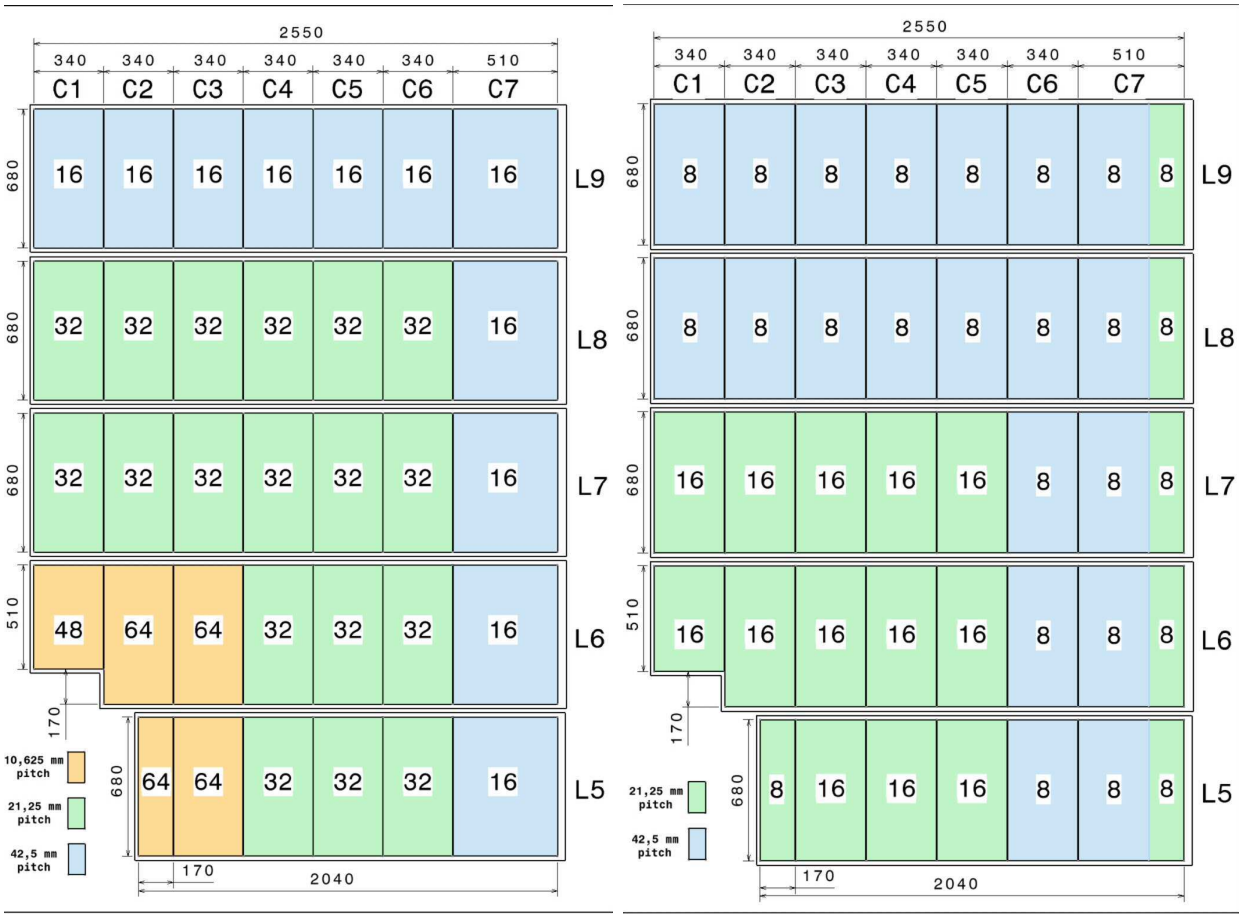


FIG. 3.9 – *Segmentation en "strips X" et "strips Y" d'un quart de plan de la station MT1. Le reste du plan se déduit par symétrie.*

3.4 L'électronique de "Front-End"

Les "strips" sont connectés à une terminaison résistive ("Front-End Adaptator") à une extrémité, afin de limiter la réflexion du signal (cf. §4.2.2), et à une carte FEB ("Front-End Board") [80] de l'autre. Les cartes FEB ont pour objectifs la discrimination et la numérisation du signal analogique induit au niveau des strips par le passage d'une particule chargée. Les cartes FEB ont été développées de manière à respecter les exigences temporelles des signaux fournis par les RPC (en avalanche et streamer) et celles du fonctionnement dans l'environnement du LHC, à savoir :

- une résolution temporelle de quelques nanosecondes ;
- un signal de sortie d'une largeur temporelle inférieure à 25 *ns*, correspondant à la période de croisement des faisceaux en collisions p-p, pour pouvoir ainsi associer chaque signal à un croisement.

Afin de permettre un test de toutes les voies de lecture du MUON_TRG, un système de test, le FET (Front-End Test)[81], a également été développé. Une partie des fonctionnalités du FET est implanté sur les cartes FEB.

3.4.1 Les cartes FEB

La résolution temporelle est un des points faibles du mode streamer. L'utilisation d'une électronique dédiée permet d'améliorer cette résolution temporelle en tirant partie de la forme du signal en mode streamer. En effet, comme mentionné au §3.2.2.3, ce signal présente deux composantes : une première de faible amplitude, le "précurseur avalanche", et une seconde de forte amplitude, le streamer lui-même. A l'inverse du streamer, le "précurseur" présente une faible dispersion temporelle.

Les cartes FEB intègrent ainsi un système de discrimination à double seuil : ADULT (A DUaL Threshold) [82]. Le premier seuil, dit bas, permet de déclencher sur le "précurseur avalanche" et fournit la référence temporelle. Le second seuil, dit haut, permet, dans une fenêtre en temps d'une largeur de 15 ns, de confirmer la formation d'un streamer associé au passage d'une particule dans la RPC. Notons qu'un système de verrouillage permet de bloquer chaque voie d'électronique pendant un temps d'environ 100 ns suivant la détection d'un signal de streamer. Ce système évite l'empilement des signaux ("after pulses").

Les seuils ont été fixés par défaut à 10 et 80 mV ("seuils internes" adaptés au mode streamer). Notons qu'il est possible, en configuration "seuils externes" (par exemple pour le mode avalanche), de modifier les seuils à distance et de fournir un jeu de seuils spécifique pour chaque coté du détecteur. Un système permettant une segmentation par RPC est prévu pour Janvier 2011.

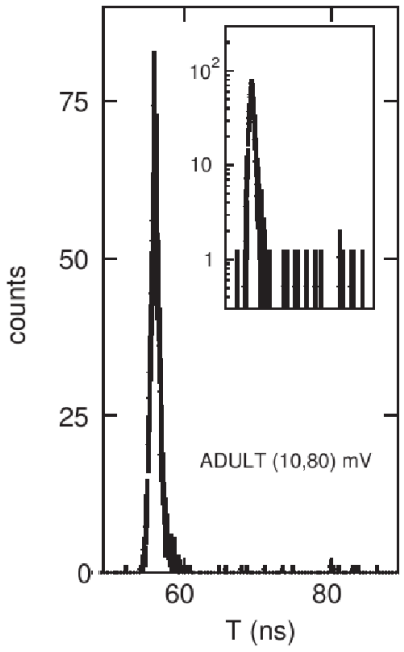


Fig. 3.10 – *Spectre en temps en mode streamer obtenu avec le système ADULT et pour une tension de fonctionnement de* 9.2 kV. *Le jeu de seuils a été fixé à* $(10, 80)$ mV.

Les performances des RPC, en mode streamer, couplées à l'électronique de "Front-End", ont été évaluées à partir de tests effectués en 2003 auprès de l'accélérateur PS du CERN [82]. A titre d'exemple, la figure 3.10 présente un spectre en temps obtenu, en mode streamer,

avec le système ADULT pour un jeu de seuil fixé à $(10, 80)\ mV$. Elle met en évidence un pic étroit, d'écart type $\sigma = 1\ ns$, contenant $\sim 97\%$ des événements, suivi d'une queue de distribution peuplée par les événements pour lesquels le "précurseur avalanche" n'a pas été détecté.

En sortie, les cartes FEB délivrent un signal logique au format LVDS d'environ 23 ns de largeur temporelle. Ce signal est ensuite envoyé à l'électronique de trigger de niveau Local (cf. §3.5.1). Les cartes Trigger Local étant synchronisées avec l'horloge du LHC, les signaux des 20 992 voies de lecture doivent présenter une dispersion temporelle la plus faible possible. La distribution du temps de réponse pour l'ensemble des voies de "Front-End" est représentée sur la figure 3.11 extraite de l'HDR de P. ROSNET [8]. Elle montre notamment que l'ensemble des voies se trouvent dans une fenêtre en temps d'une largeur de 4 ns, en sortie des cartes FEB.

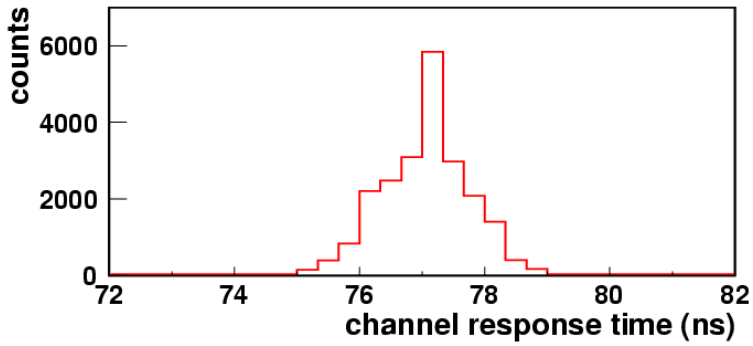


FIG. 3.11 – *Temps de réponse mesuré sur banc de test pour l'ensemble des* 20992 *voies des cartes de "Front-End" [8].*

Un retard, ajustable par pas de 7.5 ns par un système de cavaliers, a également été implanté au niveau de l'électronique de "Front-End" afin de prendre en compte les différentes longueurs de câbles entre les cartes FEB et l'électronique de trigger Local. Les cartes FEB composant la première station intègrent également un retard de 3 ns qui permet de compenser le temps de vol des particules entre les 2 stations. Les ajustements du système sont ainsi optimisés pour des particules provenant du point d'interaction. Une étude portant sur la dispersion temporelle des signaux de "Front-End" au niveau des cartes Trigger Local a été effectuée. Les résultats seront présentés au §4.2.4.1.

Les cartes FEB s'articulent autour d'un ASIC à 8 canaux [80] développé au LPC. Chaque carte traite les signaux provenant de 8 ou 16 "strips" via 1 ou 2 ASIC. Le MUON_TRG présente ainsi un total de 2384 cartes FEB réparties entre les quatre plans de détection.

3.4.2 Le FET (Front-End Test)

Le MUON_TRG intègre également un système de test de l'électronique de "Front-End" : le FET. Le générateur du FET, couplé à un système de distribution, injecte, de manière synchrone, des impulsions "de type RPC" sur toutes les entrées des ASIC afin de vérifier le

bon fonctionnement de chacune des 20 992 voies de lecture. Le FET présente deux modes de fonctionnement :

- le mode interne, utilisé à des fins de tests en laboratoire, où les signaux sont injectés à une fréquence fixe, interne au générateur FET lui-même, qu'il est possible de contrôler à distance ;
- le mode externe, utilisé in-situ où les signaux sont injectés dès l'instant où le générateur FET reçoit un signal appelé "pre-pulse" en provenance du CTP. Ce "pre-pulse" est envoyé dans le cadre des séquences de type CALIBRATION (cf. §2.2.4.1).

Le FET autorise ainsi le test de l'électronique de "Front-End" (y compris câbles et connecteurs) mais également du "mapping" des cartes d'acquisition des données (en combinaison avec un jeu de "masques" spécifique appliqué au niveau des cartes Trigger Local, cf. §3.5.1). Il permet également la mesure de la dispersion temporelle des 20 992 voies de lecture dont il sera question au §4.2.4.1.

3.5 L'électronique de déclenchement

Le MUON_TRG est impliqué dans le trigger de niveau L0 (cf. §2.2.4.1). A ce titre l'électronique de trigger doit répondre à plusieurs exigences :

- fonctionner en mode "pipeline" à la fréquence maximale des croisements de faisceaux, soit 40 MHz.
- délivrer une décision de trigger en un temps inférieur à 800 ns, la valeur limite requise par le CTP pour être intégré au niveau L0. En effet, le temps de latence du niveau L0 mentionné au §2.2.4.1 (1.2 μs) inclut le transport des signaux entre le CTP et les détecteurs, ainsi que le traitement de l'information par le CTP. Comme l'illustre la figure 3.12, dans le cas du MUON_TRG, le temps écoulé entre une collision et la réception des signaux par le "CTP-switch" est estimé à 790 ± 10 ns.
- présenter 3 modes de fonctionnement : Signature, Toggle et Normal. Le choix du mode de fonctionnement est piloté par le CTP. En mode Toggle la carte Trigger Global (cf. §3.5.3) envoie un signal pulsé à une fréquence de 80 MHz (2 fois la fréquence de l'horloge du LHC) dans un but de synchronisation, alors qu'en mode signature, elle envoie, de manière continue, un signal d'identification lui étant propre.
- délivrer les signaux de déclenchement "single muon" et "dimuon". Comme l'illustre le tableau 2.3, 5 entrées du CTP sont allouées au MUON_TRG.

L'électronique de déclenchement du MUON_TRG s'organise suivant 3 niveaux, tous synchronisés avec l'horloge du LHC : Local, Regional et Global.

Le niveau Local reçoit en entrée les signaux au format LVDS en provenance de l'électronique de "Front-End". Ces "patterns" d'entrée ou "bit patterns" (i.e. après échantillonnage) sont stockés (à réception d'un signal de niveau L0) dans l'attente de leur éventuelle lecture à réception d'un signal de niveau L1 en provenance du CTP. En parallèle, un algorithme délivre un signal de L0-Local sur les traces simples suivant les 2 coupures en p_t : *Low* p_t et *High* p_t.

Les niveaux Regional et Global ont pour but de collecter et centraliser les informations provenant des cartes Trigger Local afin de délivrer une décision de trigger pour la totalité

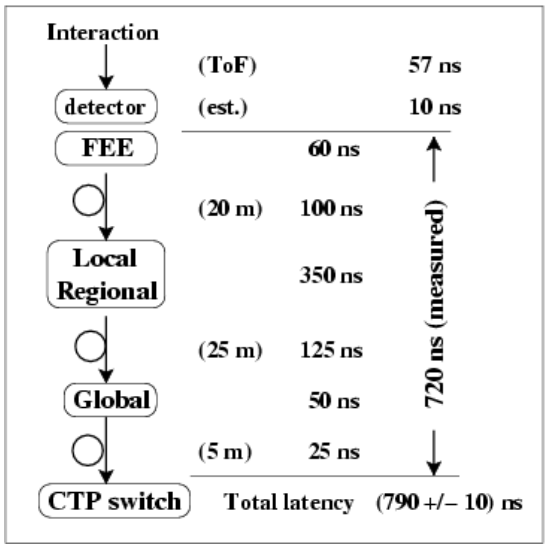


FIG. 3.12 – *Estimation du temps écoulé entre une collision et la réception des signaux par le CTP pour le MUON_TRG.*

du détecteur.

3.5.1 L'électronique de niveau Local

Le niveau Local [83] est constitué de 234 cartes électroniques au format VME, réparties dans 16 châssis. L'algorithme de trigger implémenté au niveau de chaque carte Trigger Local sélectionne les traces pointant approximativement vers le point d'interaction et calcule la déviation entre les stations MT1 et MT2 (cf. §3.1). Au niveau Local sont également appliquées les 2 coupures en impulsion transverse.

La décision de trigger est prise via 2 algorithmes suivis de la décision liée à la coupure en impulsion transverse. La logique de l'électronique de trigger de niveau Local se divise ainsi en 3 ensembles distincts, dont chacun fera l'objet d'un paragraphe détaillé :

- l'algorithme de trigger L0-X qui opère dans le plan de déviation ;
- l'algorithme de trigger L0-Y qui opère dans le plan de non-déviation ;
- les LUT (Look Up Tables) permettant la sélection en impulsion transverse, suivant les 2 coupures en parallèle, à partir des informations délivrées par les algorithmes de trigger L0-X et L0-Y.

Comme l'illustre la figure 3.13, chaque carte Trigger Local a en charge une zone définie du plan (X,Y). Les patterns d'entrée sont ainsi formés par :

- 16 bits par plan de détection provenant des "strips X". Ces informations proviennent directement de l'électronique de "Front-End" via les câbles.
- 16 (ou 8) bits par plan de détection provenant des "strips Y". D'une manière générale, ces informations proviennent directement de l'électronique de "Front-End" via les câbles mais certaines cartes Trigger Local peuvent être amenées à utiliser les informations provenant des mêmes "strips Y" (comme par exemple les cartes numéro 30, 31, 32 et 33 sur la figure 3.13). Dans de tels cas, l'information est transmise entre les différentes cartes via des connecteurs transverses reliant deux cartes Trigger Local ou

des "cartes splitteuses" situées en face avant des cartes Trigger Local. Ce système sera, par la suite, appelé "recopie Y".

De plus, chaque carte Trigger Local reçoit (et envoie) une partie des patterns d'entrée des cartes voisines situées de part et d'autre verticalement. Ces informations sont utilisées pour prendre en compte et calculer la déviation entre les stations MT1 et MT2, et ne concernent donc que la station MT2. La déviation maximale autorisée (coupure *All* p_t) est fixée à ± 8 "strips", de telle manière que chaque carte Local n'ait à échanger d'informations qu'avec ses plus proches voisines. Notons que lorsque les informations d'une trace sont réparties sur plusieurs cartes Trigger Local, seule celle comportant l'information sur la position du "hit" sur la première station sera déclenchante.

Un système de "masques" est également implanté au niveau Local. Il existe deux possibilités distinctes :

- les masques "forcés" qui autorisent à forcer n'importe quelle entrée à un état donné (0 ou 1) ;
- les masques "normaux" qui fournissent 0 en sortie, quel que soit le signal en entrée.

Ce système permet notamment de masquer d'éventuelles voies bruyantes, de tester le "mapping" en liaison avec les cartes d'acquisition des données ou encore de simuler des traces (permanentes).

3.5.1.1 l'algorithme de trigger L0-X

Dans le plan de déviation, chaque carte Trigger Local traite les signaux provenant de 2×16 "strips X" de la station MT1 et 2×32 "strips X" de la station MT2. La logique de trigger L0-X a pour but de délivrer une décision de trigger pour le plan de déviation en utilisant ces différentes informations. Elle procède en plusieurs étapes :

"declustering" : cette étape consiste à définir un bit additionnel représentant le milieu de 2 "strips". Le "declustering" nécessite ainsi un doublement des patterns d'entrée. L'algorithme de "declustering" est décrit dans le tableau 3.3 jusqu'à $N = 4$, où N représente le nombre de "strips" adjacents touchés. Pour $N = 1$ et $N = 2$, l'algorithme sélectionne le bit situé au centre du "cluster". Pour $N \geq 3$, les $2N - 5$ bits autour du centre du "cluster" sont sélectionnés.

Nombre de "strips" adjacents touchés	$N = 1$	$N = 2$	$N = 3$	$N = 4$
patterns d'entrée initiaux	0 0 1 0 0	0 0 1 1 0	0 1 1 1 0	0 1 1 1 1
après "declustering"	000010000	000001000	000010000	000011100

Tab. 3.3 – *Résultats de l'algorithme de "declustering" jusqu'à un nombre de "strips" adjacents touchés* $N = 4$.

mini-routes et réduction DS : les 2 plans d'une même station étant distants de 15 cm, il est nécessaire de prendre en compte la dviation entre les 2 plans. Une mini-route de ± 1 "strip" (± 2 bits après "declustering") est ainsi ouverte entre les 2 plans d'une même station.

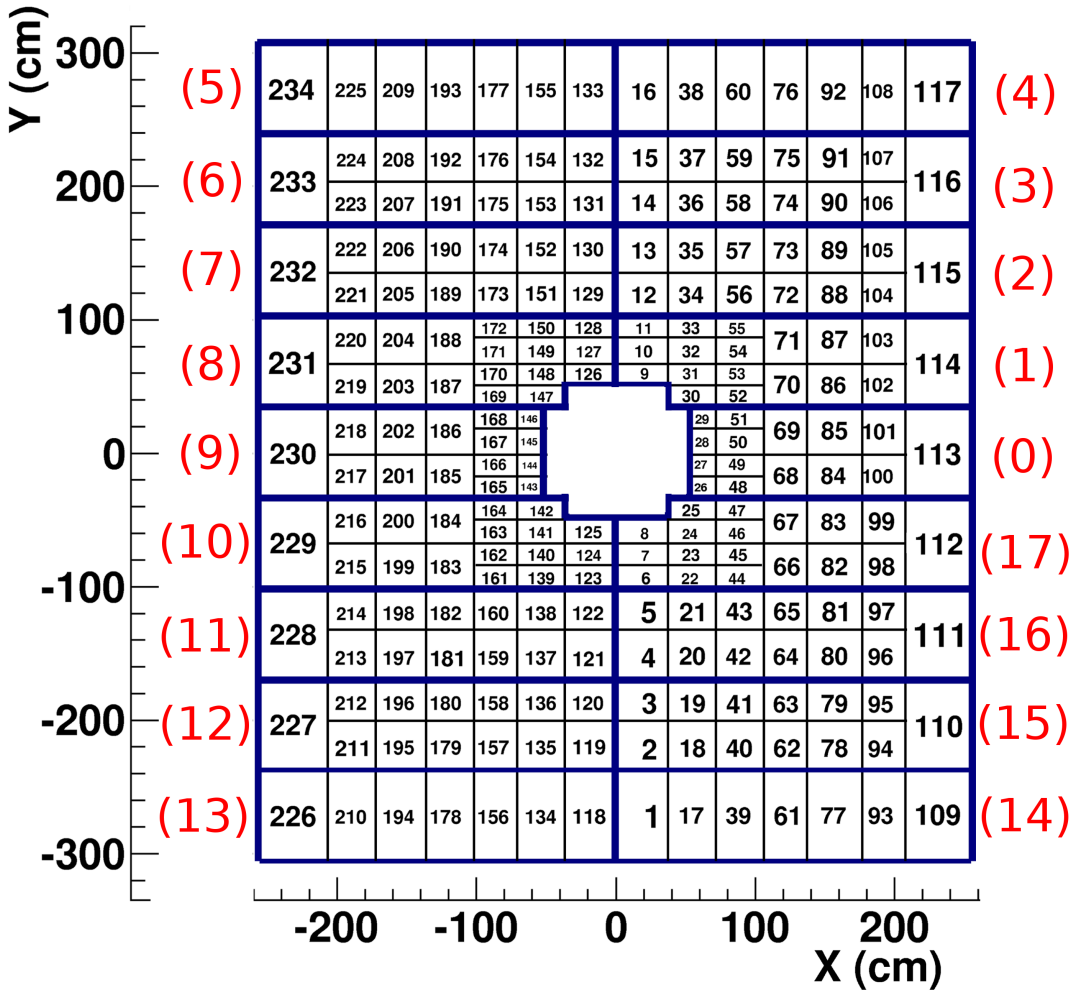


FIG. 3.13 – *"Mapping" des cartes Trigger Local dans le plan (X,Y) où chaque rectangle numéroté représente une carte Trigger Local. La numérotation extérieure représente un ensemble projectif de 4 RPC.*

Ceci entraîne l'introduction des notions de Simple (S, 1 seul plan touché sur 2) et Double (D, 2 plans touchés sur 2) tel que décrit dans le tableau 3.4. Les 3 premières colonnes représentent les 3 cas de base alors que les 2 dernières présentent 2 exemples de cas plus complexes.

Ces notions autorisent la mise en place d'une méthode permettant la réduction des effets du bruit de fond "soft" sur le taux de déclenchement, sans dégradation de l'efficacité de détection du système. Cette méthode, appelée réduction DS, se définit par le fait que si au moins un Double figure dans les patterns d'entrée alors aucun Simple ne sera pris en compte (cf. tableau 3.4).

routes en coïncidence 3/4 : pour chaque Simple ou Double de la station MT1, une route de ±8 "strips" est ouverte (±15 bits après "declustering", soit une coupure à $\sim 0.5\ GeV/c$). Comme mentionné précédemment, cette valeur, qui est une limitation technique, correspond

patterns du 1° plan	000010000	000010000	000000000	010001000	010000000
patterns du 2° plan	000010000	000000000	000010000	000001110	000001110
Simples	000000000	0000S0000	0000S0000	0S0000000	0S000SSS0
Doubles	0000D0000	000000000	000000000	00000D000	000000000
après réduction DS	0000D0000	0000S0000	0000S0000	00000D000	0S000SSS0

Tab. 3.4 – *Exemples de résultats pour deux plans d'une même station après définition des mini-routes et application de la réduction DS.*

au maximum autorisé par l'électronique de trigger. En fonctionnement normal, une trace est considérée comme valide si au moins 3 plans sur 4 sont touchés (coïncidence 3/4), c'est à dire S-D, D-S ou D-D sur les stations MT1-MT2. Notons cependant qu'il est possible de configurer l'électronique de niveau Local afin que l'algorithme délivre une décision positive seulement en cas de coïncidence 4/4 (D-D).

déviation minimale : le calcul de la déviation est la dernière étape opérée par l'algorithme de trigger L0-X. Dans la mesure où seule une trace est retenue pour chacune des cartes Trigger Local (par cycle d'horloge de 40 MHz), l'algorithme sélectionne la trace présentant la plus grande impulsion transverse, et donc la plus petite déviation. En conséquence, dans le cas d'événements de fortes multiplicités tels que les gerbes cosmiques (cf. chapitre 5), l'algorithme favorisera les petites déviations.

En sortie, comme l'illustre le tableau 3.5, l'algorithme de trigger L0-X délivre 2 informations sur la trace sélectionnée, chacune codée sur 5 bits :

- XPos : la position en X sur la station MT1. XPos est donné en nombre de bits (après "declustering") : XPos [0 : 30].
- XDev : la déviation entre les stations MT1 et MT2. La déviation est codée sur 4 bits et est donnée en nombre de bits (après "declustering") : Dev [1 : 15]. Un cinquième bit permet de coder le signe de la déviation : 0 pour une trace déviée vers le haut, 1 pour une trace déviée vers le bas (voir ces particularités tableau 3.5).

Notons que le signe de la déviation ne correspond pas à la charge de la particule puisque ceci dépend de la polarité du champ magnétique dipolaire.

L0-X	XPos (5 bits)	XDev (5 bits)	
		signe	Dev
trace déviée vers le haut	[0 : 30]	0	[1 : 15]
trace déviée vers le bas	[0 : 30]	1	[1 : 15]
trigger de déviation nulle	[0 : 30]	0	0
pas de trigger	0	1	0

Tab. 3.5 – *Sorties de l'algorithme de trigger L0-X.*

3.5.1.2 l'algorithme de trigger L0-Y

La logique de trigger L0-Y a pour but de délivrer une décision de trigger pour le plan de non-déviation en utilisant les différentes informations à sa disposition. Une carte Trigger Local collecte 4×16 (ou 4×8) signaux provenant des "strips Y" de chacun des 4 plans de détection. La logique de trigger L0-X procède en plusieurs étapes :

doublement des patterns de 8 strips : au vu de la segmentation des "strips Y" décrite au §3.3, certaines cartes Trigger Local reçoivent seulement 4×8 signaux. Un doublement des patterns d'entrée est effectué pour ces cartes afin de ramener tous les bit-patterns à 16 bits, tel que décrit dans le tableau 3.6. Notons que, contrairement à l'algorithme de trigger dans le plan de déviation, aucun "declustering" n'est opéré dans le plan de non-déviation.

patterns d'entrée	0 0 0 0 0 1 0 0	0 1 1 0 1 0 1 1
après doublement	0000000000110000	0011110011001111

TAB. 3.6 – *Exemple illustrant le doublement des patterns d'entrée de* 8 *à* 16 *bits pour la logique L0-Y. Les patterns correspondant à* 16 *"strips Y" ne sont pas modifiés.*

réduction DS : la notion de Simple et Double ainsi que la réduction DS est identique à la logique L0-X. Notons qu'aucune mini-route n'est utilisée dans le plan de non-déviation.

routes en coïncidence 3/4 : pour chaque Simple ou Double de la station MT1, une route de ± 1 "strip" est ouverte. Si plusieurs traces sont valides, l'algorithme sélectionne celle présentant le bit de poids le plus faible sur la station MT1, soit celui correspondant au "strip" situé le plus proche du plan (Y,Z) passant par le tube faisceau. Cette route a été implémentée pour prendre en compte d'éventuelles déviations en raison de diffusions multiples ou d'un petit défaut d'alignement du MUON_TRG.

La logique L0-Y est généralement configurée en coïncidence 3/4. De même que pour la logique L0-X, il est possible de configurer la logique L0-Y en mode de coïncidence 4/4. Notons que les configuration des logiques L0-X et L0-Y ne sont pas indépendantes et qu'elles sont toujours utilisée dans le même mode de coïncidence.

En sortie, l'algorithme de trigger L0-Y délivre 2 informations sur la trace sélectionnée, le tout codé sur 5 bits (cf. tableau 3.7) :

- trig-Y, codé sur 1 bit : 1 si aucune trace n'est valide, 0 dans le cas contraire.
- YPos : la position en Y sur la station MT1 de la trace sélectionnée (YPos $[0 : 15]$). Si trig-Y est égal à 1, YPos est forcé à 15.

3.5.1.3 les LUT (Look Up Tables)

La dernière étape de la logique de trigger implémentée au niveau Local consiste à utiliser les décisions des algorithmes de trigger L0-X et L0-Y afin d'opérer la coupure en impulsion

L0-Y	trig-Y (1 bit)	YPos (4 bits)
trigger	0	$[0; 15]$
pas de trigger	1	15

TAB. 3.7 – *Sorties de l'algorithme de trigger L0-Y.*

transverse suivant le principe décrit au §3.1. Cette étape est réalisée via l'utilisation de LUT (Look Up Tables) basées sur des mémoires SRAM (Static Random Access Memories).

A chaque combinaison (XPos, XDev, trig-Y, YPos) correspond une réponse LUT. Elle se compose de 2 bits pour chacune des 2 coupures en p_t (*Low* p_t et *High* p_t) suivant la convention :

- 00 : pas de trigger.
- 01 : trigger pour une particule déviée vers le haut.
- 10 : trigger pour une particule déviée vers le bas.
- 11 : trigger pour une particule de déviation nulle.

Le choix d'utiliser des LUT plutôt qu'un algorithme de calcul du p_t se justifie par la nécessité de délivrer une décision de trigger en un temps très court. En effet, les LUT proposent un temps de prise de décision inférieur à 12 ns.

Notons que les fichiers de configuration des LUT sont générés suivant les résultats de simulations GEANT incluant notamment la description des détecteurs et de leur segmentation ainsi que du champ magnétique dipolaire. Ce travail a été réalisé de manière préliminaire par B. FORESTIER durant sa thèse [84] et est aujourd'hui pris en charge par B. VULPESCU.

Le chargement des LUT au niveau de l'électronique de trigger Local est effectué avec un temps de chargement de quelques dizaines de secondes. Les LUT peuvent ainsi aisément être changées suivant les conditions de fonctionnement. Comme mentionné au §2.2.2.6, les coupures *Low* p_t et *High* p_t ont été fixées à respectivement $\sim 1\ GeV/c$ et $\sim 1.7\ GeV/c$ dans l'objectif d'étudier les états Ψ et Υ. Mais certaines conditions peuvent nécessiter le chargement de LUT différentes. Par exemple, durant toute la période de mise en fonctionnement (incluant les prises de données cosmiques et les premières collisions p-p à $\sqrt(s) = 900\ GeV$), les LUT étaient choisies de telle manière que la coupure *Low* p_t délivre une décision suivant *All* p_t (cf. §3.5.1.1) et la coupure *High* p_t suivant une coupure fixe en déviation à ± 6 bits.

3.5.2 L'électronique de niveau Regional

Après le niveau Local, un total de 234×4 bits doivent être traités afin de délivrer un signal de trigger pour la totalité du détecteur. Chacune des 16 cartes Trigger Regional a en charge le traitement des informations d'un châssis VME composé d'un maximum de 16 cartes Trigger Local.

Le tableau 3.8 présente les différentes sorties des cartes Trigger Regional pour toutes les combinaisons possibles de 2 signaux de trigger Local en entrée. Une carte Trigger Regional délivre ainsi en sortie un signal de déclenchement codé sur 4 bits par coupure en p_t. Il permet d'identifier la présence de :

- une trace simple : *single*.

entrée			sortie			
description	$Trig_1$	$Trig_2$	$Trig_f$	LS	US	description
pas de trigger	00	00	00	0	0	pas de trigger
1 *single* −	01	00	01	0	0	*single* -
1 *single* +	10	00	10	0	0	*single* +
1 *single* ±	11	00	11	0	0	*single* ±
2 *single* −	01	01	01	1	0	*like-sign* −
1 *single* − et 1 *single* +	01	10	11	0	1	*unlike-sign*
1 *single* − et 1 *single* ±	01	11	11	1	1	*like-sign* ± et *unlike-sign*
2 *single* +	10	10	10	1	0	*like-sign* +
1 *single* + et 1 *single* ±	10	11	11	1	1	*like-sign* ± et *unlike-sign*
2 *single* ±	11	11	11	1	1	*like-sign* ± et *unlike-sign*

TAB. 3.8 – *Sorties de la carte Trigger Regional ($Trig_f$, LS, US) pour toutes les combinaisons possibles de* 2 *signaux de trigger Local ($Trig_1$ et $Trig_2$). LS et US représentent respectivement les signaux like-sign et unlike-sign (voir texte). Les motifs +, − et ± désignent respectivement une trace déviée vers le haut, vers le bas et de déviation nulle.*

– au moins 2 traces de même signe : *like-sign*.
– au moins 2 traces de signe contraire : *unlike-sign*.

Dans les cas *single* et *like-sign*, le signe de la déviation est également précisé. Les traces présentant une déviation nulle sont considérées à la fois comme de signe positif et négatif.

3.5.3 L'électronique de niveau Global

Le niveau Global a pour but de collecter et centraliser les signaux provenant des 16 cartes Trigger Regional. Un total de $2 \times 4 \times 16$ bits sont traités par la carte Trigger Global. La logique de trigger utilisée est similaire à celle employée au niveau Regional.

En sortie, la carte Trigger Global délivre 5 signaux au CTP, correspondant aux cas suivants :

– SGL LPt/SGL HPt : au moins 1 muon avec une impulsion transverse supérieure à la coupure *Low* p_t/*High* p_t. Notons que les deux possibilités sont calculées par l'algorithme mais qu'une seule est envoyée au CTP (le choix se fait à distance via un paramètre de configuration de la carte Trigger Global).
– LS LPt : au moins 2 muons de même signe, chacun avec une impulsion transverse supérieure à la coupure *Low* p_t.
– LS HPt : au moins 2 muons de même signe, chacun avec une impulsion transverse supérieure à la coupure *High* p_t.
– US LPt : au moins 2 muons de signe contraire, chacun avec une impulsion transverse supérieure à la coupure *Low* p_t.
– US HPt : au moins 2 muons de signe contraire, chacun avec une impulsion transverse supérieure à la coupure *High* p_t.

Un système de "masques" est également présent au niveau Global. Comme au niveau Local, il existe deux possibilités : les masques "forcés" et les masques "normaux" (cf. §3.5.1).

Ce système permet ainsi de masquer d'éventuelles voies bruyantes provenant d'une des cartes Trigger Regional.

3.6 L'acquisition des données

Les sorties ainsi que les patterns d'entrée de chacune des cartes électroniques composant les 3 niveaux de la logique de trigger (Local, Regional et Global) sont stockés dans des registres (initié par la réception d'un L0). Le transfert des données (initié par la réception d'un L1) depuis l'électronique de trigger vers les deux cartes d'acquisition DARC (Dimuon-trigger Alice Readout Controller) se fait via des fibres optiques. Chaque DARC a en charge une moitié du détecteur, soit 8 châssis VME (8 cartes Trigger Regional et 117 cartes Trigger Local), et une seule des deux DARC accède aux données du niveau Global.

Les cartes DARC mettent alors les données au format raw-data dans l'éventualité de leur transfert final vers la DAQ (via les DDL, cf. §2.2.4.2). Ce transfert ne s'opère que si les cartes DARC reçoivent un signal de niveau L2.

Chacun des 3 niveaux de l'électronique de décision intègre également des registres spéciaux : les échelles de comptage. Ces registres ont notamment pour but de compter :

- au niveau Local : le nombre de signaux envoyé par chacune des 20 992 voies de lecture ainsi que le nombre de déclenchements.
- au niveau Global : le nombre de déclenchements pour chacune des 6 sorties de l'algorithme de trigger (SGL LPt, SGL HPt, LS LPt, LS HPt, US LPt et US HPt).

Les registres d'échelles ne sont remis à zéro qu'après leur lecture et sont exempts de tout temps mort. Les échelles de comptage du niveau Local sont notamment utilisées pour estimer le bruit (comptage simple) sur les RPC.

La lecture des échelles de comptage est initiée lorsque les cartes DARC reçoivent un signal de déclenchement de type SOFTWARE provenant du CTP (cf. §2.2.4.1).

Notons que l'étape d'acquisition des données entraîne l'apparition d'un temps mort pendant lequel le détecteur est inactif. Dans le cas du MUON_TRG, pour des événements PHYSICS (cf. §2.2.4.1), le temps mort est fixe (pas de suppression de zéro) et proche de $\sim 150\mu s$ dont $\sim 90\mu s$ sont dûes au temps de latence du L2. Ce temps dépend évidemment de la quantité de données à transférer (6.6 kB/événement PHYSICS, 45 kB/événement SOFTWARE) et la lecture des échelles de comptage provoque une augmentation du temps de lecture.

3.7 Le fonctionnement au sein d'ALICE

Durant les runs de physique, le MUON_TRG est complètement pris en charge de manière centrale. Rappelons que l'acquisition des données lors des runs de physique ne peut avoir lieu que lorsque l'état du DCS est READY. Du point du vue du MUON_TRG, ceci signifie notamment que les hautes tensions alimentant les RPC doivent avoir atteint leur tension de fonctionnement (respectivement $\sim$ 8000 V et $\sim$ 10000 V pour les modes streamer et avalanche) et que les châssis VME ainsi que les basses tensions alimentant l'électronique de "Front-End" doivent être en fonctionnement.

En plus d'un état DCS, chaque sous-détecteur présente également un état FERO qui peut être READY ou NOT READY. Dans le cas du MUON_TRG, le FERO est pris en charge par un programme appelé MtsProxy et définit l'état de la configuration de l'électronique. De même que pour le DCS, l'acquisition des données n'est possible que lorsque le FERO est READY.

3.7.1 La configuration de l'électronique

Les fichiers de configuration de l'électronique du MUON_TRG sont au nombre de 3 :
- le fichier de configuration des cartes Trigger Local, Trigger Regional, Trigger Global, DARC et FET. Dans ce fichier figure par exemple le choix du mode de fonctionnement du FET (interne ou externe, cf. §3.4.2) ainsi que le choix SGL LPt/SGL HPt (cf. §3.5.3).
- le fichier de masques.
- le fichier de LUT.

Il existe différents types de configuration et notamment différents fichiers de LUT suivant les coupures en p_t choisies. Tous ces fichiers sont stockés sur une machine dépendante de la DAQ, réservée au MUON_TRG, où un programme appelé "Control Panel" [85] permet de les charger dans une dB-DAQ. Le "Control Panel" permet également, le cas échéant, de les éditer et de les modifier. Cette "database" est accessible à la fois par le MtsProxy et par AMORE, qui nécessite de connaître la configuration de l'électronique pour effectuer un "monitoring" des données. Ces fichiers sont chargés dans l'électronique par l'intermédiaire du MtsProxy.

Le MtsProxy joue le rôle d'interface avec l'ECS, notamment via le FERO en configurant l'électronique, mais également avec le CTP puisqu'il réceptionne et transmet les ordres de changement de mode de fonctionnement (Signature/Toggle/Normal, cf. §3.5) envoyés à la carte Trigger Global.

3.7.2 La calibration

Dans le cas du MUON_TRG, la calibration consiste à masquer les voies bruyantes et mortes au niveau Local et Global. Elle s'effectue via le DA (cf. §2.2.4.2) lors de runs de CALIBRATION, généralement juste avant un run de physique. Ces runs se composent de 2 séries de 100 séquences générées à une fréquence de 1 Hz par un émulateur du CTP. La première série est constitué d'événements "vide" et permet de mettre en évidence les voies bruyantes. La seconde série est constituée d'événements de CALIBRATION (cf. §2.2.4.1), pour lesquelles le générateur FET est déclenché, permettant ainsi d'identifier les voies mortes.

Le DA présente 3 modes de fonctionnement dont le choix s'effectue via le "Control Panel" :
- DA=0 : dans ce mode, le DA stocke tous les fichiers de configuration de l'électronique sur un FXS en vue de leur transfert vers l'OCDB par le shuttle (cf. §2.2.4.2) en fin de run. Tous les fichiers de configuration sont ainsi accessibles hors ligne.
- DA=1 : ce mode est identique au mode DA=0 mais permet également d'identifier les voies bruyantes et mortes au niveau Global. Le DA modifie ensuite le fichier de masques avant de le charger dans la dB-DAQ afin que ces voies soient masquées lors

du prochain run. Une réinitialisation du FERO est cependant nécessaire pour pouvoir permettre la prise en compte de ces changements.
– DA=2 : ce mode est identique au mode DA=1 et permet de plus de masquer les voies bruyantes et mortes au niveau Local suivant une procédure similaire à celle décrite pour le niveau Global.

Notons que le DA ne peut être désactivé, notamment en raison du fait que, quel que soit le mode de fonctionnement, il prend en charge le transfert des fichiers de configuration vers le FXS.

3.7.3 Le contrôle des données

Le contrôle de la qualité des données de chacun des sous-détecteurs d'ALICE se fait en deux étapes : directement en ligne parallèlement à la prise de données (logiciel AMORE) et hors ligne (QA).

Lors des runs de physique, le CTP envoie un événement de CALIBRATION au MUON_TRG toutes les 30 secondes. Ces événements déclenchant le générateur FET, ils permettent notamment de contrôler l'électronique du MUON_TRG. Remarquons que, dans la mesure où les événements de CALIBRATION sont des événements SOFTWARE, ils permettent la lecture des échelles de comptage (cf. §3.6) et donc de contrôler l'évolution du bruit des RPC au cours du run.

Dans le cas d'AMORE, l'analyse des 2 types d'événements se fait en parallèle par 2 agents différents : amoreAgentMTR_PHYS et amoreAgentMTR_CALIB. Pour AMORE et le QA, les tests effectués sont relativement similaires et seul le fonctionnement du QA sera décrit. On se concentrera notamment sur une partie du travail effectué durant la thèse, à savoir l'implémentation du contrôle de l'algorithme de trigger au sein du QA.

3.7.3.1 Le QA (Quality Assurance)

Le QA est le logiciel de contrôle de la qualité des données d'ALICE. Il est basé sur le logiciel officiel d'ALICE, AliRoot [86], et a pour but de contrôler les données depuis les raw-data jusqu'aux ESD (Event Summary Data). Dans le cas du MUON_TRG, le contrôle s'opère principalement au niveau des raw-data. Les résultats obtenus sont stockés sous forme d'histogrammes et divisés en deux grands ensembles :
– "shifter" : s'adressant à des personnes connaissant peu le système. Les histogrammes comportent les résultats des tests des erreurs de "read-out", un comptage du nombre de voies de lectures bruyantes ou mortes ainsi qu'un résumé des erreurs de l'algorithme de trigger qui sera détaillé au §3.7.3.2.
– "expert" : s'adressant à des experts du MUON_TRG. Les histogrammes ont pour but d'aider à l'identification et la résolution de problèmes potentiels. Ils regroupent des informations détaillées sur les erreurs de l'algorithme de trigger ou le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 ainsi que diverses distributions telles que la distribution des déviations (directement issues de l'algorithme de trigger Local), le nombre de déclenchements en fonction de la carte Local ou la distribution des réponses de la carte Trigger Global.

Le QA fonctionne, pour chaque run, durant l'étape de reconstruction officielle via la grille de calcul LCG. Cette étape consiste notamment en la création des ESD. Les histogrammes de

l'ensemble "shifter" présentent également la particularité de pouvoir être consultés en ligne au moment de l'acquisition des données par un responsable du contrôle des données, d'où la nécessité de produire des histogrammes compréhensibles par des personnes non spécialistes du MUON_TRG.

3.7.3.2 Le contrôle de l'algorithme de trigger

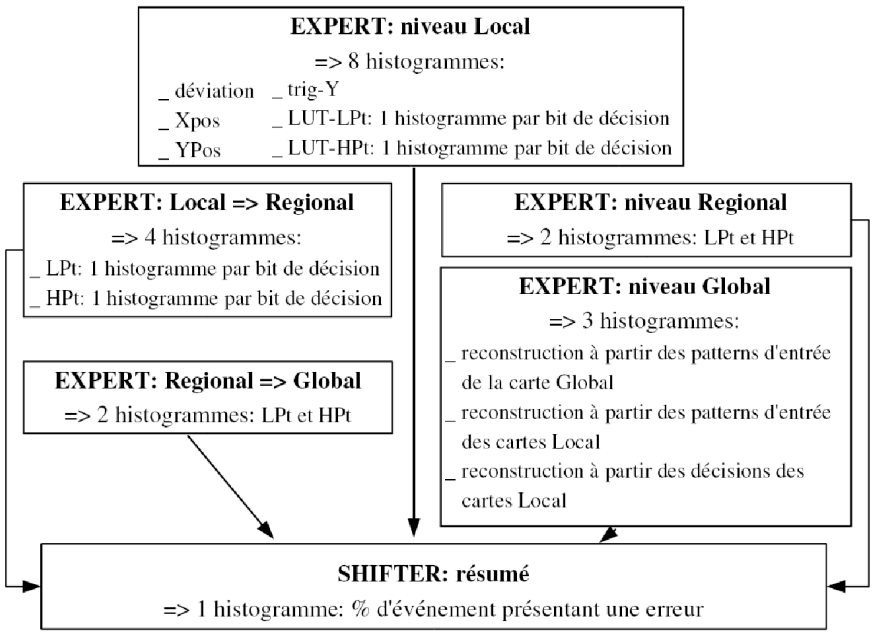


FIG. 3.14 – *Schéma de principe décrivant le contrôle de l'algorithme de trigger par l'outil de contrôle de la qualité des données d'ALICE : le QA (Quality Assurance).*

La méthode pour détecter les erreurs de l'algorithme de trigger s'applique aux trois niveaux de décision de l'électronique de trigger (Local, Regional et Global) et se divise en deux étapes :

- reconstruction par logiciel de la décision de trigger à partir des patterns d'entrée lus dans les raw-data ;
- comparaison entre la décision reconstruite et celle présente dans les raw-data. Si ces deux valeurs ne correspondent pas, la décision de trigger correspondante est considérée comme une erreur.

Notons que cette définition peut inclure des erreurs de "read-out". Dans la mesure où les patterns d'entrée et la décision de trigger de chacun des niveaux de décision sont stockés dans les raw-data, il est également possible de tester la transmission des signaux de déclenchement d'un niveau à l'autre.

La figure 3.14 montre une représentation schématique du contrôle de l'algorithme de trigger par le QA. Un total de 20 histogrammes est produit, dont un seul appartient à l'ensemble "shifter". Il a pour but de résumer les 19 histogrammes appartenant à l'ensemble "expert" et est composé de 10 "bins" (cf. figure 3.15). Chacun représente le pourcentage d'événements présentant une erreur pour une partie de la chaîne de décision qui regroupe :

- *Local algo X* : les erreurs de l'algorithme de trigger Local opérant dans le plan de déviation (calcul de Dev et XPos).
- *Local algo Y* : les erreurs de l'algorithme de trigger Local opérant dans le plan de non-déviation (calcul de trig-Y et YPos).
- *Local LUT* : les erreurs de calcul des 4 bits composant la décision de trigger Local. Remarquons que, dans la mesure où Dev, XPos, YPos et trig-Y sont les données d'entrée utilisées par les LUT, les erreurs sur *Local algo X* et *Local algo Y* peuvent également provoquer une erreur LUT.
- *Local Y Copy* : regroupe les erreurs de recopie Y (cf. §3.5.1). Ce "bin" a été ajouté suite à l'analyse des premières données avec faisceaux qui ont mis en évidence une forte dépendance entre le réglage de la "phase d'horloge" au niveau Local et le nombre d'erreurs de ce type (cf. §6.1.2.4). Un fort taux d'erreur est représentatif d'un mauvais réglage de la "phase d'horloge". Cette quantité représente ainsi un bon indicateur de la qualité de ce réglage et permet un "monitoring".
- *Local2Regional* : les erreurs de transmission du signal entre le niveau Local et Regional.
- *Regional* : les erreurs de déclenchement au niveau Regional à partir des patterns d'entrée de la carte Trigger Regional.
- *Regional2Global* : les erreurs de transmission du signal entre le niveau Regional et Global.
- *GlobalFromInGlobal* : les erreurs du niveau Global. La décision de trigger est ici reconstruite à partir des patterns d'entrée de la carte Trigger Global représentant ainsi un test de l'algorithme de la carte Trigger Global elle-même.
- *GlobalFromInLocal* : les erreurs du niveau Global. La décision de trigger est ici reconstruite à partir des patterns d'entrée des cartes trigger Local représentant un contrôle de la totalité de la chaîne de décision.
- *GlobalFromOutLocal* (non implémenté) : les erreurs du niveau Global en reconstruisant la décision de trigger à partir des décisions des cartes trigger Local.

Le "read-out" des cartes de trigger Regional n'étant pas fonctionnel pour des raisons techniques, tous les histogrammes impliquant le niveau Regional et leurs "bins" correspondants sur l'histogramme de résumé (*Local2Regional*, *Regional*, *Regional2Global*) ne sont, à l'heure actuelle, pas implémentés.

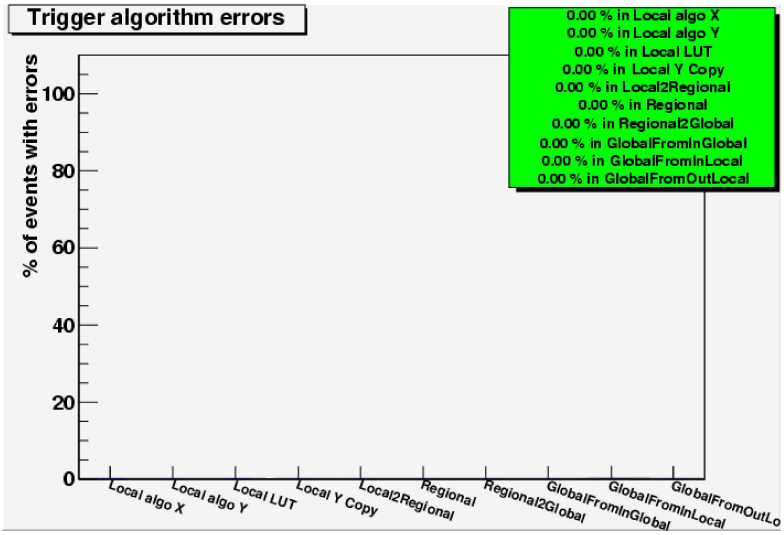


FIG. 3.15 – *Histogramme du QA résumant les erreurs de l'algorithme de trigger (exemple sans événement).*

Chapitre 4

Simulations des dispersions temporelles : optimisation de l'efficacité de détection

Sommaire

4.1 Principe de la simulation 96
4.2 Dispersions temporelles sur un échantillon de muons tests . . 97
4.2.1 Résultat de référence : fluctuations dues au temps de vol des particules 97
4.2.2 Fluctuations dues au temps de propagation dans les "strips" . . . 99
4.2.3 Fluctuations dues à la résolution temporelle des RPC couplées à l'électronique de "Front-End" 100
4.2.4 Fluctuations dues au temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et au temps de propagation dans les câbles 103
4.3 Dispersions temporelles en collisions proton-proton 105
4.3.1 Résultat de référence 106
4.3.2 Introduction des sources de dispersions 106
4.3.3 Perte d'efficacité de déclenchement 108
4.4 Conclusion 109

Les signaux provenant de l'électronique de "Front-End" sont de nature asynchrone, bien que les collisions elles-mêmes soient synchrones d'un signal d'horloge. Cette horloge, appelée LHC_{clock}, bat à la fréquence maximum de croisement des faisceaux, soit 40 MHz. Le niveau Local est le premier niveau de la chaîne électronique à être synchronisé avec cette horloge. La largeur des signaux provenant de l'électronique de "Front-End" étant de l'ordre de grandeur de la période d'horloge, leur échantillonnage (ou efficacité de capture) au niveau des cartes de Trigger Local est dépendante de la dispersion des signaux ainsi que du réglage de la "phase d'horloge" par rapport aux signaux (cf. figure 4.1). Par extension, l'efficacité de la totalité du MUON_TRG est dépendante de cette même phase. La recherche d'une valeur de phase qui maximise l'efficacité de capture représente ainsi une étape primordiale dans la mise en fonctionnement du MUON_TRG.

Des simulations ont été réalisées dans ce but. La première étape passe par l'identification d'une quantité indépendante, le plus possible, des conditions expérimentales et sensible à la valeur de la phase. La seconde, par la simulation des diverses sources de dispersions pouvant

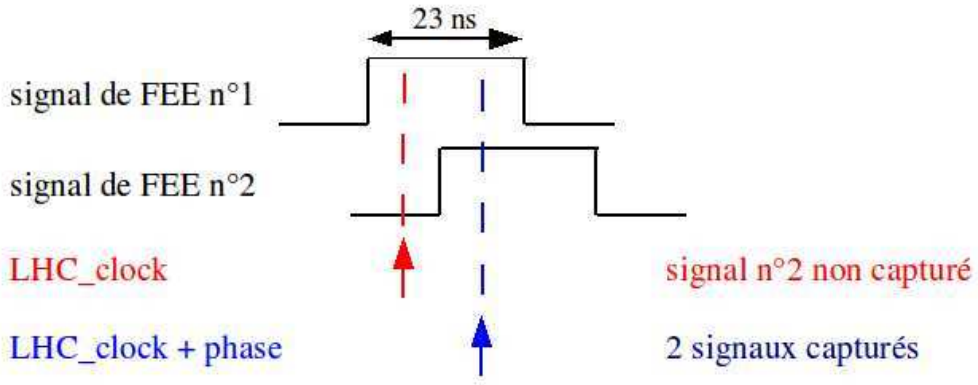


FIG. 4.1 – *schéma de principe illustrant l'échantillonnage des signaux provenant de l'électronique de "Front-End" au niveau des cartes Trigger Local.*

affecter la capture des signaux au niveau des cartes Trigger Local. La méthode utilisée ainsi que les résultats de ces simulations seront développés dans ce chapitre.

4.1 Principe de la simulation

Les simulations ont été réalisées en utilisant AliRoot, le logiciel officiel d'ALICE. Basé sur "root", le logiciel libre édité par le CERN, il comporte des librairies supplémentaires propres à l'expérience ALICE, utiles aussi bien pour les simulations que pour l'analyse des données. Il contient notamment une description détaillée des éléments constituant le détecteur. Dans le but d'alléger les simulations, seuls les composants pouvant affecter nos résultats ont été inclus, à savoir : l'aimant L3, l'absorbeur frontal, le dipôle, le tube à vide, le blindage faisceau, le mur de fer et la totalité des chambres de détection du spectromètre à muons.

Le pourcentage de muons par collision proton-proton minimum bias à $\sqrt{(s)} = 14\,TeV$ est d'environ 1%. Il a été estimé que 2000 muons était une statistique suffisante pour permettre une étude précise du phénomène. La génération de 200 000 collisions minimum bias a donc été nécessaire pour cette étude. La simulation de la réponse du MUON_TRG s'opère en plusieurs étapes :

- génération des événements : à chaque particule, y compris les secondaires, est associée une trace décrivant sa propagation au sein du détecteur. La génération des événements est effectuée en utilisant le générateur PYTHIA [54].
- le point formé par l'intersection d'une trace et d'une chambre de Trigger définit un objet appelé HIT. Cet objet contient des informations sur sa propre position, la nature et le temps de vol de la particule associée. Il est à noter que le temps de vol est ici défini comme le temps écoulé entre la génération de l'événement et le moment où la particule arrive au niveau du plan de détection. De ce fait, le temps de vol d'une particule secondaire peut être supérieur à sa durée de vie.
- à la différence d'un HIT, dont la position dépend du référentiel de l'expérience, un DIGIT est associé de manière générale à un élément de lecture du détecteur et, dans le

cas du MUON_TRG, à un numéro de "strip". La création ou non d'un DIGIT à partir d'un HIT dépend de la segmentation du détecteur (zone instrumentée ou non), de l'efficacité des chambres de détection (100% dans le cas de ces simulations), ainsi que d'une condition sur le temps de vol des particules. Dans la version officielle d'AliRoot, un HIT associé à une particule possédant un temps de vol supérieur à 75 ns ne donne pas lieu à un DIGIT. Cette valeur correspond approximativement à la somme du temps de vol estimé pour une particule avec une vitesse de propagation égale à c (environ 50 ns) et de la largeur du signal émis par l'électronique de "Front-End" (environ 23 ns).
- un algorithme, réplique de l'algorithme de trigger implanté dans l'électronique de trigger, calcule la décision de trigger à partir des DIGIT suivant les coupures en impulsion transverse, *All* p_t et *Low* p_t (cf. §3.1). Comme c'est le cas pour l'algorithme implémenté dans les cartes de Trigger Local, il est possible d'en ajuster le niveau de coïncidence (cf. §3.5.1).

La modification de la condition sur le temps de vol présente par défaut au niveau de la troisième étape permet d'introduire dans la simulation un effet équivalent à celui de l'échantillonnage des signaux par une horloge dont on ferait varier la phase. Le détail du principe sera discuté dans la section suivante.

De manière plus générale, la simulation consiste à générer un lot de DIGIT par valeur de "phase d'horloge" à partir d'un même lot d'événements PYTHIA. Cette méthode présente l'avantage de limiter l'utilisation du générateur PYTHIA, réduisant les ressources de calcul utilisées. A titre d'exemple, la simple génération des 200 000 événements proton-proton nécessaires à cette étude a demandé les ressources de 14 CPU en parallèle pendant environ 1 semaine. D'un point de vue pratique, il aurait été inconcevable de réaliser une génération PYTHIA par valeur de "phase d'horloge".

Bien qu'efficace en terme de gestion des ressources, la réitération de l'étape de digitalisation pour chacune des valeurs de "phase d'horloge" reste très couteuse en temps de calcul. Il a ainsi été décidé d'utiliser une génération test pour étudier l'effet de chaque source de dispersions indépendamment des autres. Elle se caractérise par la simulation de 1000 muons de haute impulsion (20 GeV/c) sur un anneau de rayon intérieur égal à 1.53 mètres, de largeur ~ 3 mm, centré autour du tube à vide ($\theta = [174.500°; 174.510°]$, $\phi = [0°; 360°]$). Tous les résultats présentés dans la section suivante sont extraits de cette génération test.

4.2 Dispersions temporelles sur un échantillon de muons tests

4.2.1 Résultat de référence : fluctuations dues au temps de vol des particules

Dans le cadre des simulations, l'information sur la dimension temporelle du signal est portée par le temps de vol, noté TOF. La notion d'horloge n'existe pas au sein d'AliRoot. Le front montant d'horloge, qui correspond à la capture des signaux au niveau de l'électronique de Trigger Local, sera ainsi représenté par une variable propre à la simulation : SIM_LHC_{clock}. La phase sera tout simplement assimilée à la différence entre ces deux variables. La variation par pas de 1 ns de la variable SIM_LHC_{clock} sur une plage égale à la

période de la LHC_{clock}, soit 25 ns, permet de scanner toutes les valeurs de phase possibles. Une particule d'impulsion infinie parcourt la distance séparant le point d'interaction de la première station de Trigger en un temps proche de 54 ns. La limite inférieure est donc fixée à $SIM_LHC_{clock} = 55\ ns$.

Un signal logique d'une largeur de 23 ns (cf. §3.4.1) est produit par l'électronique de "Front-End" au passage d'une particule chargée ayant induit un signal sur un "strip". Si ce laps de temps coïncide avec le front montant de l'horloge battant au niveau de l'électronique de trigger Local alors le signal sera pris en compte dans la décision de trigger (cf. figure 4.1). Au niveau de la simulation cela se traduit par la digitalisation d'un HIT. La condition énoncée ci dessus s'écrit de la manière suivante :

$$TOF < SIM_LHC_{clock} < TOF + 23\ ns \tag{4.1}$$

Notons que la compensation de 3 ns faite au niveau de l'électronique de "Front-End" (cf. §3.4.1) pour prendre en compte la différence de temps de vol entre les stations MT1 et MT2, distantes d'un mètre, se traduit par l'ajout d'un retard de 3 ns dans l'équation 4.1 pour les HIT de la station MT2 :

$$TOF - 3\ ns\ < SIM_LHC_{clock} < TOF - 3 + 23\ ns \tag{4.2}$$

La figure 4.2(a) représente le nombre de déclenchements en coïncidence 3/4 *All* p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour la génération test décrite au §4.1. Elle montre un plateau d'une largeur de 22 ns pour lequel le nombre de déclenchements est très proche du nombre d'événements générés. La valeur maximale du rapport entre ces deux quantités s'approche ainsi de 1. La largeur du plateau découle de celle du signal logique émis par l'électronique de "Front-End", soit 23 ns. Pour des raisons physiques et géométriques, le temps de vol des particules présente lui même de faibles dispersions qui se traduisent par une perte d'efficacité pour les valeurs de phase extrêmes et donc une réduction de la largeur du plateau. Cet effet est d'autant plus important en coïncidence 4/4 (cf. figure 4.2(b)) puisque la non-digitalisation d'un unique HIT entraîne la perte du déclenchement. Remarquons que la valeur maximale du rapport entre le nombre de déclenchements en coïncidence 4/4 et le nombre d'événements générés est proche de 0.88. Cette chute, comparativement à la coïncidence 3/4, s'explique principalement par des effets d'acceptance qui seront détaillés au §4.3.1.

La plus importante sensibilité à la valeur de phase de la coïncidence 4/4 en fait une quantité intéressante pour cette étude. Cependant, la normalisation par le nombre d'événements générés est sujette à caution. En effet, son estimation dans le cadre de données réelles, reste complexe et entachée d'incertitudes. Une des solutions serait de normaliser par le taux d'événements minimum bias qui est une quantité accessible. Mais la forte dépendance aux conditions expérimentales, notamment à la variation de la valeur du temps mort, la rend difficilement utilisable dans le cadre de cette étude.

Le rapport entre les nombres de déclenchements en coïncidence 4/4 et 3/4 est une quantité aisément accessible et relativement indépendante des variations des conditions expérimentales. Comme le montre la figure 4.3, le rapport est dominé par les effets observés en coïncidence 4/4, ce qui en fait une quantité particulièrement sensible à la valeur

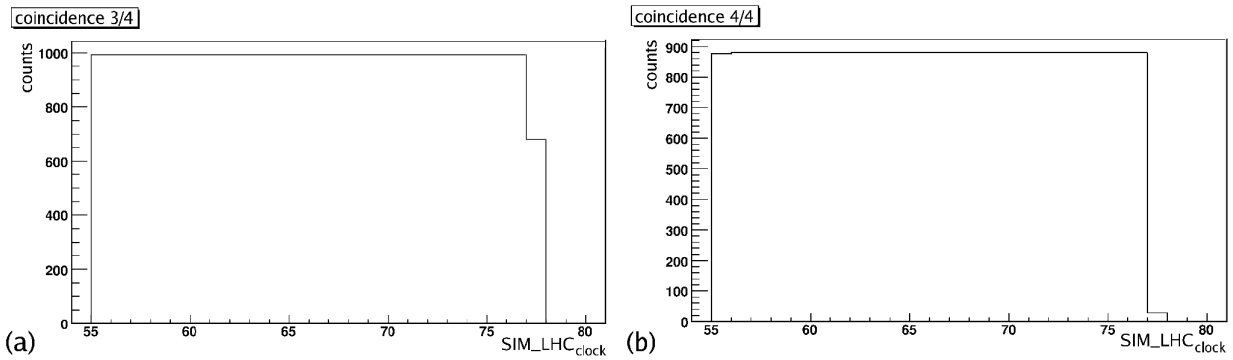


FIG. 4.2 – *Génération test (1000 muons) : nombre de déclenchements en coïncidence 3/4 All p_t (a) et coïncidence 4/4 All p_t (b) en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence n'incluant que les fluctuations dues au temps de vol.*

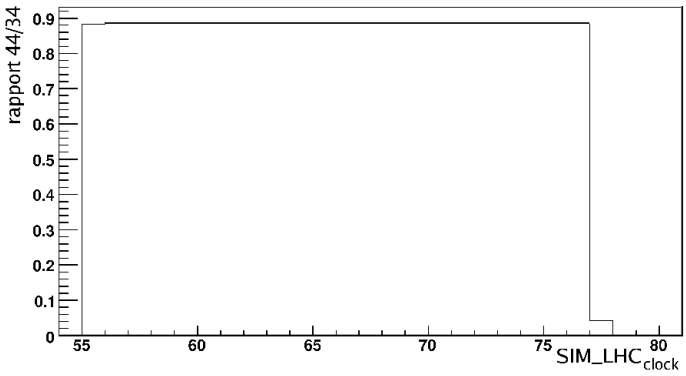


FIG. 4.3 – *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence n'incluant que les fluctuations dues au temps de vol.*

de la phase. Cette quantité doit cependant être utilisée en valeur relative dans la mesure où elle dépend de l'état général du système et notamment de l'efficacité des chambres de détection, de l'algorithme de trigger (cf. §3.5.1) mais également de la qualité de l'alignement (cf. §5.3.4). Par la suite, cette étude se concentrera sur cette quantité et la figure 4.3 représentera le résultat de référence à partir duquel l'effet de chaque source de dispersions temporelles sera étudié.

4.2.2 Fluctuations dues au temps de propagation dans les "strips"

Une RPC est équipée de trois types de "strips" de largeur 1, 2 et 4 *cm*. Comme le montre le tableau 4.1 extrait de la thèse de doctorat de F. GUERIN [87], l'impédance caractéristique Z d'un "strip" dépend de sa largeur. Chaque type de "strip" possède ainsi des caractéristiques différentes concernant le transport du signal électrique jusqu'à l'électronique de "Front-End" (FEB). La figure 4.4 représente le schéma de principe de la propagation dans un "strip" d'un signal électrique I_i induit par le passage d'une particule chargée dans le volume de gaz. Le signal se propage à la vitesse v_i jusqu'aux impédances d'adaptation $Z(FEA)$ et $Z(FEB)$

situées aux deux extrémités où il est réfléchi avec un coefficient de réflexion en tension ρ_U défini par l'expression [88] :

$$\rho_U = \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c} \tag{4.3}$$

où Z est l'impédance d'adaptation (50 Ω) et Z_c l'impédance caractéristique du "strip".

Les différentes valeurs de ρ_U pour les trois largeurs de "strip" sont répertoriées dans le tableau 4.1. Des valeurs du coefficient de réflexion en tension comprise entre 0 et 30% indiquent que la discrimination d'un signal par l'électronique de "Front-End" ne peut être initiée que par le signal I_i. Le signal réfléchi au niveau de la carte d'adaptation, $I_r(FEA)$, n'a de réelle influence que sur la forme et l'amplitude du signal [87]. Ainsi, le temps écoulé entre le passage de la particule chargée et la discrimination du signal par l'électronique de "Front-End" ne dépend que de la distance entre le point d'impact sur le "strip" et le FEB ainsi que de la vitesse de propagation du signal v_i. Une étude interne a démontré que cette dernière peut être considérée comme constante et égale à c [88].

Du point de vue de la simulation, la position du point d'impact est fournie par la position du HIT et la dimension d'un strip est une donnée propre à la géométrie du MUON_TRG implémentée dans AliRoot. Il suffit ensuite, pour chacun des HIT, d'ajouter le temps de propagation Δt_{strip}, calculé à partir de ces deux paramètres, à la variable TOF dans les équations 4.1 et 4.2. Comme le montre la figure 4.5, la valeur maximale du rapport entre les coïncidences 4/4 *All* p_t et 3/4 *All* p_t, proche de 0.9, est identique à celle observée pour le résultat de référence (cf. figure 4.3). En revanche la largeur du plateau se trouve réduite de 22 à 21 ns, témoignant de l'influence de cette source de dispersion sur les valeurs de phase extrêmes.

"strip"	Z_c (Ω)	ρ_U
1 cm	48.8	0.01
2 cm	39.7	0.11
4 cm	28.4	0.27

TAB. 4.1 – *Impédance caractéristique Z_c et coefficient de réflexion en tension ρ_U en fonction de la largeur des "strips".*

4.2.3 Fluctuations dues à la résolution temporelle des RPC couplées à l'électronique de "Front-End"

Les performances des RPC, en mode streamer, couplées à l'électronique de "Front-End", ont été évaluées à partir de tests effectués en 2003 auprès de l'accélérateur PS du CERN (cf. §3.4.1). La figure 4.6 (à gauche) représente un exemple de spectre en temps [82] extrait de ces données pour une tension de fonctionnement de 9200 V et un jeu de seuil fixé à $(10, 80)$ mV. Elle met en évidence un pic étroit d'écart type $\sigma = 1$ ns, suivi d'une queue de distribution contenant environ 3% des événements et peuplée par les événements pour lesquels le

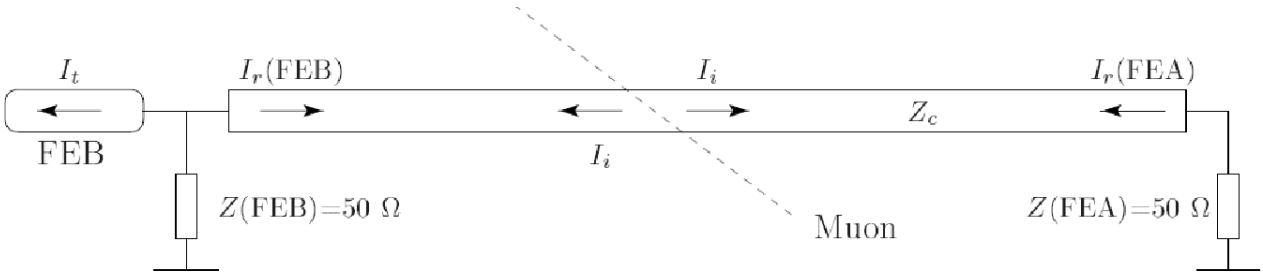


FIG. 4.4 – *Schéma de principe décrivant la propagation du signal le long d'un "strip".*

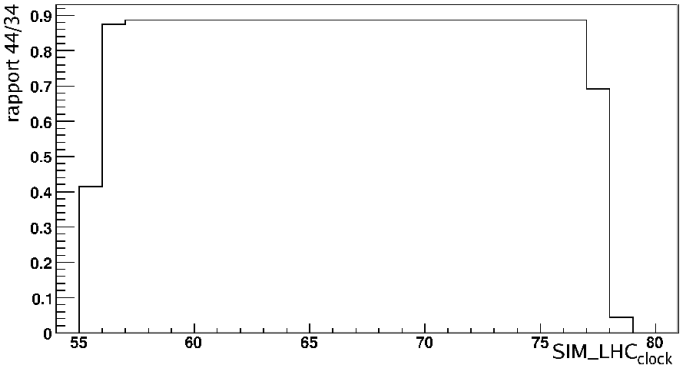


FIG. 4.5 – *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence couplé à des fluctuations provenant du temps de propagation dans les strips.*

"précurseur avalanche" n'a pas été détecté. Notons que plus de 99% des événements sont contenus dans une fenêtre en temps de largeur égale à 25 ns.

L'introduction dans la simulation de cette source de dispersion temporelle a nécessité la détermination d'une paramétrisation reproduisant au mieux cette distribution expérimentale. Cette paramétrisation est représentée sur la figure 4.6 (à droite). Elle est obtenue par la succession de deux sources d'événements :

- la première génération suit une distribution gaussienne d'écart type $\sigma = 1\ ns$ centrée en $\mu = 0$ et représente le pic. Pour une loi normale, 97% des événements sont compris dans l'intervalle $[-2.17 \times \sigma; 2.17 \times \sigma]$[89]. Une simple condition sur le nombre généré aléatoirement permet d'obtenir 97% d'événements dans le pic.
- la seconde génération suit une distribution uniforme dans l'intervalle $[2.17; 25]$ et représente les 3% d'événements restant, peuplant la queue de distribution.

Pour chacun des HIT, un nombre Δt_{resol} est généré aléatoirement suivant cette paramétrisation et ajouté à la variable TOF dans les équations 4.1 et 4.2. La figure 4.7 représente le rapport entre les coïncidences 4/4 *All* p_t et 3/4 *All* p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock}. Elle met en évidence une pente relativement forte au plateau qui se traduit par une valeur du rapport inférieure de 4% par rapport à la valeur maximale, pour les valeurs de phase les plus faibles. Cette forme suggère que le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 est principalement affecté par les événements contenus dans la partie uniforme du spectre en temps.

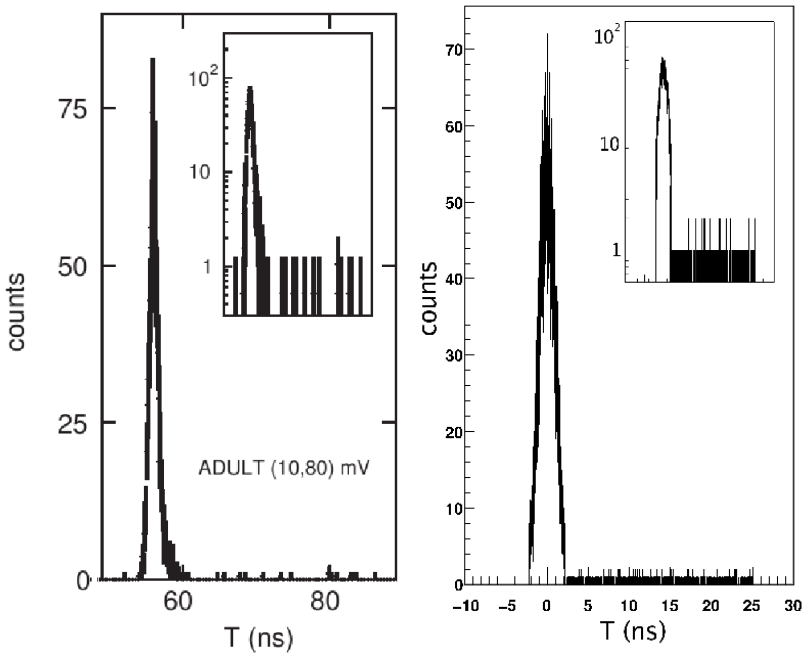


FIG. 4.6 – *A gauche : spectre en temps en mode streamer pour une tension de fonctionnement de* 9200 V *et un jeu de seuils de l'électronique de "Front-End" fixé à* $(10, 80)$ mV*. Dans l'encadré figure la même distribution avec un axe vertical représenté en échelle logarithmique. Ce résultat est obtenu pour un flux incident de* 100 Hz/cm^2*. A droite : paramétrisation reproduisant le spectre en temps obtenu expérimentalement.*

Elle suggère également que la valeur de la "phase d'horloge" serait décalé vers les grandes valeurs.

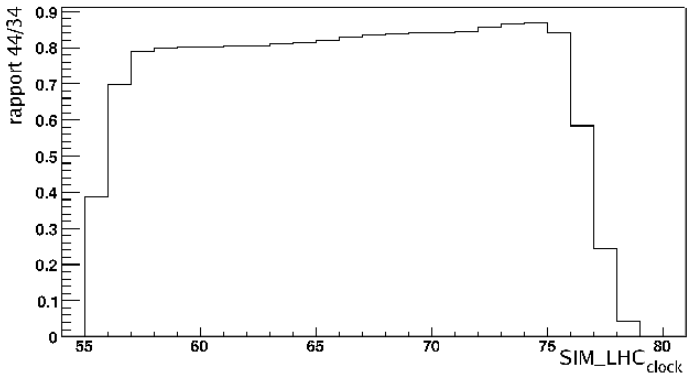


FIG. 4.7 – *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All* p_t *et 3/4 All* p_t *en fonction de la variable* SIM_LHC_{clock} *pour un résultat de référence et des fluctuations dues à la résolution temporelle des RPC couplées à l'électronique de "Front-End".*

4.2.4 Fluctuations dues au temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et au temps de propagation dans les câbles

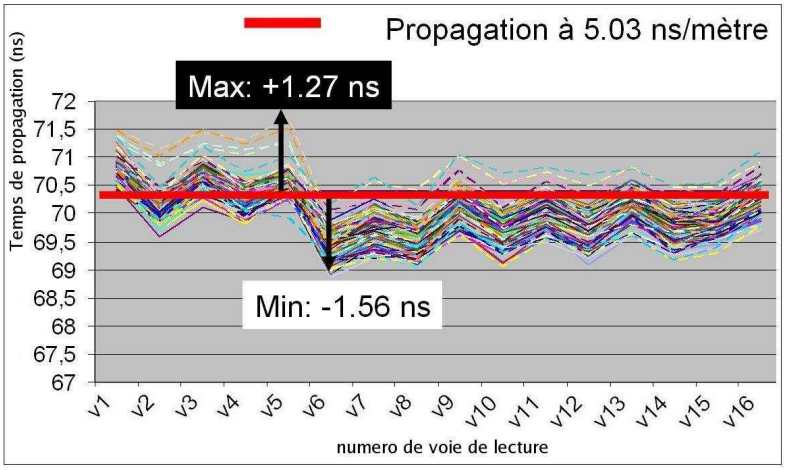


FIG. 4.8 – *Temps de propagation du signal en fonction du numéro de brin (*16 *paires de brin par câble) pour l'ensemble des câbles de longueur égale à* 14 *mètres.*

La figure 3.11, présentée au chapitre 3, montre que l'ensemble des 20992 voies de "Front-End" se trouvent dans une fenêtre en temps de largeur $\Delta t_{ch} = 4\ ns$. La dispersion du signal dans les câbles propageant le signal depuis l'électronique de "Front-End" jusqu'aux cartes Trigger Local a également été mesurée lors de leur production. La figure 4.8 illustre cette dispersion à travers l'exemple des câbles de longueur égale à 14 mètres. Une diffrence de temps proche de 3 *ns* peut être observée entre les signaux les plus rapides et les plus lents.

Du fait du nombre élevé de voies de lecture, il apparaît difficile de reproduire une simulation de la dispersion temporelle provenant de ces deux sources (câbles ou "Front-End") voie par voie. Une approche différente a donc du être développée pour prendre en compte ces dispersions au niveau de la simulation. Cette approche consiste à utiliser des mesures effectuées en 2007, au moyen d'un banc de test dédié, sur le système final installé en caverne ALICE. Les résultats de ces mesures sont présentés dans le paragraphe suivant.

4.2.4.1 Mesures in situ

Le banc de test a servi, en premier lieu, à valider la chaîne de mesure. Le principe du test est d'utiliser le générateur FET (cf. §3.4.2) afin de vérifier que le signal engendré par le générateur FET est correctement capturé au niveau de l'électronique de Trigger Local. Pour une voie de lecture donnée, l'efficacité de capture se définit ainsi comme valant 1 si le signal est présent dans les données, 0 dans le cas contraire. L'efficacité de capture des signaux en fonction de la phase, par voie de lecture, s'obtient ensuite en faisant varier la phase entre l'émission du signal FET et l'horloge LHC_{clock}. Le cumul des résultats pour toutes les voies de lecture permet de déduire une efficacité de capture globale en fonction de la phase qui est représentée par la figure 4.9. Un plateau d'efficacité proche de 100% d'une largeur d'environ

10 ns est obtenu. La valeur maximale de l'efficacité de capture n'est pas rigoureusement égale à 100% en raison de voies mortes.

Il est important de remarquer que ce test envoie un signal FET synchrone sur l'ensemble du détecteur alors que les FEB de la première station sont retardées de 3 ns par rapport à celles de la seconde station (cf. §3.4.1). Notons également que les signaux FET présentent leur propre dispersion au niveau de leur arrivée à l'électronique de "Front-End" ($\pm 4\ ns$). Ces deux effets étant propres à l'utilisation du générateur FET, ils devraient être déconvolués de la distribution avant son introduction dans la simulation. La méthode de déconvolution envisagée étant cependant complexe, il a été décidé de ne pas la mettre en oeuvre. L'effet de cette source de dispersions est donc surestimé ce qui fait que la simulation présente des résultats conservatifs.

Conceptuellement, la distribution représentée par la figure 4.9 peut être assimilée à la probabilité en fonction de la phase, que le signal provenant d'une voie de lecture donnée soit correctement capturé par l'électronique de Trigger Local. A titre d'exemple, une valeur d'efficacité de 45% pour une phase égale à 21 ns signifie que, pour cette valeur de phase, les signaux provenant de 45% des voies de lecture sont correctement capturés par l'électronique de Trigger Local. Il est facile de se convaincre que cette notion est équivalente à affirmer que le signal d'une voie de lecture donnée a une probabilité égale à 45% d'être correctement capturé. En conséquence, la simple génération d'un nombre aléatoire suivant cette distribution permet de simuler les fluctuations dues au temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et au temps de propagation dans les câbles.

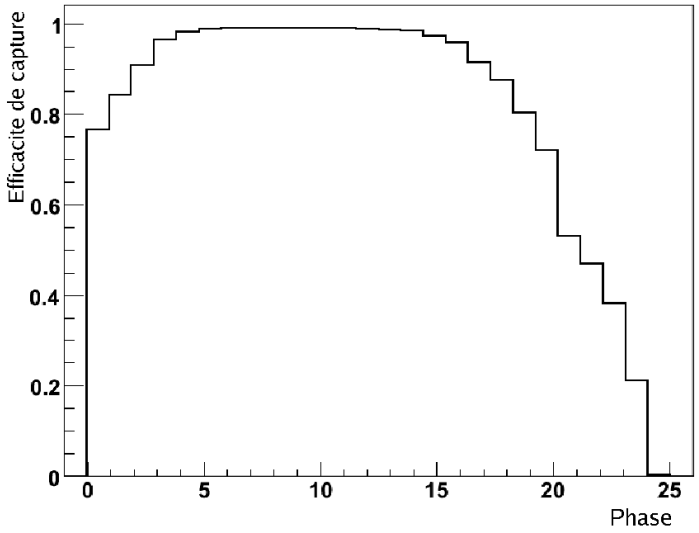


FIG. 4.9 – *Efficacité de capture des signaux de l'ensemble des voies de lecture au niveau de l'électronique de Trigger Local en fonction de la phase entre le signal FET et l'horloge* LHC_{clock}.

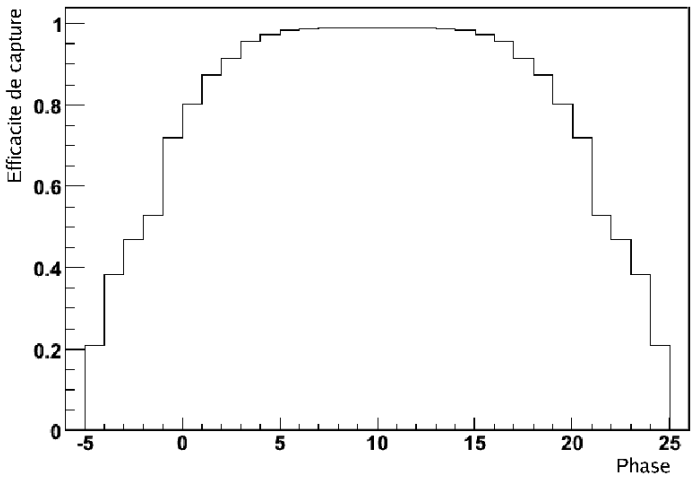


FIG. 4.10 – *Extrapolation aux phases négatives de la distribution présentée figure 4.9.*

4.2.4.2 Intégration dans la simulation

Remarquons que la courbe expérimentale décrite par la figure 4.9 s'étalerait sur plusieurs coups d'horloge. Etant expérimentalement difficile d'obtenir des données pour le coup d'horloge précédent, il est nécessaire d'extrapoler la courbe pour les phases négatives. En supposant que la distribution est symétrique par rapport au centre de son plateau, il suffit de dupliquer l'intervalle $[10; 25]$ sur l'intervalle $[-6; 9]$ pour obtenir une courbe étalée sur deux coups d'horloge (cf. figure 4.10). L'introduction de cette distribution dans la simulation se fait à travers la variable *Phase* qui se définit comme suit :

$$Phase = SIM_LHC_{clock} - t_{total} \tag{4.4}$$

où t_{total} représente le temps total écoulé entre la génération de l'événement et la capture des signaux par l'électronique de Trigger Local. Dans le cadre de la génération test, $t_{total} = TOF$.

L'efficacité de capture pour une valeur de la variable *Phase* donnée s'obtient en générant aléatoirement une probabilité de digitalisation d'un HIT selon la distribution représentée par la figure 4.10. Le rapport entre les coïncidences 4/4 *All* p_t et 3/4 *All* p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} (cf. 4.11) met en évidence que, comparativement au résultat de référence, le plateau se réduit de 22 à 6 ns et la valeur maximale du rapport chute de 0.88 à 0.80. Notons cependant que, en raison de la dispersion propre des signaux du générateur FET au niveau de l'électronique de "Front-End", l'effet de cette source de dispersion est surestimé (cf. §4.2.4.1).

4.3 Dispersions temporelles en collisions proton-proton

Les résultats obtenus à l'aide de la génération test ont permis de mettre en évidence que la mise en oeuvre de la méthode de simulation des diverses sources de dispersions fonctionne. La seconde étape a été d'appliquer cette méthode à une génération de collisions proton-proton minimum bias à $\sqrt(s) = 14\ TeV$.

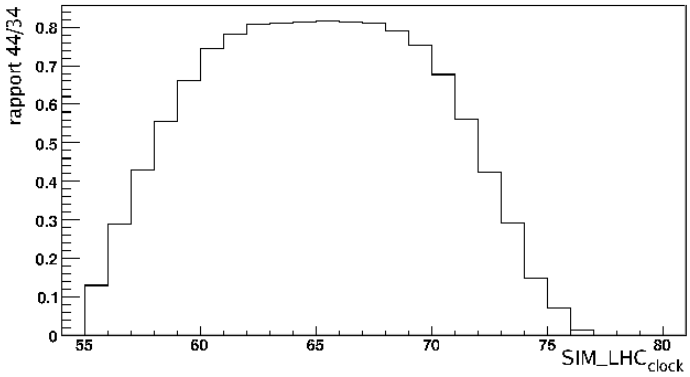


FIG. 4.11 – *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence couplé à des fluctuations provenant du temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et de la propagation dans les câbles. Notons que ce résultat inclus également la dispersion propre des signaux du générateur FET au niveau de l'électronique de "Front-End".*

4.3.1 Résultat de référence

Comme pour la génération test (cf. §4.2.1), le résultat de référence n'incluant que les fluctuations du temps de vol des particules est nécessaire pour permettre une étude comparative de l'effet des sources de dispersions sur la capture du signal au niveau des cartes Trigger Local. La figure 4.12(a) représente le rapport entre les coïncidences 4/4 *All* p_t et 3/4 *All* p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour ce résultat de référence. Elle met en évidence un plateau d'une largeur de 20 ns pour lequel le rapport est proche de 0.62. Cette valeur relativement faible s'explique principalement par des effets d'acceptance (géométrique et algorithmique).

Remarquons que la même distribution suivant la coupure *Low* p_t (cf. figure 4.12(b)) montre une forme générale similaire à la figure 4.12(a), mais une valeur de plateau égale à 0.76. Pour comprendre cet effet il est nécessaire d'introduire la notion de distance de moindre approche ("distance of closest approach" ou DCA) qui se définit comme la distance qui sépare le point d'intersection entre la trace reconstruite par le spectromètre à muons et le plan (X,Y) comprenant le vertex primaire de la collision. Comme le montre la figure 4.13, les particules de basse impulsion transverse (comprises entre les coupures *All* p_t et *Low* p_t) présentent un DCA moyen plus élevé. Ainsi un nombre plus important de particules ne pointent pas vers le point d'interaction. Or, comme nous le verrons au §5.3.1.4, l'algorithme est moins efficace pour détecter des particules qui ne proviennent pas du point d'interaction. Ceci peut donc expliquer la diminution du rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 observée pour la coupure *All* p_t.

4.3.2 Introduction des sources de dispersions

L'introduction de toutes les sources de dispersions au sein de la simulation se fait de la même manière que pour la génération test (cf. §4.2). Il suffit d'appliquer successivement les conditions décrites par les équations 4.1 et 4.2 en ajoutant les nombres Δt_{strip} et Δt_{resol} à la

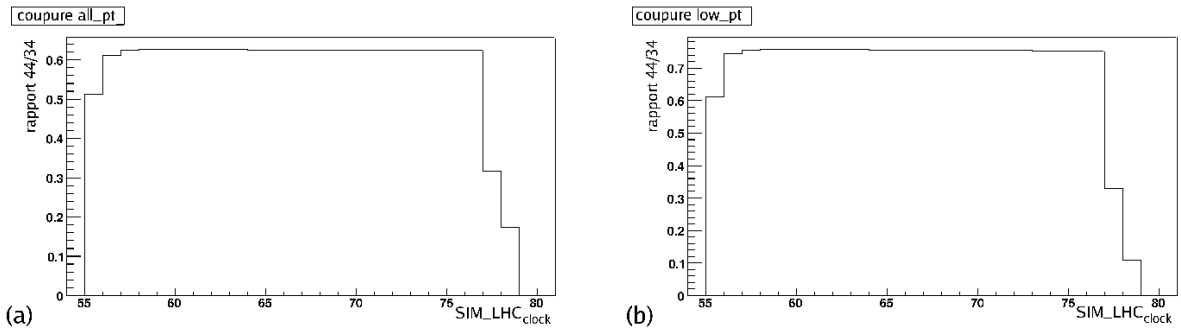


FIG. 4.12 – *Simulation de collisions proton-proton minimum bias à* $\sqrt{(s)} = 14\ TeV$ *: rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 All* p_t *(a) et Low* p_t *(b) en fonction de la variable* SIM_LHC_{clock} *pour un résultat de référence n'incluant que les fluctuations dues au temps de vol.*

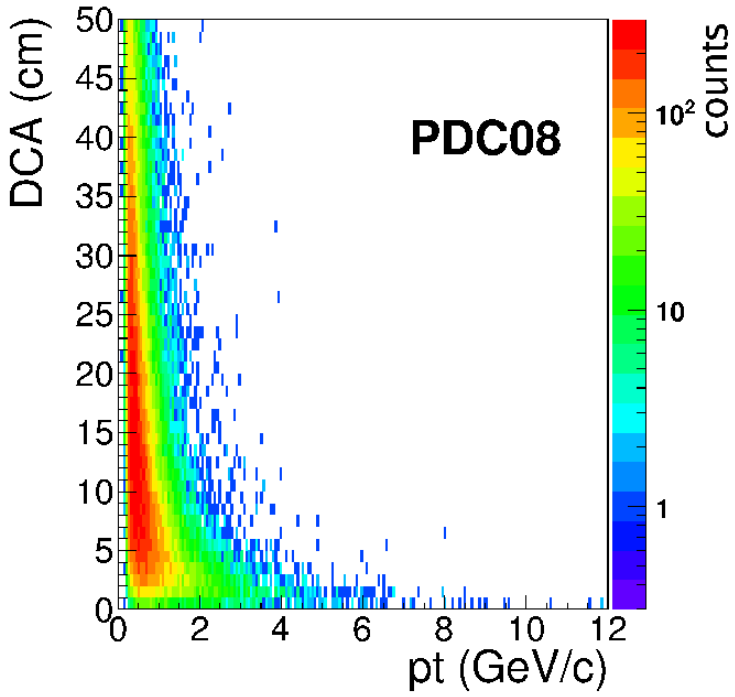


FIG. 4.13 – *Distance de moindre approche (DCA) en fonction de l'impulsion transverse de la particule pour* $\sim$ 64000 *muons dans l'acceptance du spectromètre à muons. Les événements proviennent de la simulation PDC08 (Physics Data Challenge 2008) [90].*

variable TOF, puis la méthode décrite au §4.2.4.2 en imposant $t_{total} = TOF + \Delta t_{strip} + \Delta t_{resol}$. Le rapport entre les coïncidences *All* p_t et 3/4 *All* p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} (cf. figure 4.14) montre un plateau très étroit, d'une largeur de quelques nanosecondes. La valeur maximale de ce rapport est inférieure à 0.52. Rappelons cependant que l'effet des fluctuations dues au temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et au temps de propagation dans les câbles est surestimé (cf. §4.2.4.1). La faible largeur du plateau doit ainsi être considérée comme un résultat conservatif. Malgré tout, la comparaison entre ce

résultat et celui de référence (cf. figure 4.12(a)) montre que les dispersions temporelles ont un effet non négligeable sur la capture des signaux au niveau des cartes Trigger Local.

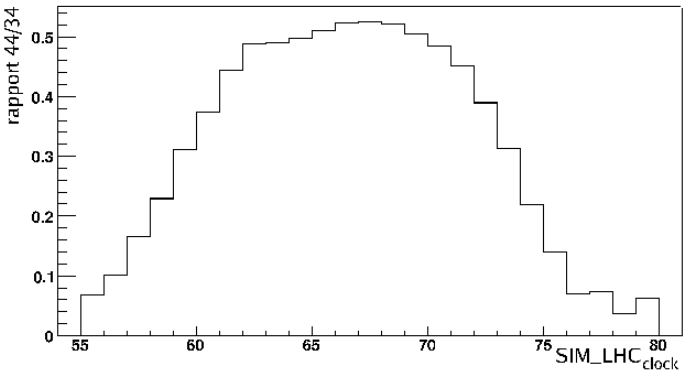


FIG. 4.14 – *Simulation de collisions proton-proton minimum bias à* $\sqrt{(s)} = 14\,TeV$ *: rapport entre les coïncidences 4/4 All* p_t *et 3/4 All* p_t *en fonction de la variable* SIM_LHC_{clock} *pour un résultat de référence couplé à l'ajout de toutes les sources de dispersion.*

4.3.3 Perte d'efficacité de déclenchement

Comme le montre la figure 4.15(b), le nombre de déclenchements en coïncidence 3/4 *All* p_t après introduction de toutes les sources de dispersions présente un plateau pour 2200 événements contre 2300 pour le résultat de référence (cf. figure 4.15(a)), soit une perte d'efficacité de l'ordre de 4.3%. Le tableau 4.2 répertorie les valeurs de perte d'efficacité au plateau en coïncidences 3/4 et 4/4 pour deux coupures en p_t (*All* p_t et *Low* p_t). Remarquons que la perte d'efficacité semble moins importante pour la coupure *Low* p_t. Ce résultat est à mettre en parallèle avec celui du §4.3.1 montrant que la valeur maximale du rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 est supérieur pour la coupure *Low* p_t. Notons également que, comme attendu, les résultats montrent des pertes d'efficacité beaucoup plus importantes en coïncidence 4/4.

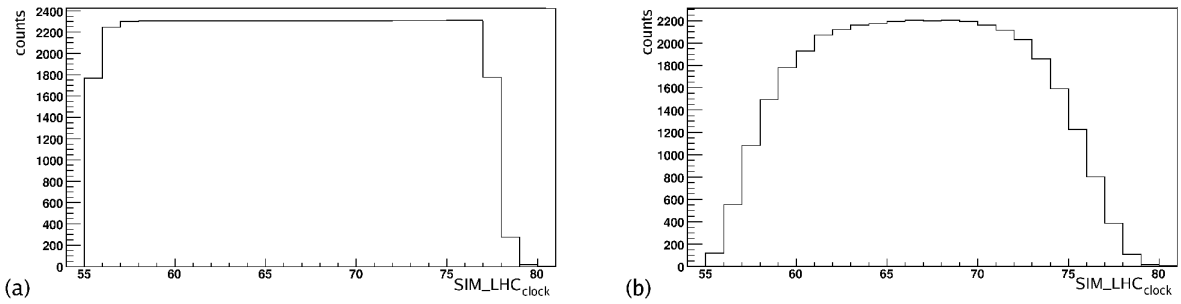


FIG. 4.15 – *Simulation de collisions proton-proton minimum bias à* $\sqrt{(s)} = 14\,TeV$ *: nombre de déclenchements en coïncidence 3/4 All* p_t *en fonction de la variable* SIM_LHC_{clock} *pour le résultat de référence (a) et après introduction de toutes les sources de dispersions (b).*

mode de coïncidence	coupure en p_t	perte d'efficacité au plateau (%)
3/4	*All* p_t	4.3
	Low p_t	1.7
4/4	*All* p_t	20
	Low p_t	17

TAB. 4.2 – *Perte d'efficacité au plateau (par rapport au résultat de référence) après introduction de toutes les sources de dispersions en coïncidences 3/4 et 4/4 pour deux coupures en* p_t *(All* p_t *et Low* p_t*).*

4.4 Conclusion

Le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 est relativement indépendant des conditions expérimentales et, comme le montre les résultats des simulations, particulièrement sensible à la valeur de la "phase d'horloge". Ces deux caractéristiques en font une quantité utile pour la recherche de la valeur de phase optimale.

Les tests avec les premiers faisceaux du LHC ont permis de mettre en évidence une seconde quantité utile à la recherche de la phase optimale (cf. §6.1.2.4) concernant les "recopies Y". Elle a notamment permis une optimisation préliminaire de la phase, lors d'événements de très haute multiplicité, de type "dump" de faisceaux.

La statistique pour les collisions p-p à $\sqrt(s) = 900\ GeV$ étant insuffisante, seuls les résultats pour une unique valeur de phase sont disponibles. Ils montrent notamment un rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 égal à 0.34 ± 0.02 (~ 1000 muons), une valeur très inférieure à celle de ~ 0.5 (cf. figure 4.14) attendue au plateau via les simulations. Notons cependant que les efficacités moyennes des RPC lors des prises de données étaient proches de 90% contre 100% dans la simulation, ce qui permet d'expliquer ce résultat.

Les simulations ont également mis en évidence des pertes d'efficacité au plateau de l'ordre de quelques pour cent en coïncidence 3/4 en mode streamer. Ce résultat est le fruit d'une étude préliminaire et sa compréhension passe par une étude plus fine des simulations, notamment en fonction de la carte Local, que la trop faible statistique rend actuellement difficile. Cette étude semble d'autant plus importante qu'il s'avérera probablement nécessaire d'introduire cet effet dans les corrections d'efficacité.

Les simulations, et notamment la figure 4.14, doivent maintenant être comparées aux premières données à $\sqrt(s) = 7\ TeV$ pour lesquelles la statistique sera suffisante pour permettre une étude en fonction de la phase. Après optimisation de l'efficacité des RPC, une étude préliminaire a notamment montré que le rapport entre les coïncidences 3/4 et 4/4 est proche de 0.5 (en mode avalanche). D'autre part l'efficacité de trigger en coïncidence 3/4 est très proche de 100%.

Chapitre 5

Mesures d'événements cosmiques

Sommaire

5.1 Contrôle de l'algorithme de trigger 112
5.2 Sélection des événements 113
5.2.1 Nombre de triggers Local 113
5.2.2 Nombre de "strips" touchés 115
5.2.3 Optimisation de la coupure sur le nombre de "strips" touchés . . . 116
5.3 Performances en mode streamer 118
5.3.1 Etude en fonction de la haute tension de MT12 118
5.3.2 Distribution angulaire 122
5.3.3 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local . . . 123
5.3.4 Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la carte Trigger Local 123
5.3.5 Effet du dipôle sur les performances 124
5.4 Comparaison des performances en mode streamer et avalanche 125
5.4.1 Taux de déclenchements 125
5.4.2 Nombre de "strips" touchés 126
5.4.3 Distribution des déviations 127
5.5 Conclusion 128

Les premières mesures d'événements cosmiques ont été effectuées en février 2008, après la fin de l'installation du détecteur. Ils furent les premiers événements physiques observés avec le MUON_TRG. Ces mesures ont donné lieu à l'enregistrement de plusieurs lots de données en mode streamer et avalanche dont trois font l'objet d'une étude dans le présent chapitre :

- mai-juin 2008 : $\sim$ 160 heures en mode streamer ;
- mars-avril 2009 : $\sim$ 170 heures en mode streamer, $\sim$ 12 heures en mode avalanche ;
- août-septembre 2009 : plus de 500 heures en mode avalanche. Pour des raisons pratiques, $\sim$ 70 heures ont été analysées.

Ces données ont été enregistrées avec la condition de trigger "single *All* p_t", les LUT ayant été paramétrées pour délivrer une décision suivant la déviation maximale autorisée par l'électronique de trigger (cf. §3.1). Les résultats mettent notamment en évidence un taux de déclenchements de l'ordre de 0.2 Hz. La faiblesse de ce taux est principalement due à

l'acceptance qui est limitée à des angles zénithaux proches de 90° ainsi qu'à la profondeur à laquelle est située la caverne ALICE.

Ces mesures ont fait partie intégrante de la phase de mise en fonctionnement du détecteur, incluant son intégration au sein des services généraux d'ALICE : DCS, DAQ et CTP. Elles ont également donné lieu à diverses études liées aux performances du détecteur comme, par exemple, le contrôle de l'algorithme de trigger ou encore une comparaison entre les performances en modes streamer et avalanche. L'étude de ces performances a par ailleurs permis d'identifier de nombreuses quantités qui furent par la suite implémentées dans l'outil de contrôle de la qualité des données d'ALICE : le QA (Quality Assurance).

5.1 Contrôle de l'algorithme de trigger

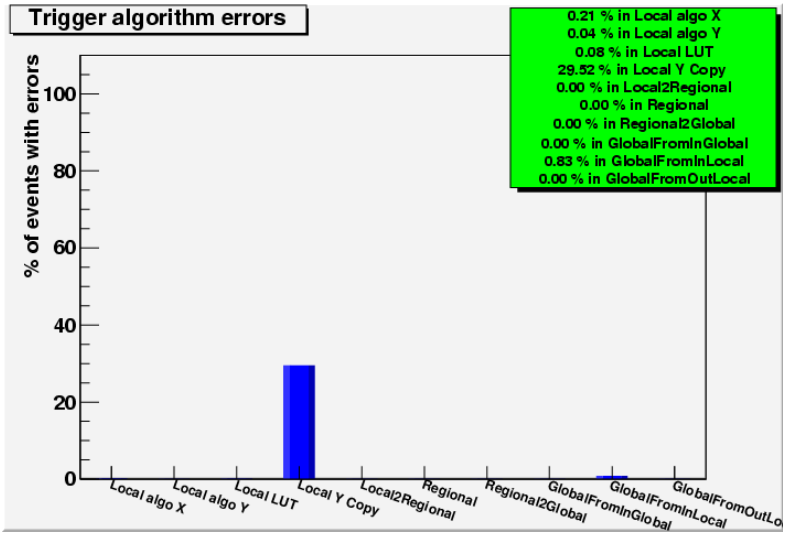


FIG. 5.1 – *Histogramme du QA résumant les erreurs de l'algorithme de trigger pour un run en déclenchement sur des événements cosmiques (∼ 2400 trigger, cf. §3.7.3.2 pour les détails du contenu des "bins").*

La figure 5.1 présente les résultats des tests de l'algorithme de trigger obtenus avec le QA (cf. §3.7.3.2) pour un run cosmique enregistré en septembre 2009 avec une statistique proche de 2400 triggers. Ils montrent un taux d'erreurs au niveau Local inférieur à 0.3%. Dans la mesure où aucune erreur de la carte Trigger Global ("bin" *GlobalFromInGlobal*) n'est observée, le taux d'erreurs de 0.83% ("bin" *GlobalFromInLocal*) lors du test de la totalité de la chaîne de décision est dû en partie aux erreurs de LUT et de l'algorithme Local, et en partie aux erreurs impliquant le niveau Regional ainsi que la transmission des signaux entre les différents niveaux. Une étude détaillée effectuée en interne et non présentée ici a par ailleurs montré que les erreurs sont principalement dues à la transmission des signaux entre les 16 cartes Trigger Regional et la carte Trigger Global. Ceci a pu être corrigé suite à cette étude.

Les résultats montrent également un taux d'erreurs de "recopie Y" ("bin" *Local Y Copy*) proche de 30%. Rappelons cependant que cette quantité est fortement dépendante du réglage de la "phase d'horloge". Cette notion n'a aucune signification dans le cas des événements

cosmiques puisque, à la différence des collisions, les particules détectées ne sont pas synchronisées avec l'horloge du LHC.

5.2 Sélection des événements

L'étude des premières données cosmiques a rapidement mis en évidence que les événements se divisent en deux groupes : des muons isolés (référencés comme muons simples par la suite) et des gerbes cosmiques. La figure 5.2 montre un exemple de chacun de ces deux types d'événements via une représentation en trois dimensions des deux stations de Trigger. Dans le cas d'un muon simple, les quatre "HIT" représentant les points d'impact de la particule sur chacun des quatre plans sont clairement identifiables et permettent de se représenter visuellement la trajectoire de la particule chargée. A l'inverse, le nombre élevé de "strips" touchés dans le cas d'une gerbe ne permet pas de visualiser la trajectoire et laisse penser qu'un nombre important de particules est impliqué. Diverses études au sujet des muons atmosphériques montrent que, à cette profondeur, ces gerbes sont uniquement créées par des muons [91]. Une méthode de sélection des événements est ainsi apparue nécessaire dès les premières études.

Les résultats présentés dans cette section font partie du lot de données enregistré en mai-juin 2008. Afin d'optimiser le point de fonctionnement des détecteurs, des prises de données à différentes hautes tensions, pour les quatre plans de détection, sont présentes dans ce lot.

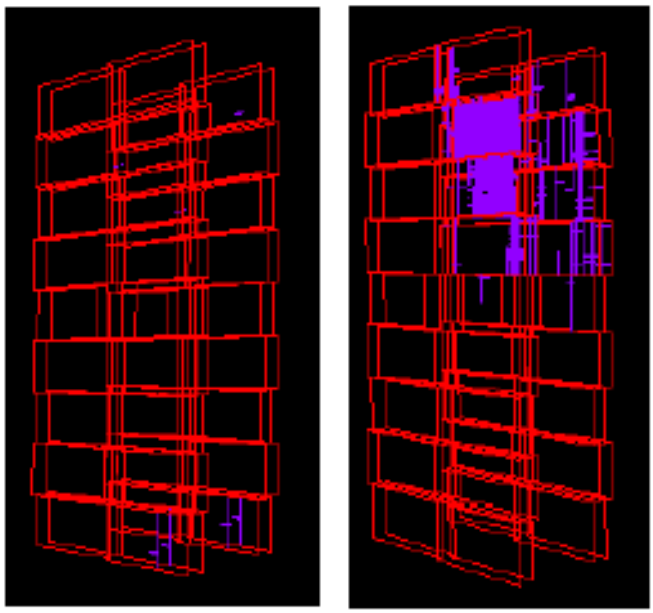


FIG. 5.2 – *Représentation en trois dimensions des "DIGIT" sur les deux stations de Trigger pour un muon simple (à gauche) et une gerbe cosmique (à droite).*

5.2.1 Nombre de triggers Local

La sélection la plus évidente repose sur le nombre de triggers au niveau Local par événement. La probabilité d'observer deux muons cosmiques isolés dans un même coup

d'horloge (25 ns) est proche de zéro. Un événement avec plus d'un seul trigger Local est donc considéré comme une gerbe.

La figure 5.3 représente la distribution des déviations (directement issues de l'algorithme de trigger Local) pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. Du fait du "declustering" implémenté dans l'algorithme Local L0-X (cf. §3.5.1.1), l'unité de déviation représentée sur la distribution correspond approximativement à une demi-largeur de "strip". Essentiellement, un nombre pair est attribué lorsqu'un unique "strip" est touché, un nombre impair dans le cas de deux "strips" adjacents touchés. Le fait que les valeurs de déviation paires dominent signifie que, dans la plupart des cas, un seul "strip" est touché lorsqu'un muon rencontre un plan de détection. Ce résultat reflète la bonne résolution spatiale du détecteur.

Pour des muons provenant du point d'interaction et lorsque le dipôle est en fonctionnement, la déviation entre les stations MT1 et MT2 permet d'estimer l'impulsion transverse. Dans le cas des événements cosmiques, la déviation mesurée est simplement liée à l'angle zénithal de la particule. La forme de la figure 5.3 est ainsi typique de la distribution zénithale des muons cosmiques (convoluée des effets d'acceptance et d'efficacité du MUON_TRG) et le minimum est attendu proche de 0. La forme de cette distribution, notamment son asymétrie par rapport à la déviation nulle, sera détaillée au §5.3.2. Notons que la figure 5.3 montre une population relativement élevée dans la région proche des déviations nulles. Cet effet s'explique par la présence de gerbes qui ne sont pas écartées par la sélection requérant une seule carte Trigger Local déclenchante. En effet l'algorithme de trigger privilégie les petites déviations en cas d'ambiguïté possible. Les gerbes, du fait du nombre élevé de "strips" touchés, déclenchent ainsi préférentiellement suivant de petites déviations.

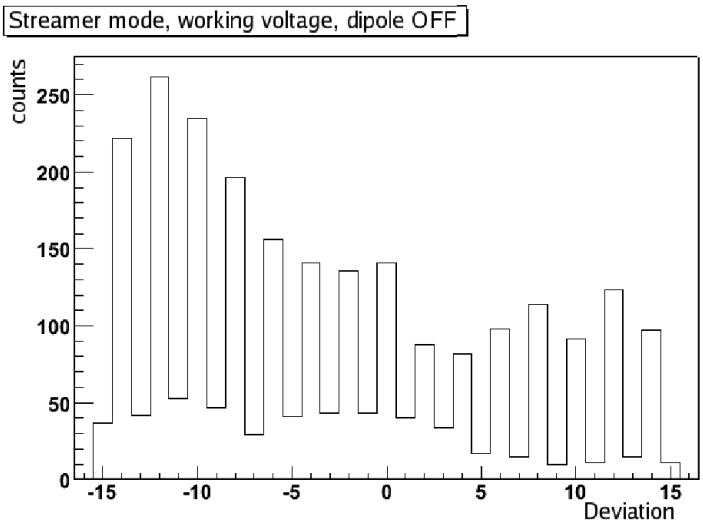


FIG. 5.3 – *Distribution des déviations pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. Seuls les runs à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire ont été sélectionnés.*

Par la suite, une sélection imposant une seule carte Trigger Local déclenchante sera appliquée pour toutes les figures présentant des résultats pour les muons simples. Cependant le nombre élevé de gerbes résiduelles dans ce lot d'événements met en évidence la nécessité d'affiner la sélection.

5.2.2 Nombre de "strips" touchés

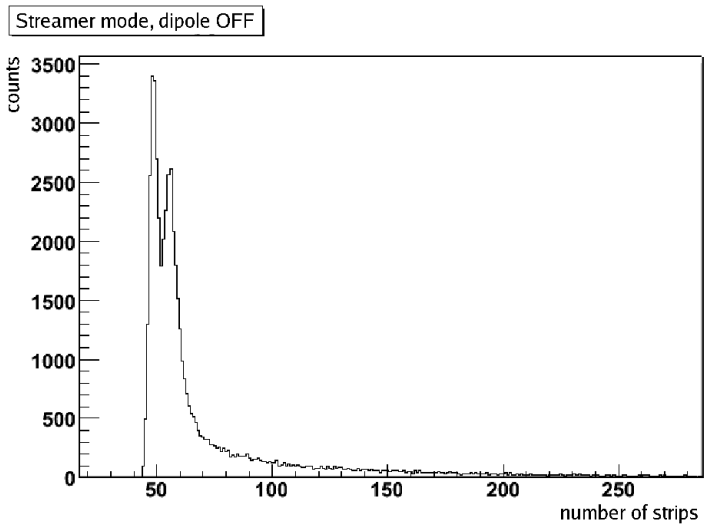


FIG. 5.4 – *Distribution du nombre de "strips" touchés par événement sur la totalité du détecteur pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. L'axe des abscisses est ici limité à la valeur maximale de* 280*. Le lot d'événements contient des prises de données à différentes hautes tensions de fonctionnement.*

La figure 5.4 montre la distribution du nombre de "strips" touchés par événement sur la totalité du détecteur pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. Notons que le nombre de "strips" touchés fait ici référence au nombre de coups observés dans les patterns d'entrée de toutes les cartes Trigger Local. A cause des "recopies Y" (cf. §3.5.1), ce nombre n'est pas directement égal au nombre de "strips" touchés.

La figure 5.4 présente deux pics à 50 et 58 ainsi qu'une queue de distribution s'étendant jusqu'à quelques milliers de "strips" touchés. Cette queue de distribution est peuplée par les gerbes résiduelles discutées lors de la présentation de la figure 5.3 (dans ce cas particulier le nombre élevé de "strips" touchés est principalement dû aux cartes Trigger Local non déclenchantes). Une sélection plus fine des événements passe donc par l'ajout d'une coupure sur le nombre de "strips" touchés par événement.

Il apparaît aussi nécessaire de comprendre la présence des deux pics et de "l'offset" (~ 40 "strips") sur la figure 5.4. En effet, dans le cas idéal correspondant aux muons simples, un unique pic avec 8 "strips" touchés (4 plans, 2 coordonnées) est attendu. La largeur de ce pic dépend cependant de la taille des "clusters". "L'offset", vers des valeurs plus élevées, observé sur la figure 5.4 est dû aux voies bruyantes au moment de l'acquisition des données. Le dédoublement est, quant à lui, dû au fait que certaines voies bruyantes sont apparues en cours d'acquisition (8 voies dans cet exemple, soit une carte Front-End défectueuse). Appliquer une coupure sur le nombre de "strips" touchés sur la totalité du détecteur implique ainsi de connaître à chaque instant le nombre total de voies bruyantes, ce qui, en pratique, est difficilement concevable.

Pour s'affranchir de cette difficulté, il suffit de ne plus s'intéresser à la multiplicité de "strips" touchés sur la totalité du détecteur mais seulement dans la carte Trigger Local déclenchante. La figure 5.5 représente la distribution du nombre de "strips" touchés dans

la carte Trigger Local déclenchante pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. La présence d'un pic pour 8 "strips" ainsi que d'une queue de distribution s'étendant jusqu'à une quarantaine de "strips" touchés montre qu'il est possible de s'affranchir en grande partie des problèmes de voies bruyantes pour la sélection des muons simples. Remarquons que certains "strips" touchés utilisés lors de la décision de trigger peuvent être associés aux cartes voisines de la carte Trigger Local déclenchante et ne sont donc pas comptabilisés dans cette distribution. Cet effet explique la présence d'événements avec un nombre de "strips" touchés inférieur à 6 qui, en coïncidence 3/4, représente pourtant la valeur limite en dessous de laquelle une trace n'est pas considérée comme potentiellement valide par l'électronique de trigger.

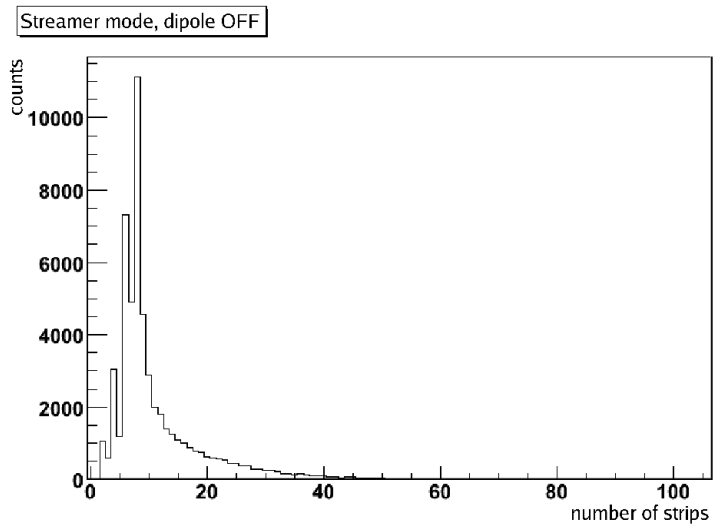


FIG. 5.5 – *Distribution du nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. Le lot d'événements contient des prises de données à différentes hautes tensions de fonctionnement.*

Une première définition, que nous avons adoptée, d'un événement muon simple consiste ainsi à considérer un événement comme tel dès lors qu'il présente un nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante strictement inférieur à 9. Suivant cette définition, le taux de déclenchements des muons simples avoisine 0.075 Hz pour un détecteur à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire. Ce taux est à comparer au taux de déclenchements total de 0.18 Hz enregistré dans les mêmes conditions. Il signifie que seulement 40% des événements sont sélectionnés comme étant des muons simples.

La figure 5.6 représente la distribution des déviations pour ces événements. Elle montre que les gerbes résiduelles observées sur la figure 5.3 et peuplant les déviations proches de 0 sont en grande partie supprimées par l'ajout d'une sélection sur le nombre de "strips" touchés.

5.2.3 Optimisation de la coupure sur le nombre de "strips" touchés

Il est important que la coupure utilisée précédemment pour définir les muons simples introduise le moins possible de biais de sélection et n'affecte pas l'analyse des résultats relatifs aux performances du MUON_TRG. Il apparaît ainsi nécessaire d'étudier son effet

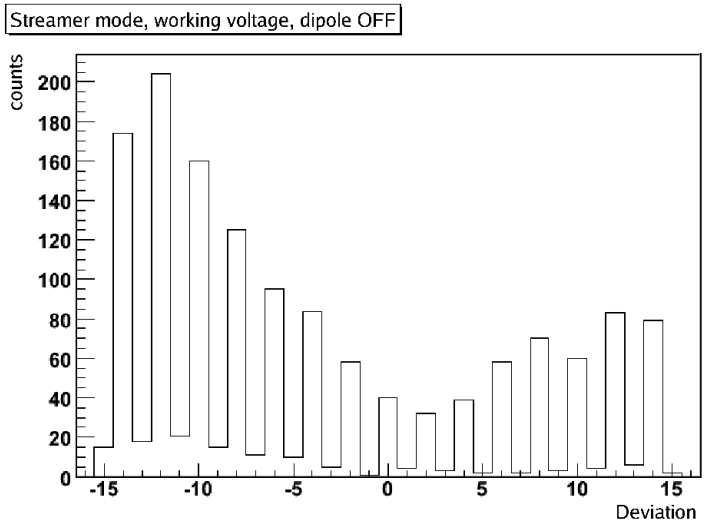


FIG. 5.6 – *Distribution des déviations pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local et un nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante strictement inférieur à 9. Seuls les runs à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire ont été sélectionnés.*

sur une quantité significative reflétant par exemple l'efficacité du système comme le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4. La figure 5.7 présente ce rapport en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) des quatre plans suivant différentes valeurs de la coupure sur le nombre de "strips" touchés. Elle met en évidence :

- un rapport plus important pour des hautes tensions très inférieures à la haute tension nominale dès lors que la coupure sur le nombre de "strips" touchés n'est pas appliquée. La perte d'efficacité due à la baisse de la tension est ainsi compensée artificiellement par la grande multiplicité caractéristique des gerbes.
- un rapport plus faible pour une tension inférieure de 150 V à la tension nominale pour la coupure la plus contraignante (< 9).
- une bonne homogénéité des résultats pour les quatre valeurs de la coupure sur le nombre de "strips" touchés présentées ici.

Ce dernier point met en évidence la fiabilité de la sélection utilisée. Remarquons cependant que la coupure sur le nombre de "strips" touchés utilisée au §5.2.2 (< 9) semble trop contraignante. En effet, cette valeur implique que, dès lors que la taille d'un "cluster" dépasse un "strip", l'événement est considéré comme une gerbe. Cet effet introduit un biais qui est très probablement responsable de la sous-estimation du rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 observé pour une tension proche de la tension nominale (cf. figure 5.7). Une valeur de coupure moins contraignante, par exemple 10, est préférable. Par la suite un événement sera ainsi considéré comme un muon simple s'il présente un seul trigger Local et un nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante strictement inférieur à 10.

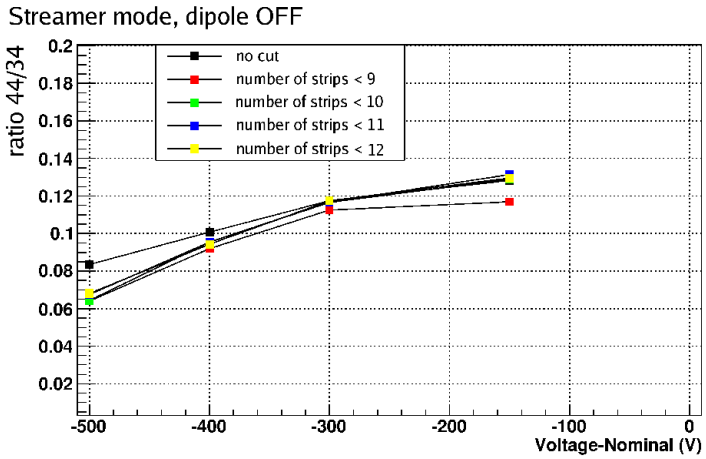


FIG. 5.7 – *Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) des quatre plans de détection suivant différentes valeurs de la coupure sur le nombre de "strips" touchés de la carte Trigger Local déclenchante.*

5.3 Performances en mode streamer

Le lot de données enregistré en mars-avril 2009 correspond à plusieurs valeurs de la haute tension du second plan de la station MT1 (MT12), les trois autres plans étant à tension nominale. Ces changements de haute tension ont été pratiqués afin d'étudier la courbe d'efficacité des 18 RPC du plan MT12. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement aux performances globales du système en fonction de la haute tension du plan MT12.

5.3.1 Etude en fonction de la haute tension de MT12

5.3.1.1 Efficacité des RPC

L'algorithme permettant le calcul de l'efficacité des RPC développé par D. Stocco [92] et celui implémenté au niveau Local sont très similaires, les deux utilisant notamment la redondance du système en terme de nombre de plans de détection. L'algorithme utilisé pour le calcul de l'efficacité présente néanmoins une zone de recherche des traces moins contraignante.

La figure 5.8 représente l'efficacité en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour chacune des quatre RPC (une RPC par plan de détection) situées en bas à gauche (numéro 13, cf. §3.5.1). L'efficacité de la RPC appartenant au plan MT12 est proche de 55% pour une tension inférieure de 500 V à la tension nominale contre $\sim$ 95% à tension nominale. Les RPC composant les trois autres plans présentent également une efficacité supérieure à 90% à tension nominale. Les résultats pour les 68 autres RPC composant le MUON_TRG sont, dans les limites statistiques, relativement similaires.

Rappelons que l'efficacité de capture des signaux par l'électronique de trigger Local dépend fortement de la "phase d'horloge" (cf. §4.2.4.1). Dans le cas des événements cosmiques, cette efficacité de capture est fortement affectée par la nature asynchrone des signaux. Pour cette raison, au moins, l'estimation de l'efficacité des RPC sous-estime leur efficacité

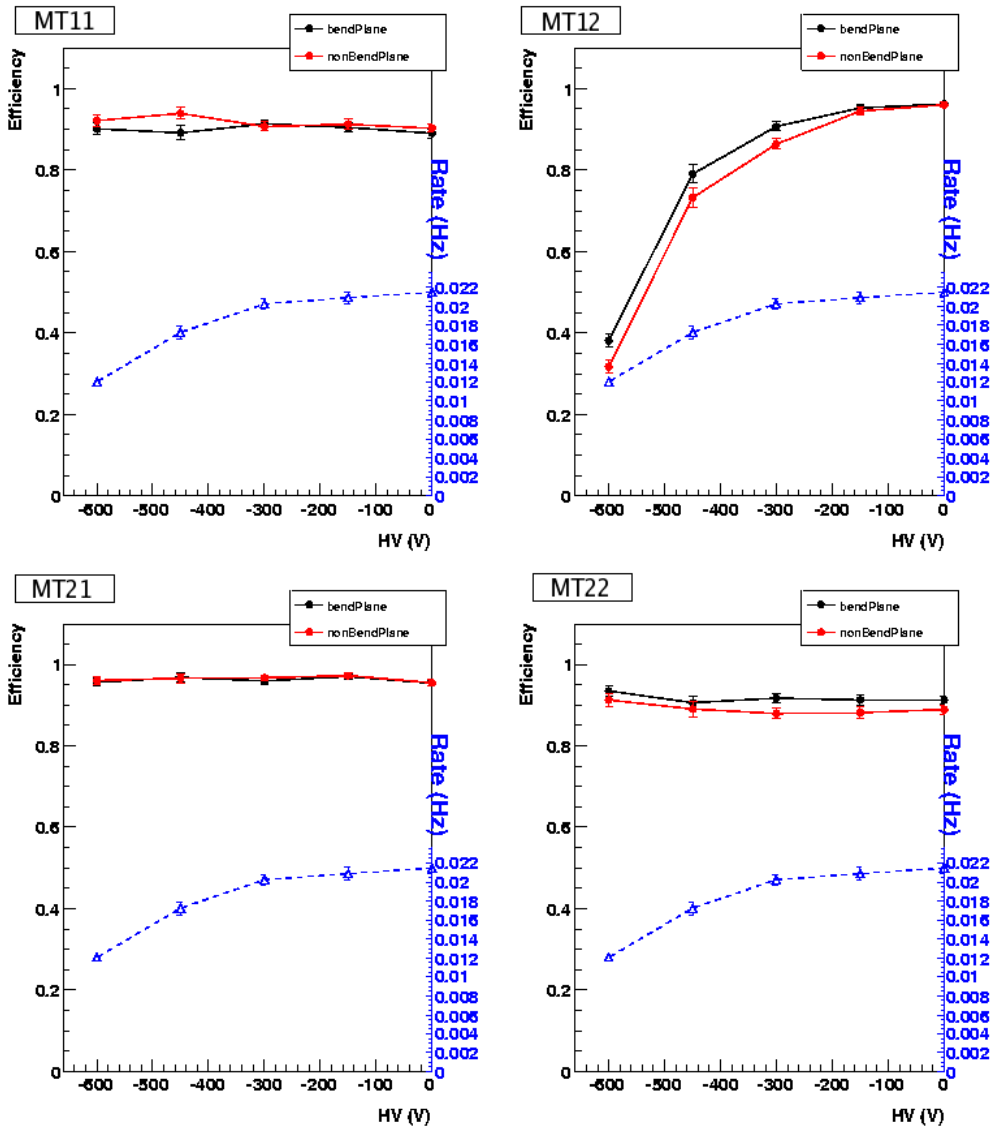


FIG. 5.8 – *Efficacité (échelle de gauche) et taux de comptages (en Hz, échelle de droite) en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour chacune des quatre RPC (une RPC par plan de détection) situées en bas à gauche (numéro 13, cf. §3.5.1). Ce résultat a été obtenu au moyen de l'algorithme de D. STOCCO pour la détermination de l'efficacité des RPC.*

réelle. On peut cependant supposer que, le MUON_TRG étant la source de déclenchement, "l'effet de phase" est diminué et les valeurs des efficacités mesurées des RPC restent élevées.

Cependant, cette valeur de l'efficacité ne reflète pas l'efficacité de déclenchement du système. En effet, cette dernière nécessite de prendre en compte la redondance du système. En supposant que les efficacités des quatre plans soient égales, il est possible d'évaluer l'efficacité de déclenchement du système suivant les deux niveaux de coïncidence :

$$\epsilon_{4/4} = \epsilon^4 \tag{5.1}$$

$$\epsilon_{3/4} = \epsilon^4 + 4 \cdot \epsilon^3 \cdot (1 - \epsilon) \tag{5.2}$$

où ϵ représente l'efficacité moyenne d'un plan de détection. Ainsi pour $\epsilon = 95\%$, l'efficacité de déclenchement du système en coïncidence 3/4 est estimée à $\epsilon_{3/4} \simeq 99\%$. Des effets d'acceptance, notamment d'algorithme, peuvent diminuer cette estimation (cf. chapitre 4).

L'équation 5.3 permet d'estimer cette même efficacité dans le cas où un des quatre plans présente une efficacité moyenne ϵ_2 différente de ϵ :

$$\epsilon_{3/4} = \epsilon^3 \cdot \epsilon_2 + 3 \cdot \epsilon^2 \cdot \epsilon_2 \cdot (1 - \epsilon) + \epsilon^3 \cdot (1 - \epsilon_2) \tag{5.3}$$

Pour $\epsilon = 95\%$ et $\epsilon_2 = 50\%$, l'efficacité de déclenchement du système peut être ainsi estimée à $\epsilon_{3/4} \simeq 93\%$. La baisse d'efficacité d'un seul des quatre plans entraîne ainsi une diminution de l'efficacité du système relativement faible ($\sim 6\%$ dans notre exemple). Nous verrons l'utilité de cette estimation au paragraphe suivant.

5.3.1.2 Taux de déclenchements

La figure 5.9 représente le taux de déclenchements en coïncidence 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour tous les événements enregistrés et après sélection des muons simples et des gerbes cosmiques. Le taux de déclenchements total augmente avec la haute tension pour atteindre une valeur de $\sim 0.18\ Hz$ à tension nominale. Remarquons que les taux de déclenchements pour les gerbes cosmiques et les muons simples présentent un comportement similaire. Cependant, un taux de déclenchements de $\sim 0.11\ Hz$ pour une tension inférieure de $500\ V$ à la tension nominale met en évidence une diminution de l'efficacité globale du système proche de 40% pour cette tension. Une telle baisse n'est pas compatible avec la baisse de $\sim 6\%$ estimée par le calcul simple présenté au §5.3.1.1. Une explication sera proposée au §5.3.1.4.

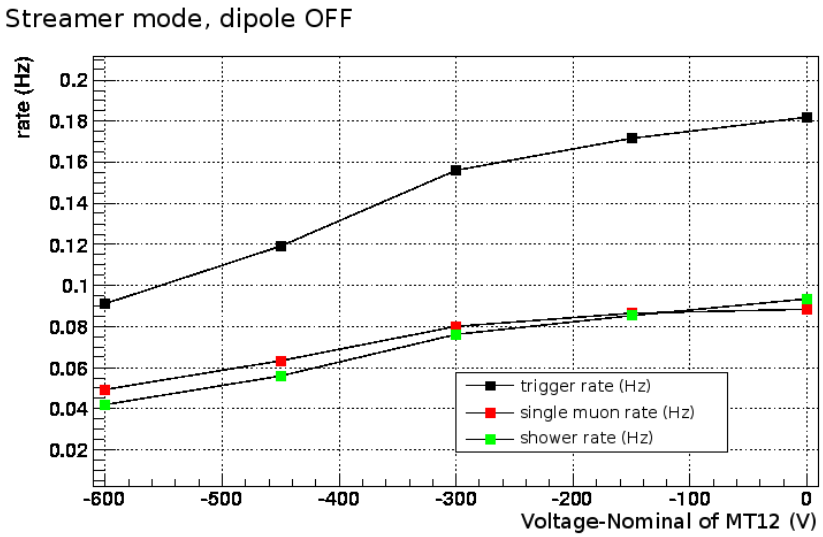


FIG. 5.9 – *Taux de déclenchements en coïncidence 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour tous les événements enregistrés et après sélection des muons simples et des gerbes cosmiques.*

5.3.1.3 Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4

La figure 5.10 présente le rapport entre les coïncidence 4/4 et 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour le même lot d'événements que celui de la figure 5.9. La valeur du rapport augmente de ~ 0.1 pour une tension inférieur de 600 V à la tension nominale à 0.23 à tension nominale.

Remarquons que les gerbes cosmiques présentent un rapport pour des hautes tensions très inférieures à la haute tension nominale nettement supérieur à celui des muons simples. Comme expliqué au §5.2.3, la perte d'efficacité due à la baisse de la haute tension est compensée artificiellement par la grande multiplicité caractéristique des gerbes.

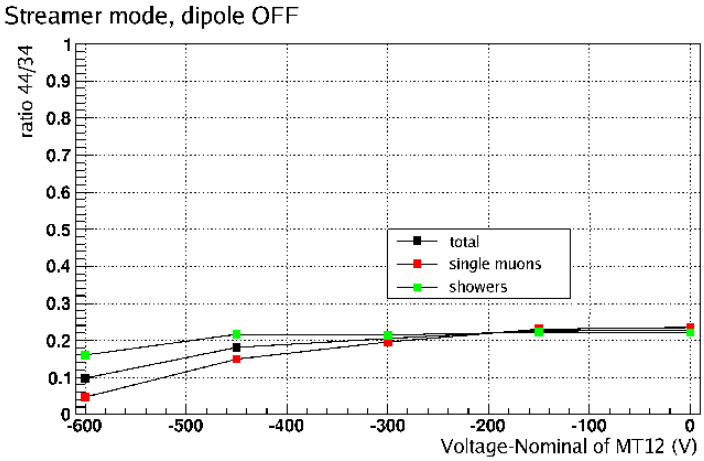


FIG. 5.10 – *Rapport entre les coïncidence 4/4 et 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour tous les événements enregistrés et après sélection des muons simples et des gerbes cosmiques.*

Ce rapport entre les coïncidence 4/4 et 3/4 de 0.23 à tension nominale est tout à fait inattendu. En effet, à partir des équations 5.1 et 5.2, il est possible d'exprimer le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4, $R = \frac{\epsilon_{4/4}}{\epsilon_{3/4}}$, en fonction de ϵ, l'efficacité moyenne d'un plan de détection. Ainsi, pour $\epsilon = 95\%$, R est estimé à 0.83. Bien que cette valeur soit obtenue dans le cas idéal et que les effets d'acceptance, notamment d'algorithme, affectent notablement ce rapport, la valeur de 0.23 obtenue expérimentalement est beaucoup plus basse que ce qui est attendu ($\sim 0.4 - 0.5$, cf. chapitre 4).

5.3.1.4 Inefficacité de l'algorithme pour les événements cosmiques

Les résultats présentés figure 5.9 et 5.10 semblent donc être en contradiction avec une valeur d'efficacité des RPC élevée.

Une analyse complémentaire, non présentée ici, a démontrée que les résultats obtenus par l'algorithme de calcul d'efficacité et par l'algorithme de trigger diffèrent dans le cas des événements cosmiques. En effet, l'algorithme de trigger reconstruit moins de traces en coïncidence 4/4. Ceci représente 26% du total dans le plan de déviation et 23% dans le plan de non-déviation. En ne sélectionnant que les traces présentant une déviation nulle entre les stations MT1 et MT2, ce nombre se réduit à 8% dans le plan de déviation. Or, cette sélection impose des traces pointant aux alentours du point d'interaction. Ainsi, il est

possible d'en conclure que les différences entre les deux algorithmes sont dûs principalement à des différences de sélectivité et que l'algorithme de trigger n'est pas optimisé pour la détection des muons cosmiques. Cette inefficacité de l'algorithme pourrait également s'expliquer par un mauvais alignement des chambres de Trigger et l'étude des collisions proton-proton devrait permettre de lever le doute.

5.3.2 Distribution angulaire

Au niveau du sol, la distribution des muons cosmiques est, en première approximation, proportionnelle à $cos^2(\theta)$ [91] ($\theta = 0°$ correspond donc au maximum de la distribution) où θ est l'angle zénithal.

Comme mentionné au §5.2.1, dans le cas des événements cosmiques, la déviation entre les stations MT1 et MT2 est liée à l'angle zénithal θ de la particule. Dans l'acceptance du spectromètre, l'angle formé entre le vecteur impulsion de la particule et l'axe du faisceau, θ_y, est proche de $90° - \theta$. La figure 5.11 représente le nombre de muons simples en fonction de θ_y. Elle montre que les limites extrêmes de l'acceptance se situent à $\pm 28°$, ce qui explique le faible taux de déclenchements en événements cosmiques.

Le timing du détecteur étant optimisé pour des particules provenant du coté du vertex d'interaction (cf. §3.4.1), une diminution de l'efficacité est attendue pour des muons provenant du coté opposé (cf. figure 5.11). Comme l'illustre la figure 5.12, en raison de l'absorption terrestre, les muons considérés comme étant de signes négatifs par l'algorithme de trigger ($\theta_y < 0$ sur la figure 5.11) proviennent essentiellement du coté opposé au vertex d'interaction. Cet effet peut expliquer l'asymétrie de la distribution.

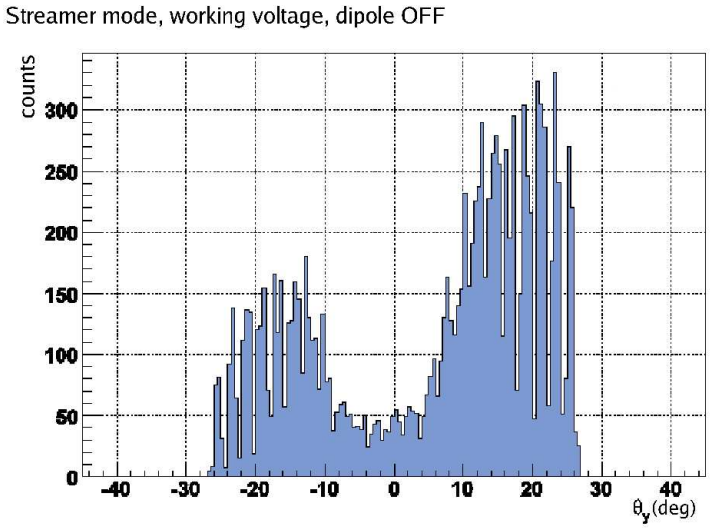


FIG. 5.11 – *Nombre de muons simples en fonction de l'angle θ_y entre le vecteur impulsion de la particule et l'axe du faisceau pour un lot d'événements à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire.*

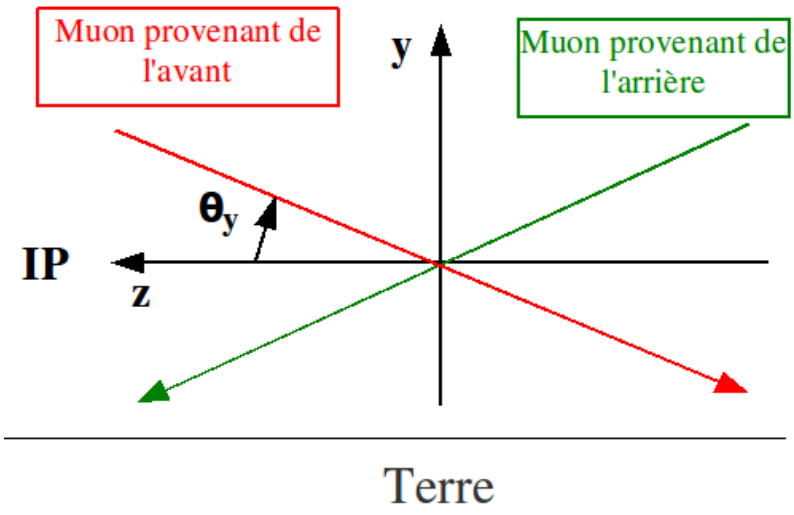


FIG. 5.12 – *Schéma de principe présentant le lien entre la provenance des muons cosmiques (coté du vertex d'interaction ou coté opposé) et le signe de θ_y (angle formé entre le vecteur impulsion de la particule et l'axe du faisceau).*

5.3.3 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local

Chaque carte Trigger Local correspond à une zone de détection, à une position donnée sur le détecteur suivant la segmentation présentée au §3.5.1. Le taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local peut donc être assimilé à la distribution des déclenchements dans le plan du détecteur. La figure 5.13 représente ainsi une vue de face du détecteur (vue du point d'interaction) avec une zone au centre représentant le tube à vide et le "beam-shield" (chaque rectangle correspond à une carte Trigger Local). Elle met en évidence un taux de déclenchements plus important pour les cartes Trigger Local situées en bordure externe qui correspondent à une plus grande surface de détection. Comme attendu pour ce type d'événements, la distribution des déclenchements en fonction de la position apparaîtrait homogène (aux effets de bord près) après normalisation à la surface correspondante à chaque carte Trigger Local. Remarquons que les 17 cartes Trigger Local ne présentant aucun comptage (178 à 193 et 108) n'étaient pas opérationnelles au moment des prises de données.

5.3.4 Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la carte Trigger Local

La figure 5.14 (à droite) présente le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour le même lot d'événements que celui de la figure 5.13. Elle montre une répartition relativement homogène, dans les limites statistiques, sur la surface du détecteur. La valeur moyenne, proche de 0.2, est bien entendu compatible avec les résultats présentés au §5.3.1.3.

A titre de comparaison, la même distribution pour les événements enregistrés en mai-juin 2008 est présentée sur la figure 5.14 (à gauche). Elle met en évidence une forte asymétrie entre les côtés *inside* (droit) et *outside* (gauche) qui présentent respectivement une valeur

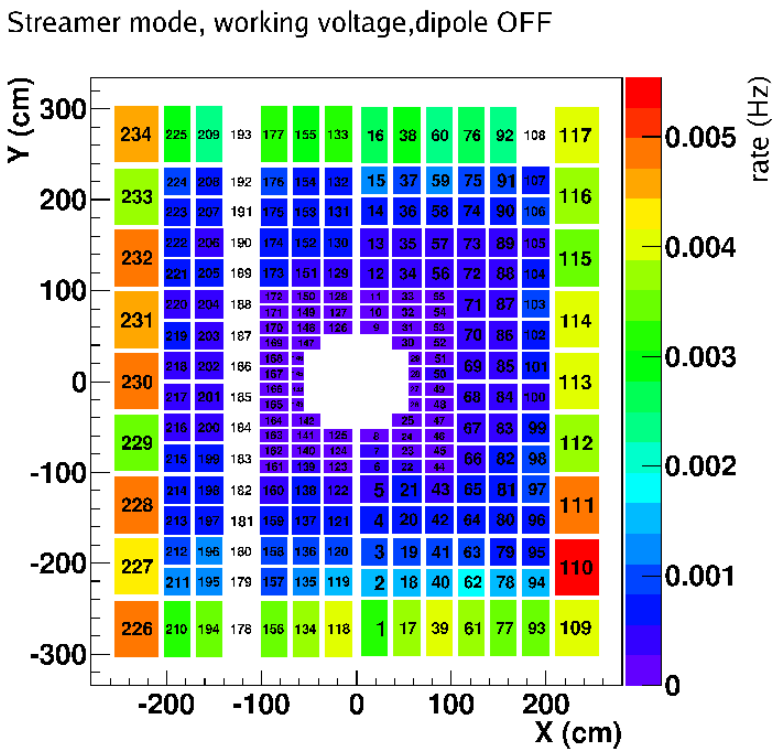


FIG. 5.13 – *Taux de déclenchements (Hz) en coïncidence 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour les runs cosmiques à tension nominale (mars-avril 2009).*

moyenne du rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 approximativement égale à 0.1 et 0.2. Ce facteur 2 de différence est dû à un mauvais alignement des chambres de trigger lors des prises de données de mai-juin 2008, plus particulièrement du côté *inside*. En effet, l'alignement du détecteur n'a pu être finalisé qu'après cette date. Ces résultats illustrent le fait que le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 est une quantité relativement sensible à l'alignement.

5.3.5 Effet du dipôle sur les performances

Quelques runs du lot de données de mai-juin 2008 ont été enregistrés en présence du champ magnétique dipolaire. La comparaison avec les runs enregistrés sans champ magnétique dipolaire pour une tension de fonctionnement identique (300 V en dessous de la tension nominale pour les quatre plans) a montré que seul le taux de déclenchements est affecté par la présence du champ magnétique dipolaire.

Le tableau 5.1 présente le taux de déclenchements total et après sélection des événements, muons simples et gerbes, pour trois runs enregistrés successivement. Il montre une augmentation du taux de déclenchements total de $0.13 - 0.14\ Hz$ à $\sim 0.18\ Hz$ dès lors que le dipôle est en fonctionnement. Cette augmentation est plus prononcée pour les muons simples. Le champ magnétique dipolaire a pour effet de dévier les muons d'un signe donné (suivant la polarité du champ magnétique dipolaire), ramenant dans l'acceptance une fraction de ceux présentant un relativement petit angle zénithal. De la même manière, il dévie les muons de signe contraire et peut les sortir de l'acceptance du MUON_TRG. Cependant, ce dernier

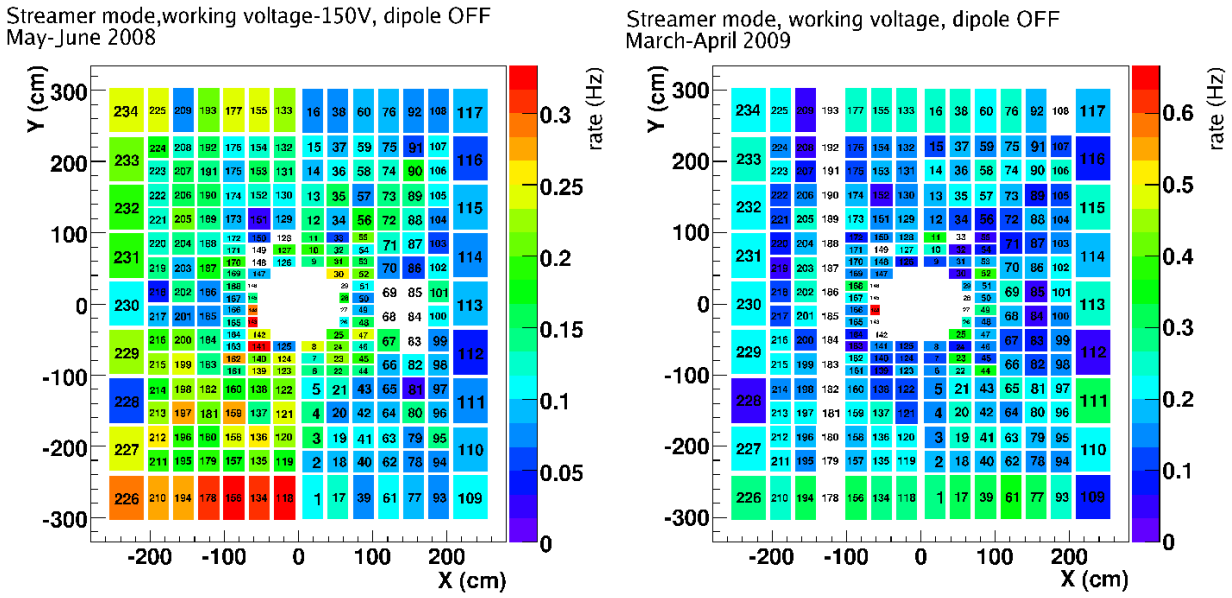


FIG. 5.14 – *Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour les runs cosmiques de mai-juin 2008 (à gauche, tension nominale-150V) et mars-avril 2009 (à droite, tension nominale).*

effet ne compense pas le premier en raison de la distribution zénithale des muons cosmiques en $cos^2(\theta)$ (cf. §5.3.2). Ainsi, en moyenne, le taux de déclenchements augmente lorsque le dipôle est en fonctionnement (quelle que soit la polarité du champ magnétique dipolaire).

numéro de run	36356	36977	37098
état du dipôle	OFF	ON	OFF
taux de déclenchements (Hz)	0.138 ± 0.003	0.178 ± 0.004	0.132 ± 0.006
taux de muons simples (Hz)	0.056 ± 0.002	0.080 ± 0.003	0.053 ± 0.004
taux de gerbes cosmiques (Hz)	0.082 ± 0.002	0.098 ± 0.003	0.079 ± 0.004

TAB. 5.1 – *Taux de déclenchements total et après sélection des événements, muons simples et gerbes, pour trois runs enregistrés successivement, en mode streamer et avec une même tension de fonctionnement (300 V en dessous de la tension nominale pour les quatre plans) pour des états du dipôle ON ou OFF.*

5.4 Comparaison des performances en mode streamer et avalanche

5.4.1 Taux de déclenchements

Le lot de données enregistré en mars-avril 2009 a permis une première étude comparative des performances du détecteur en mode streamer et avalanche. Elle met en évidence une augmentation du taux de déclenchements de ~ 0.18 Hz en mode streamer à ~ 0.24 Hz en

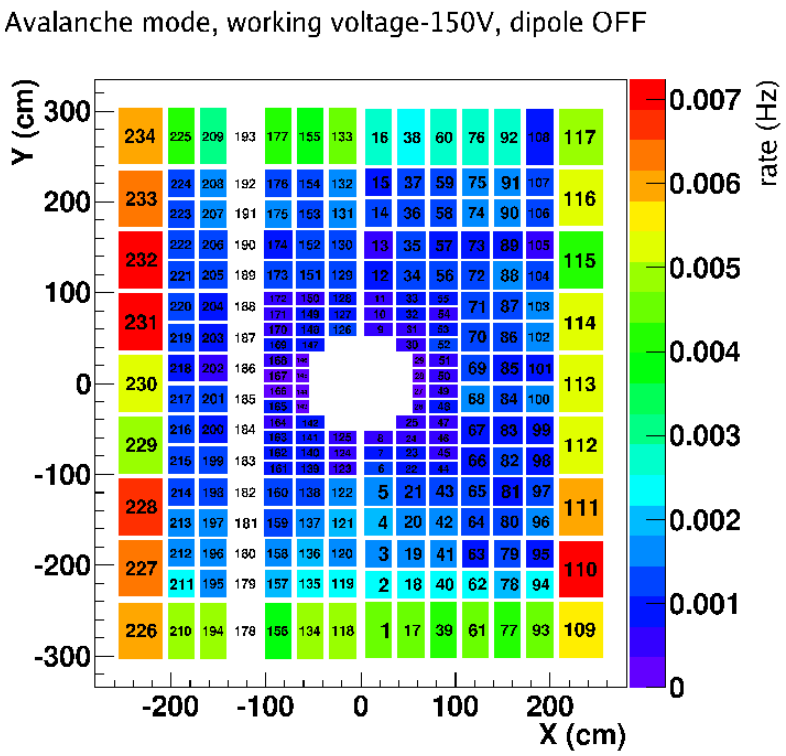


FIG. 5.15 – *Taux de déclenchements en coïncidence 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour les runs enregistrés en mode avalanche, à une tension inférieure de* 150 V *à la tension nominale.*

mode avalanche lorsque le dipôle n'est pas en fonctionnement. Cette augmentation est principalement due aux gerbes cosmiques dont le taux de déclenchements correspondant augmente d'environ 80%. Au niveau des signaux de sortie de la carte Trigger Global, le rapport entre le nombre de déclenchements "dimuons *Low* p_t" (de même signe ou de signe contraire) et le nombre de déclenchements "single *Low* p_t" augmente de 0.22 en mode streamer à 0.35 en mode avalanche. Cette plus forte sensibilité aux gerbes cosmiques en mode avalanche s'explique par une augmentation de la taille des "clusters" qui est un effet connu (cf. §3.2.2.4). Notons que le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 est peu affecté et reste proche de 0.24.

La figure 5.15 représente le taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local pour le mode avalanche. Elle montre une répartition similaire à celle observée en mode streamer (cf. figure 5.13) mais un taux de déclenchements moyen supérieur.

5.4.2 Nombre de "strips" touchés

Comme mentionné au §5.2.2 la largeur du pic observé sur la distribution du nombre de "strips" touchés par événement sur la totalité du détecteur est dépendante de la taille des "clusters". La figure 5.16 (a) représente cette distribution en mode avalanche pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. La comparaison avec la distribution en mode streamer (cf. figure 5.16, b) montre effectivement une augmentation de la largeur du pic en mode avalanche. Notons que la distribution correspondant au mode streamer est à

tension nominale alors que celle en mode avalanche est à une tension inférieure, ce qui atténue la différence observée pour la taille des "clusters" entre les deux modes. Notons de plus que, comme expliqué au §5.16, le second pic observé en mode streamer est dû à l'apparition de voies bruyantes pendant l'enregistrement du lot de données.

Remarquons finalement que, si l'on veut comparer les modes streamer et avalanche, la sélection des événements décrite au §5.2 n'est pas directement applicable en mode avalanche. En effet la coupure opérée sur le nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante dépend de la taille des "clusters", qui est différente pour les deux modes.

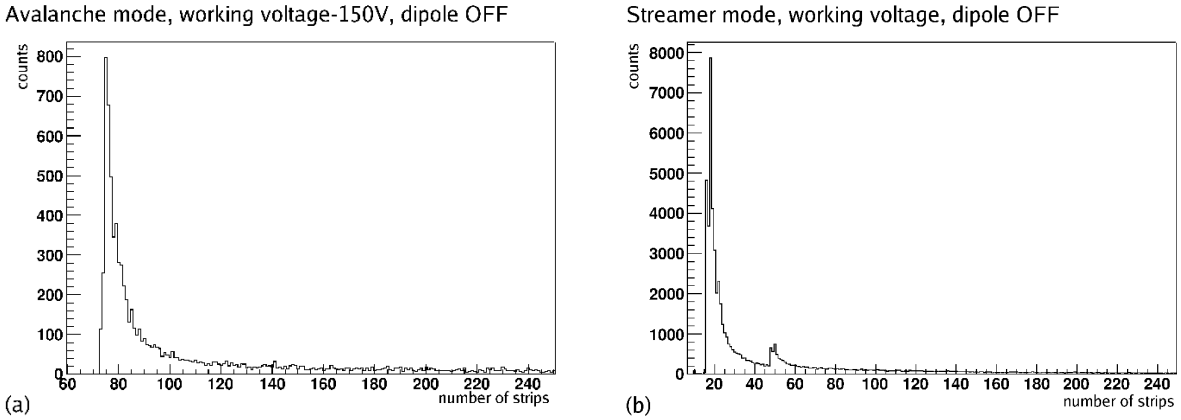


FIG. 5.16 – *Distribution du nombre de "strips" touchés par événement sur la totalité du détecteur pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local en mode avalanche (a) et streamer (b). L'axe des abscisses est ici limité à la valeur maximale de* 250. *Les "offsets" présents pour les deux distributions sont dûs aux voies bruyantes au moment de l'acquisition des données. Le second pic observé en mode streamer est, quant à lui, du à l'apparition de voies bruyantes pendant l'acquisition des données.*

5.4.3 Distribution des déviations

La distribution des déviations (directement issues de l'algorithme de trigger Local) nécessitant une statistique plus importante que celle enregistrée en mode avalanche pour le lot de données de mars-avril 2009, elle a été obtenue à partir du lot de données de août-septembre 2009.

Les figures 5.17 (a) et (b) représentent respectivement la distribution des déviations en mode avalanche et streamer. Seuls les événements présentant une seule carte Trigger Local déclenchante sont sélectionnés. Rappelons que l'unité de déviation représentée sur les distributions correspond approximativement à une demi-largeur de "strip". Une déviation impaire est attribuée lorsque deux "strips" adjacents sont touchés. Le nombre plus élevé de déclenchements suivant des déviations impaires en mode avalanche illustre ainsi l'augmentation de la taille des "clusters". Notons également que le nombre important de déclenchements pour la déviation nulle en mode avalanche est compatible avec la plus forte sensibilité aux gerbes rapportée au §5.4.1. En effet, comme mentionné au §5.2.1, les gerbes déclenchent préférentiellement suivant les petites déviations.

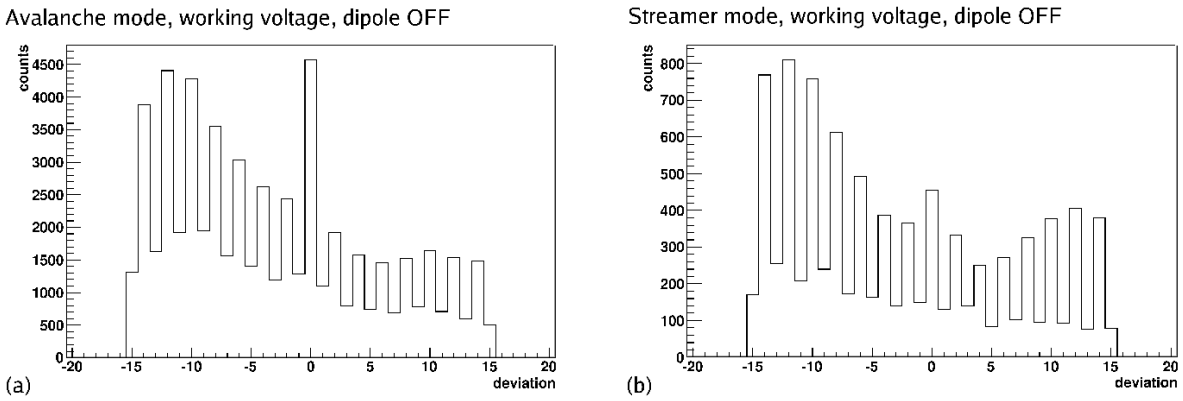


FIG. 5.17 – *Distribution des déviations pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local en mode avalanche (a) et streamer (b).*

5.5 Conclusion

Les événements cosmiques ont été les premiers événements physiques enregistrés avec le MUON_TRG. Ils ont permis la mise en fonctionnement du détecteur, incluant son intégration au sein des services généraux d'ALICE. Ils ont également été utiles pour l'identification (et la résolution) de problèmes tels que les inversions de câbles ou autres. Ces événements ont de plus permis de fournir une première estimation de l'efficacité des RPC (supérieur à 90%) et du taux d'erreurs d'algorithme (inférieur à 0.3%). Les résultats ont cependant montrés que l'algorithme de trigger, optimisé pour des particules provenant approximativement du point d'interaction, est mal adapté à la détection des événements cosmiques.

Les premières études des performances du détecteur, aussi bien en mode streamer qu'en mode avalanche, ont montré sa capacité à opérer dans un environnement de faible multiplicité. Ces études furent également précieuses pour la compréhension du détecteur. Des quantités pertinentes, voire essentielles, pour l'évaluation et le suivi des performances furent ensuite implémentées dans les outils de contrôle des données d'ALICE : AMORE (en ligne) et le QA (hors ligne).

Chapitre 6

Evaluation des performances dans le contexte des premiers faisceaux de protons

Sommaire

6.1 Mesure d'événements d'injection (et "dump") 130

6.1.1 Echelles de comptage 130

6.1.2 Configurations et réponses algorithme 132

6.2 Premières mesures de collisions proton-proton à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ 137

6.2.1 Contrôle de l'algorithme de trigger 139

6.2.2 Analyse des événements de collisions 140

6.2.3 Analyse des événements "beam-gas" 148

6.3 Conclusion 150

Les tests d'injection des faisceaux de protons depuis le SPS vers le LHC ont permis l'évaluation des performances du MUON_TRG dans un environnement de haute multiplicité correspondant aux particules secondaires produites lors de l'interaction ("dump") de ces faisceaux dans un absorbeur.

Les premières collisions p-p à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ ont, quant à elles, permis l'étude de la réponse du détecteur dans un contexte similaire aux prises de données qui auront lieu pendant la majeure partie du temps de fonctionnement de l'expérience et notamment pendant la première année d'exploitation en collisions p-p à $\sqrt{(s)} = 7\ TeV$.

Les résultats obtenus pour ces deux types d'événements seront présentés et discutés dans ce chapitre. Dans les deux cas, le signal de déclenchement utilisé pour le MUON_TRG était le signal "single *Low* p_t". Les LUT ont été paramétrées pour délivrer une décision suivant la déviation maximale autorisée par l'électronique de trigger (*All* p_t) pour la coupure *Low* p_t et inférieur ou égale à 6 (l'unité de déviation correspond approximativement à une moitié de "strip") pour la coupure *High* p_t.

6.1 Mesure d'événements d'injection (et "dump")

En raison de l'incident survenu au démarrage du LHC en septembre 2008, la première étude détaillée des événements d'injection n'a pu être réalisée qu'au redémarrage de Juillet 2009. Les événements enregistrés étaient alors produits par le "dump" des faisceaux d'injection dans un absorbeur, le TED, en sortie de ligne d'injection à plus de 300 mètres de la caverne ALICE. Les RPC fonctionnaient en mode avalanche avec une tension de fonctionnement inférieure de 500 à 800 Volts à la tension nominale.

La figure 6.1 représente l'exemple d'un de ces événements d'injection via une représentation en trois dimensions du spectromètre à muons. Elle montre une très importante multiplicité de "strips" touchés. En effet, le flux de particules observé par le détecteur FMD était d'environ 0.7 particules par cm^2 pour une intensité de 10^9 protons par paquet ("bunch").

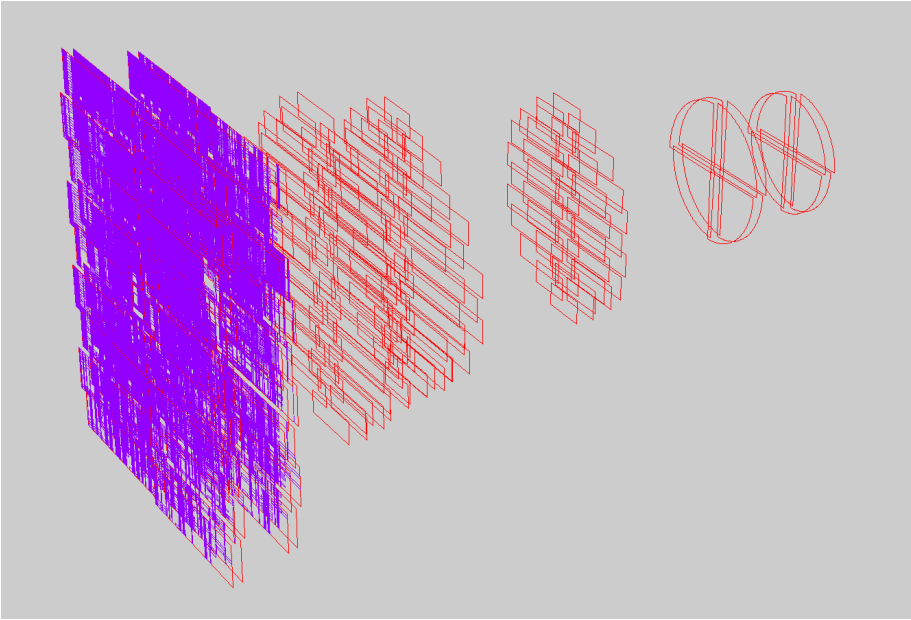


FIG. 6.1 – *Représentation en trois dimensions des "DIGIT" sur les deux stations de Trigger pour un événement d'injection ("dump" TED).*

6.1.1 Echelles de comptage

Les premiers résultats concernant les événements d'injection ont été obtenus en utilisant la fonctionnalité de lecture des échelles de comptage. Comme mentionné au §3.6, les échelles de comptage ont notamment pour but de compter le nombre de déclenchements observés depuis la dernière lecture aux niveaux Local et Global. La fréquence d'acquisition ayant été fixée à 1 Hz, chaque événement contient ainsi le nombre de déclenchements observé pendant 1 seconde.

6.1.1.1 Multiplicité de déclenchements au niveau Local

La figure 6.2 représente le nombre de déclenchements observé au niveau Local en fonction du numéro d'événement qui correspond donc ici à la multiplicité de déclenchements des cartes

Trigger Local en fonction du temps (1 événement par seconde). Elle met en évidence un bruit de fond dû aux événements cosmiques avec des multiplicités inférieures à environ 60 (cas des gerbes cosmiques) ainsi que des événements de très hautes multiplicités (supérieures à 200) à la période des injections (toutes les 48 secondes environ). Rappelons que le niveau Local est constitué de 234 cartes électroniques. Les valeurs de multiplicité atteintes lors des événements d'injection indiquent que la plupart des cartes Trigger Local reconstruisent une trace.

L'importante différence entre les événements relatifs à une injection et ceux constituant le bruit de fond montre qu'il est possible de les séparer en appliquant simplement une coupure sur le nombre de cartes Trigger Local ayant déclenchée. La valeur de cette coupure a été arbitrairement fixée à 100. Ainsi tout événement avec un minimum de 100 déclenchements au niveau Local sera considéré comme un événement d'injection.

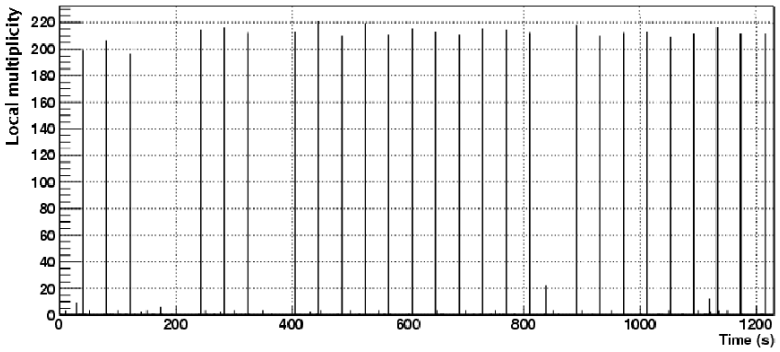


FIG. 6.2 – *Multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du temps.*

6.1.1.2 Multiplicité de déclenchements au niveau Global

La figure 6.3 représente la distribution du nombre de déclenchements au niveau Global pour les événements présentant moins de 100 déclenchements au niveau Local (bruit de fond). Elle apparaît majoritairement peuplée par des événements ne présentant aucun déclenchement dans la carte Trigger Global. Elle montre également que, dans le cas des événements constituant le bruit de fond cosmique, un maximum de deux déclenchements par seconde est observé. Cette valeur peut aussi bien s'interpréter, par exemple, par la présence de gerbes cosmiques étalées dans le temps sur un maximum de deux coups d'horloge que par deux muons isolés observés dans un intervalle d'une seconde. Les données ne permettent cependant pas de discriminer entre les deux cas.

La même distribution pour des événements d'injection est représentée figure 6.4. Malgré une faible statistique, elle montre un pic centré sur 5 déclenchements du niveau Global avec quelques événements comportant un nombre encore plus important de déclenchements. Nous verrons par la suite (cf. §6.1.2.3) que ces déclenchements sont relativement étalés dans le temps. Une interprétation possible serait qu'ils sont la conséquence de neutrons de faible énergie produits dans la gerbe consécutive au "dump" du faisceau d'injection.

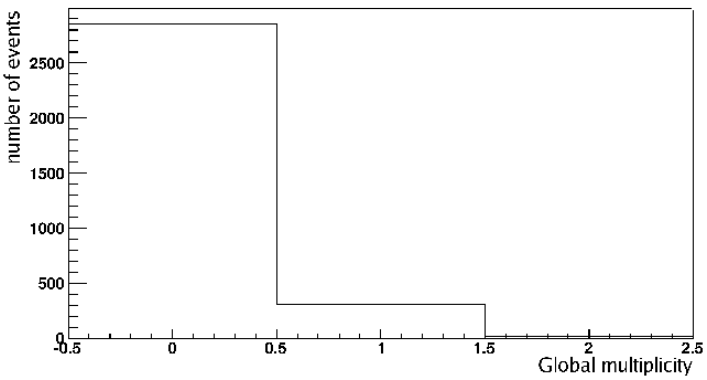


FIG. 6.3 – *Distribution du nombre de déclenchements au niveau Global pour les événements de bruit de fond cosmique.*

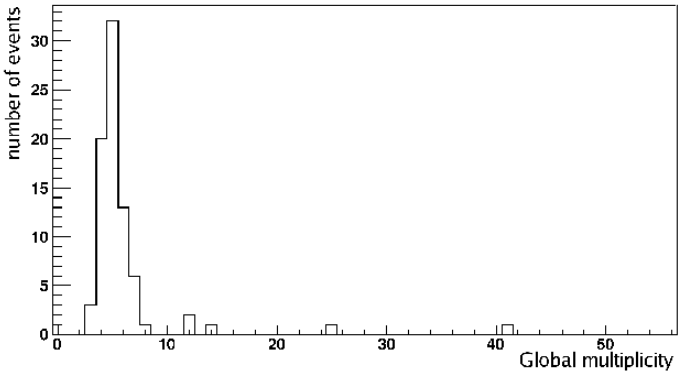


FIG. 6.4 – *Distribution du nombre de déclenchements au niveau Global pour les événements contenant une injection.*

6.1.2 Configurations et réponses algorithme

Les échelles de comptage ne permettent pas d'étudier en détails les événements d'injection. Une étude plus précise nécessite notamment de pouvoir associer les patterns d'entrée et les réponses de l'algorithme de trigger à chacun des événements d'injection. Pour ce faire le processus de lecture d'un événement doit être initié par un signal de trigger de niveau L0 délivré par le MUON_TRG ou un autre sous-détecteur d'ALICE. En effet, à l'inverse d'un événement cosmique, un événement d'injection, du fait de sa grande multiplicité, peut être détecté par la totalité des sous-détecteurs d'ALICE. Cependant, pour que les données enregistrées lors d'un déclenchement provoqué par un autre sous-détecteur soient pertinentes, il est nécessaire que ses signaux de déclenchement au niveau L0 soient en temps avec ceux du MUON_TRG.

6.1.2.1 Alignement en temps des signaux de déclenchement

Les événements d'injection ont été utilisés pour permettre l'alignement en temps des signaux des sous-détecteurs composant le niveau L0 opérationnels au moment du test : le

MUON_TRG, le SPD, le T0, le V0 et le ZDC. Dans le cas du MUON_TRG, comme mentionné au §3.5, le temps écoulé entre une collision et la réception des signaux par le CTP est situé en limite de la valeur requise par le CTP pour être intégré au niveau L0 (800 ns).

La figure 6.5 représente le nombre de signaux de déclenchement observé par le CTP en fonction du numéro de coup d'horloge pour ces cinq sous-détecteurs. Elle met en évidence que, exception faite du ZDC, le MUON_TRG est effectivement le sous-détecteur présentant le temps de réponse le plus long. Les signaux provenant des autres sous-détecteurs composant le niveau L0 ont ainsi été retardés pour être alignés avec ceux du MUON_TRG. Remarquons que les 100 événements utilisés dans cet échantillon sont, dans le cas du MUON_TRG, tous situés dans un unique BC ("bunch clock cycle"), reflétant à la fois le bon alignement temporel du MUON_TRG et l'absence "d'after-pulses" systématiques (pour les hautes tensions correspondant à cette mesure). Notons également que, en raison d'un retard trop important (250 ns par rapport aux signaux du MUON_TRG) le détecteur ZDC a été par la suite incorporé au niveau de trigger L1.

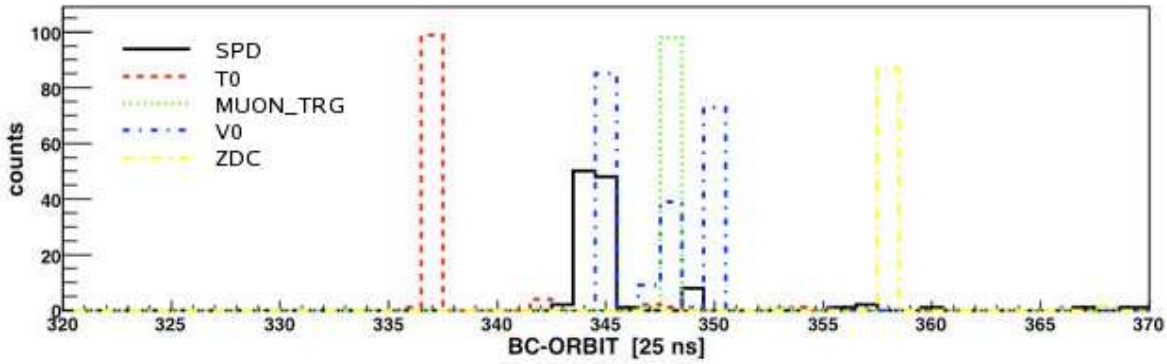


FIG. 6.5 – *Signaux de déclenchement observé au niveau du CTP en fonction du numéro de coup d'horloge pour cinq des sous-détecteurs composant le niveau L0 : le MUON_TRG, le SPD, le T0, le V0 et le ZDC. Ce résultat a été obtenu pour un échantillon de* 100 *événements d'injection.*

6.1.2.2 Evénements avec déclenchement "single *Low* p_t"

La distribution du nombre de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement pour une acquisition des données en déclenchant sur le signal "single *Low* p_t" fourni au CTP par le MUON_TRG est représentée figure 6.6. Elle montre une distribution similaire à celle de la figure 6.2. Cependant, contrairement à cette dernière, un événement ne correspond pas à un intervalle de temps de une seconde mais à un déclenchement (cosmique ou injection). La distribution met notamment en évidence que la sélection entre les événements d'injection et ceux composant le bruit de fond cosmique opérée au §6.1.1 est également utilisable dans ce cadre. Notons que la distribution du nombre de "strips" touchés en fonction du numéro d'événement, non présentée ici, montre que, suivant l'intensité des faisceaux, de 40 à 80% des "strips" sont activés dans le cas des événements d'injection.

Le taux de déclenchements par seconde en fonction de la carte Trigger Local pour les événements composant le bruit de fond est représenté figure 6.7 (à gauche). Cette distribu-

tion, bien que présentant une faible statistique, apparaît compatible avec celle observée pour des événements cosmiques (cf. §5.3.3).

La figure 6.7 (à droite) présente, quant à elle, le taux de déclenchements par événement d'injection en fonction de la carte Trigger Local. La valeur moyenne observée, proche de 1, reflète la très grande multiplicité de particules dans les événements d'injection. Notons la présence d'une importante zone ($\sim 1/5$ du détecteur) coté *outside* pour laquelle le taux de comptages apparaît inférieur. A l'heure actuelle, rien ne permet d'expliquer cet effet.

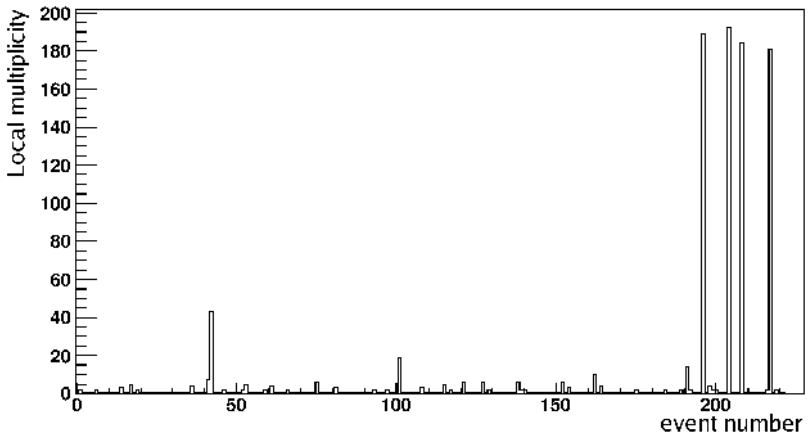


FIG. 6.6 – *Déclenchement "single Low p_t" : multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement. Les pics de déclenchements correspondent aux événements d'injection.*

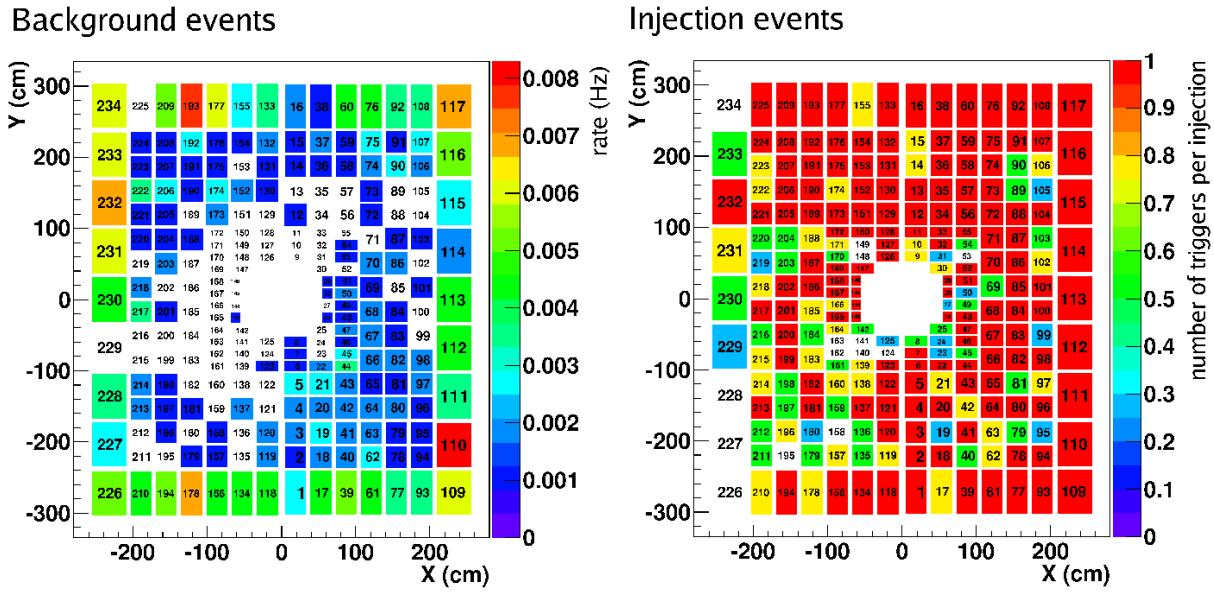


FIG. 6.7 – *Déclenchement "single Low p_t" : taux de déclenchements par seconde pour les événements de bruit de fond (à gauche) et taux de déclenchements par événement d'injection (à droite) en fonction de la carte Trigger Local.*

Une étude détaillée a également démontré que le nombre d'erreurs de "recopie Y" (i.e. lorsque les patterns d'entrées de deux cartes Trigger Local utilisant les mêmes "strips Y" sont différents) était très élevé, $\sim$ 100% des événements présentant au moins une erreur. Pour comparaison, rappelons que pour des événements cosmiques ce taux d'erreurs était égal à $\sim$ 30% (cf. §3.7.3.2). De plus, les événements cosmiques ne sont pas synchronisés avec l'horloge du LHC, ce qui a pour effet d'augmenter le nombre d'erreurs de "recopie Y" et a donc tendance à atténuer la différence entre ces deux valeurs. Le nombre anormalement élevé d'erreurs de "recopie Y" pour les événements d'injection peut s'expliquer de deux manières :

- un mauvais réglage de la "phase d'horloge" au niveau Local (voir chapitre 4). Les résultats de l'optimisation préliminaire de l'efficacité de détection qui seront présentés au §6.1.2.4 montrent cependant que le réglage de la "phase d'horloge" semble correct.
- un effet dû aux grandes multiplicités atteintes lors des événements d'injection. En effet, le nombre de recopies augmente avec le nombre de "strips" touchés. Ainsi pour un même taux d'erreurs, un événement de forte multiplicité présentera un nombre absolu d'erreurs plus élevé qu'un événement de faible multiplicité.

6.1.2.3 Evénements avec autres déclenchements

Rappelons que, pour que les données enregistrées lors d'un déclenchement provoqué par un autre sous-détecteur soient pertinentes, il est nécessaire que ses signaux de déclenchement au niveau L0 soient en temps avec ceux du MUON_TRG. La figure 6.8 présente la multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement pour un run en déclenchement sur les signaux provenant du détecteur ZDC. Comme mentionné au §6.1.2.1, les signaux du ZDC présentent un retard de 250 ns par rapport à ceux du MUON_TRG. Il en résulte une très faible multiplicité de déclenchements du MUON_TRG au niveau Local pour chaque événement d'injection enregistré lors de ce run. Le fait que la multiplicité de déclenchements ne soit pas nulle indique que des particules sont détectées 250 ns après la gerbe consécutive au "dump" du faisceau d'injection. Comme mentionné au 6.1.1.2, elles sont probablement la conséquence de neutrons de faible énergie.

A l'inverse, la figure 6.9 représentant la même distribution pour des événements déclenchés par le détecteur V0 montre une multiplicité de déclenchements au niveau Local, pour chaque événement, compatible avec la valeur observée en déclenchement "single *Low* p_t" (cf. figure 6.6). Ce résultat montre que les signaux de déclenchement provenant du détecteur V0 ont correctement été alignés avec ceux du MUON_TRG. Les événements numéros 17 et 21 présentent cependant des multiplicités relativement faibles (respectivement $\sim$ 70 et $\sim$ 95). Ces valeurs s'expliquent par de fortes variations d'intensité des faisceaux lors des tests d'injection. Remarquons que le bruit de fond cosmique observé en déclenchement "single *Low* p_t" est ici inexistant, le taux de déclenchements sur des événements cosmiques pour le détecteur V0 étant extrêmement faible.

6.1.2.4 Optimisation préliminaire de l'efficacité de détection

Des tests d'injections similaires ont également eu lieu en octobre 2009. Pour ce lot de données, l'acquisition des événements s'est faite en utilisant les signaux de déclenchement provenant du détecteur SPD qui étaient alignés avec ceux du MUON_TRG. Ces tests ont permis d'effectuer la première étude portant sur l'optimisation de l'efficacité de capture des signaux au niveau de l'électronique de niveau Local dont il a été question au chapitre 4.

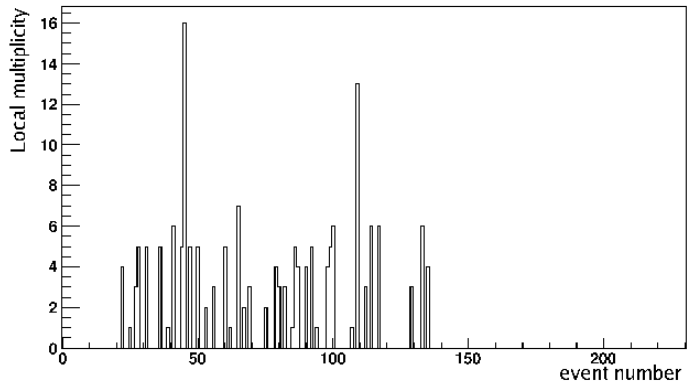


FIG. 6.8 – *Déclenchement ZDC : multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement.*

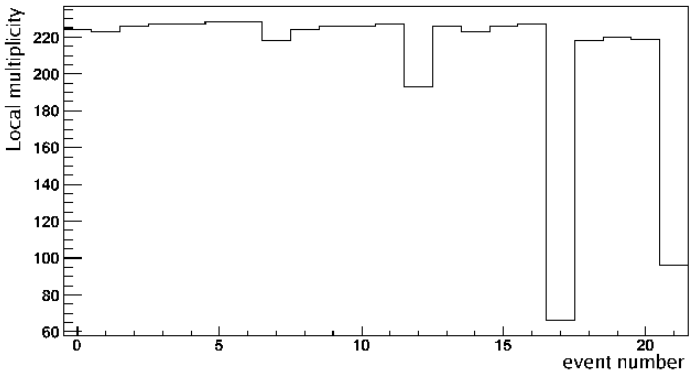


FIG. 6.9 – *Déclenchement V0 : multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement.*

D'un point de vue pratique, la valeur de la phase entre les signaux d'entrée des cartes Trigger Local et l'horloge peut être modifié, par pas de 1 ns, par l'application d'un retard sur le signal d'horloge au niveau de la carte Trigger Global. En effet, cette dernière, en plus du calcul de la décision de trigger, a également pour but de fournir le signal d'horloge au niveau Local. Ainsi, au cours d'un unique run, quatre valeurs du retard, codées en hexadécimal, ont été appliquées : 0xc, 0x10, 0x14 et 0x18 (12 ns, 16 ns, 20 ns et 24 ns, soit une plage de variation de 12 ns).

Le nombre d'événements enregistrés s'est cependant avéré insuffisant pour permettre une étude de l'efficacité de capture des signaux à l'aide du rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4. En revanche, il apparaît que le nombre d'erreurs de "recopie Y" présente une dépendance à la valeur de "phase d'horloge", comme certains tests précédant l'installation sur site l'avaient suggéré. La figure 6.10, représentant le nombre d'erreurs de "recopie Y" en fonction du numéro d'événement, met notamment en évidence quatre intervalles pour lesquels le nombre moyen d'erreurs par événement diffère :

– $[0; 105]$ correspondant à la valeur du retard 0x10 avec ~ 4 erreurs par événement ;
– $[106; 170]$ correspondant à la valeur du retard 0x18 avec ~ 70 erreurs par événement ;

– [171; 222] correspondant à la valeur du retard 0xc avec ~ 40 erreurs par événement ;
– [223; 250] correspondant à la valeur du retard 0x14 avec ~ 4 erreurs par événement.

La figure 6.11 représente le nombre d'erreurs de l'algorithme de trigger observé au niveau Local en fonction du numéro d'événement pour le même run. Elle montre un nombre élevé d'erreurs pour une valeur du retard égale à 0x18. Cependant, comme mentionné au §3.7.3.2, la méthode d'identification des erreurs d'algorithme est également sensible aux erreurs de "read-out". Or, il a été observé lors de la phase de mise en fonctionnement que certaines valeurs de la "phase d'horloge" provoquaient des erreurs de "read-out" (format corrompu des raw-data). Cet effet contribue certainement au nombre élevé d'erreurs de "recopie Y" observé pour une valeur du retard égale à 0x18.

Bien que cette étude reste préliminaire, elle semble montrer que les valeurs du retard 0x10 et 0x14 correspondent à des phases se situant au plateau de l'efficacité de détection (cf. §4.3.2). Une étude plus fine nécessite cependant une statistique beaucoup plus importante qu'il ne sera possible d'atteindre qu'en collisions de faisceaux de proton. En attendant cette étude, la valeur du retard a été fixée à 0x10.

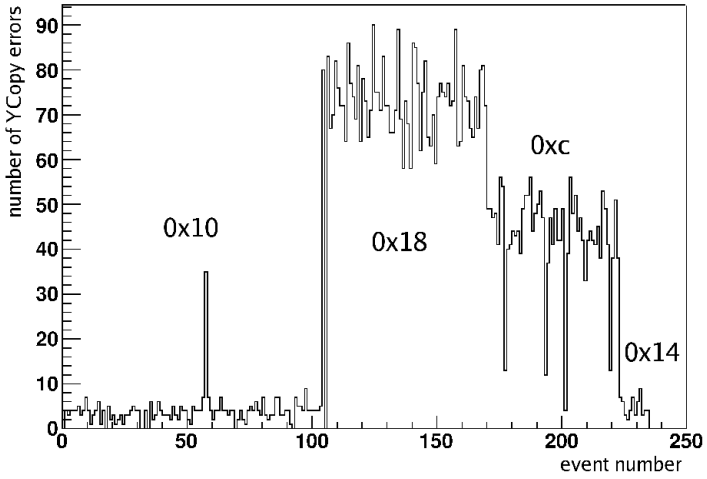


FIG. 6.10 – *Déclenchement SPD : nombre d'erreurs de "recopie Y" en fonction du numéro d'événement pour quatre différentes valeurs de la "phase d'horloge" (voir texte).*

6.2 Premières mesures de collisions proton-proton à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$

Les premières collisions de protons ont eu lieu à la fin de l'année 2009. Le LHC n'opérant aucune montée en énergie, l'énergie dans le centre de masse des collisions était de 900 GeV, deux fois l'énergie d'injection des faisceaux depuis le SPS. Les RPC fonctionnaient en mode avalanche à la tension nominale de fonctionnement. La figure 6.12 montre l'exemple d'une collision p-p à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ via une représentation en trois dimensions du détecteur ALICE. Dans cet exemple un unique muon est observé dans l'acceptance du spectromètre à muons.

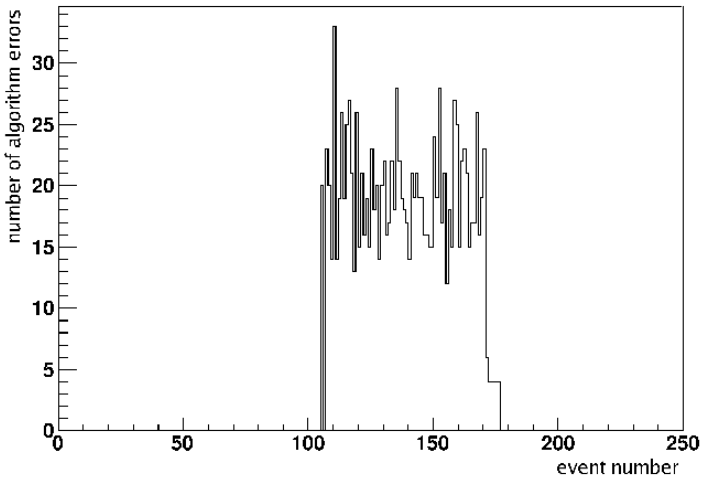


FIG. 6.11 – *Déclenchement SPD : nombre d'erreurs de l'algorithme de trigger observé au niveau Local en fonction du numéro d'événement.*

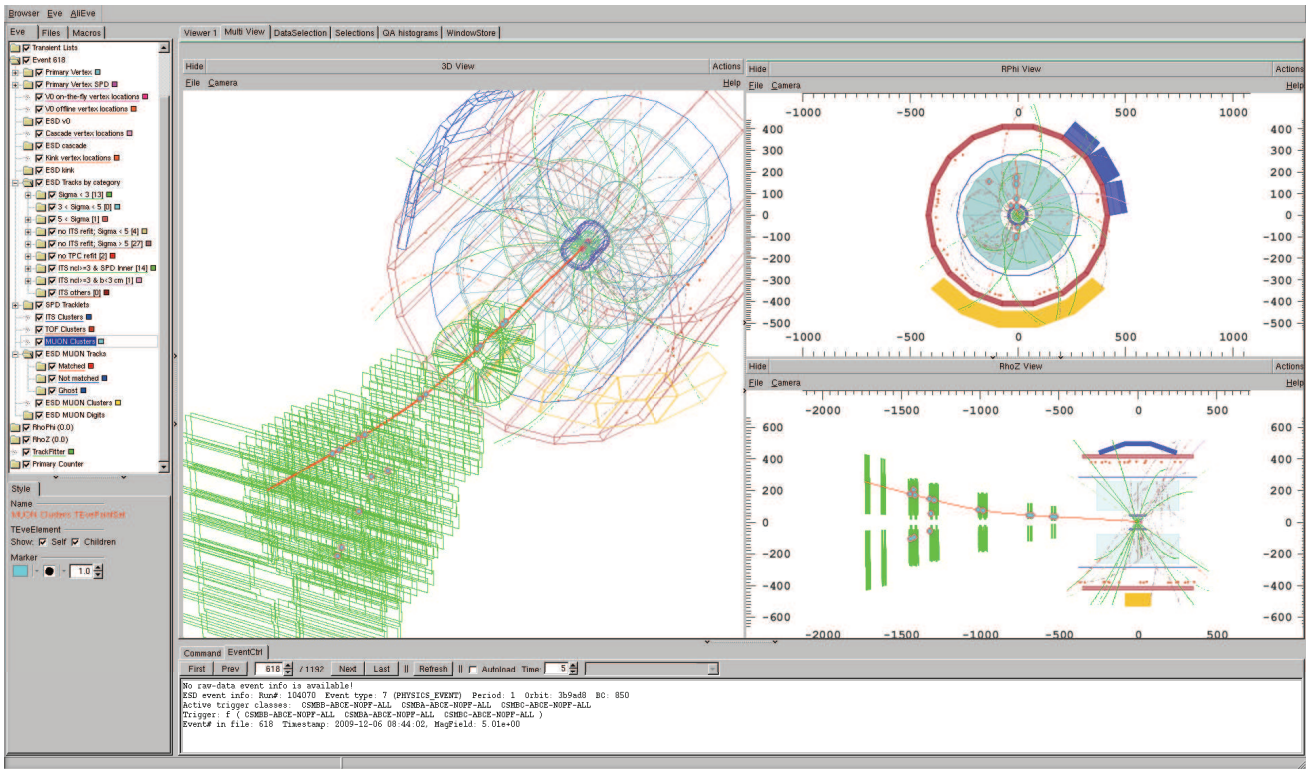


FIG. 6.12 – *Vue en trois dimensions et en coupe (transversale et longitudinale) d'une collision p-p à* $\sqrt{(s)} = 900$ *GeV observée dans le détecteur ALICE.*

Les événements d'injection ont permis de mettre en temps tous les détecteurs composant le niveau L0 (cf. 6.1.2.1). Des conditions de trigger impliquant plusieurs signaux de L0 ont ainsi été utilisées lors des premières collisions de protons. Par exemple, la condition d'interaction dans la partie centrale se définit comme un OU logique entre les signaux de L0

du SPD et du V0. Les conditions (ou classes) de trigger utilisées pour déclencher l'acquisition lors des premières prises de données sont les suivantes :

- CBEAMB : un croisement des faisceaux.
- CINT1-E : pas de croisement des faisceaux et une interaction dans la partie centrale.
- CINT1B : un croisement des faisceaux et une interaction dans la partie centrale. Cette classe est définie comme la condition de trigger "minimum bias".
- CINT1A, CINT1C : un seul des deux faisceaux et une interaction dans la partie centrale.
- CMUS1-E : une coïncidence entre la classe CINT1-E et un signal de déclenchement provenant du MUON_TRG. Rappelons que le signal de déclenchement utilisé pour le MUON_TRG était le signal "single *Low* p_t" (correspondant à la coupure *All* p_t pour les LUT utilisées).
- CMUS1B : une coïncidence entre la classe CINT1B et un signal de déclenchement provenant du MUON_TRG.
- CMUS1A, CMUS1C : une coïncidence entre les classes CINT1A et CINT1C, et un signal de déclenchement provenant du MUON_TRG.

Ces classes de trigger sont liées à des "clusters" de détecteurs différents : tous les détecteurs d'ALICE pour les cinq premières classes décrites ci-dessus et seulement le spectromètre à muons, le SPD et quelques détecteurs de centralité pour les classes faisant intervenir le MUON_TRG comme déclencheur.

Pour chacune de ces 9 classes, les données du MUON_TRG sont acquises. Notons que les classes CINT1A, CINT1C et CMUS1A, CMUS1C ont pour but de mesurer les taux d'interaction "beam-gas" respectivement dans la partie centrale et le spectromètre à muons.

Pour éviter que le taux d'acquisition des données soit trop important, la fraction du temps alloué à la classe CBEAMB était réduite à 1 seconde toutes les 2 minutes. Les 119 secondes restantes étaient consacrées aux 8 autres classes.

Notons enfin qu'un des runs enregistrés (run 105160) l'a été pour une valeur de "phase d'horloge" différente (0x14 au lieu de 0x10, cf. §6.1.2.4). Cependant, la statistique obtenue n'est pas suffisante pour permettre une étude de l'optimisation de l'efficacité de capture des signaux de "Front-End" par l'électronique de Trigger Local, pour ces deux valeurs de "phase d'horloge".

6.2.1 Contrôle de l'algorithme de trigger

La figure 6.13 représente l'histogramme de résumé du contrôle des erreurs de l'algorithme de trigger par le QA (cf. §3.7.3.2) pour toute la statistique enregistrée. Les taux d'erreurs pour les tests de l'algorithme de trigger Local n'excèdent pas 0.005% et le taux d'erreurs de "recopie Y" ("bin" *Local Y Copy*) est proche de 0.13%. Aucune erreur de la carte Trigger Global ("bin" *GlobalFromInGlobal*) ou lors du test de la totalité de chaîne de décision ("bin" *GlobalFromInLocal*) n'est observée. Ces résultats illustrent le bon fonctionnement de l'électronique de trigger lors des prises de données en collisions p-p à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$.

Remarquons cependant que la normalisation par le nombre total d'événements utilisée ici intègre tous les événements. Ceci inclut les événements pour lesquels aucun déclenchement du MUON_TRG n'est observé (cas de la plupart des événements des classes CINT1-E, CINT1B, CINT1A et CINT1C notamment) et pour lesquels les patterns d'entrée des cartes Trigger Local sont quasiment vides. Ces événements représentent bien un test de l'algorithme de trig-

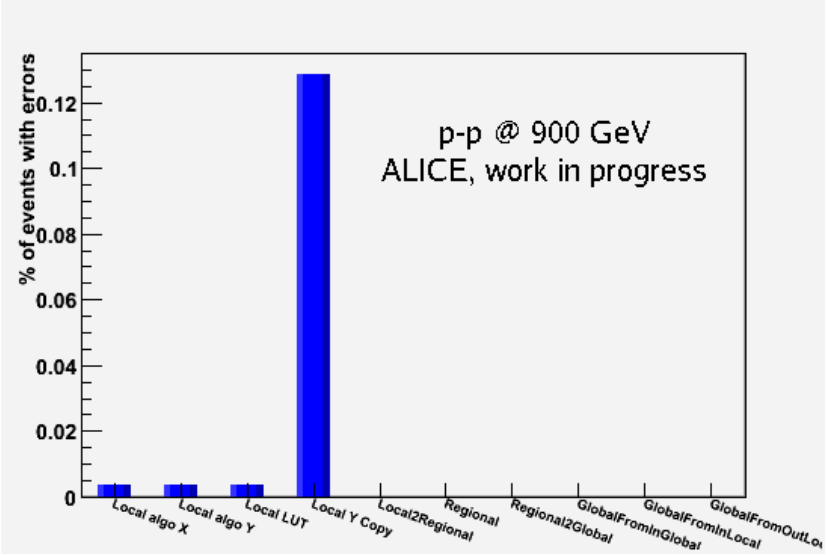


FIG. 6.13 – *Histogramme de résumé du contrôle des erreurs de l'algorithme de trigger par le QA (cf. §3.7.3.2 pour le détails de chaque "bin") pour toute la statistique enregistrée en collisions p-p à* $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$.

ger mais il est facile de se convaincre que les taux d'erreurs pour les événements vides et ceux présentant au moins un trigger au niveau Local sont différents. Ainsi les taux présentés sur la figure 6.13 sont difficilement comparables à ceux observés pour des événements cosmiques (cf. §3.7.3.2) pour lesquels le MUON_TRG, en tant que déclencheur, présentait toujours au moins un Trigger Local.

6.2.2 Analyse des événements de collisions

Comme mentionné précédemment, la classe CMUS1B correspond à une condition de trigger requérant un croisement des faisceaux, une interaction dans la partie centrale et un signal de déclenchement provenant du MUON_TRG. Elle permet d'acquérir les événements "muon" avec un temps mort inférieur à celui de la classe CINT1B (qui inclue beaucoup plus de détecteurs).

Le lot de données enregistré présente des runs avec et sans champ magnétique dipolaire. Deux valeurs de polarité du dipôle ont été testées, correspondant à deux valeurs différentes du courant : $+6\ kA$ (polarité positive) et $-6\ kA$ (polarité négative). Les résultats sans champ magnétique dipolaire ainsi que les différences observées entre les deux polarités seront détaillés dans la présente section. Les performances du système pour les événements enregistrés avec champ magnétique dipolaire (sans distinction de polarité) seront ensuite présentées.

6.2.2.1 Effets du dipôle sur les performances

Lot d'événements sans champ magnétique dipolaire :

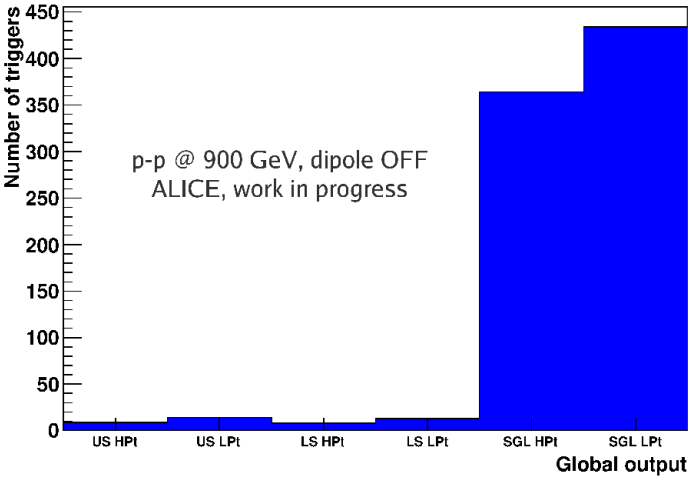


FIG. 6.14 – *Nombre de triggers pour les différents signaux de sortie de la carte Trigger Global pour un lot d'événements enregistré sans champ magnétique dipolaire. Ce résultat est tiré du QA et intègre donc toutes les classes de trigger.*

Le nombre de déclenchements observés pour les différents signaux de sortie de la carte Trigger Global (cf. §3.5.3) est représenté figure 6.14. Elle montre un taux de déclenchements "single" suivant la coupure *High* p_t proche de celui observé pour la coupure *Low* p_t (respectivement SGL HPt et SGL LPt sur la figure). De la même manière, les déclenchements en "dimuons" suivant la coupure *High* p_t (US HPt et LS HPt) présentent des taux similaires à ceux observés suivant la coupure *Low* p_t (US LPt et LS LPt). Rappelons que tout déclenchement suivant la coupure *High* p_t est également présent suivant la coupure *Low* p_t. Ces observations montrent donc que la plupart des particules observées présentent des déviations inférieures ou égales à 6 (coupure *High* p_t).

La figure 6.14 est extraite du QA. La fonctionnalité de sélection des classes de trigger n'étant pas disponible dans le QA, cette distribution intègre donc toutes les classes. La figure 6.15 représente la distribution des déviations après sélection des événements appartenant uniquement à la classe CMUS1B. Elle montre un pic centré en 0 avec une très faible proportion d'événements de déviation supérieure à 6. Ce résultat rejoint l'observation faite pour la figure 6.14.

L'étalement du pic observé sur la figure 6.15 et la différence de quelques pour cent entre les deux coupures en p_t observée sur la figure 6.14 sont probablement dus aux particules secondaires (qui ne pointent pas nécessairement vers le point d'interaction), à la diffusion dans les absorbeurs ainsi qu'aux événements "beam-gas". Ces résultats obtenus sans champ magnétique dipolaire illustrent la nécessité d'étudier les événements "beam-gas" indépendamment des événement "minimum bias" comme ce sera fait au §6.2.3.

Lot d'événements avec champ magnétique dipolaire :

La figure 6.16 (à gauche) représente la distribution des déviations pour la polarité négative du dipôle. Rappelons que, en présence du champ magnétique dipolaire, les petites déviations correspondent aux particules de grande impulsion. En conséquence, le minimum de la dis-

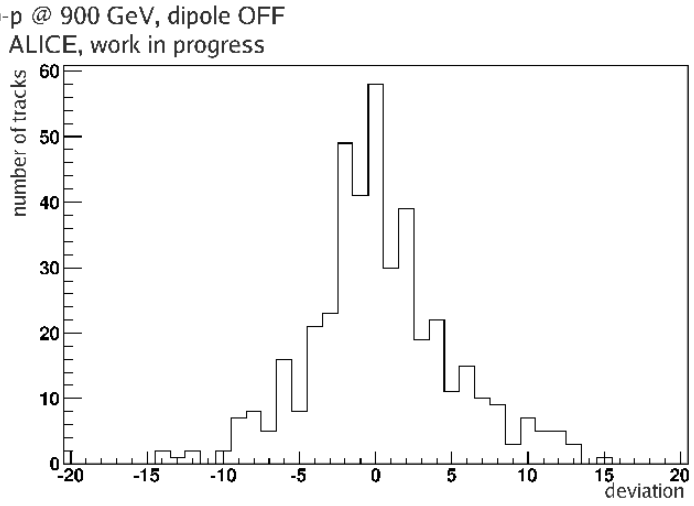


FIG. 6.15 – *Distribution des déviations pour un lot d'événements enregistré sans champ magnétique dipolaire. Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.*

tribution se situe aux alentours de 0 puisque, lors des collisions de protons, les particules de haut p_t sont moins abondamment produites que celles de bas p_t qui peuplent les deux pics à ± 10. Le fait que ces deux pics ne soient pas situés au maximum de déviation autorisé par l'algorithme de trigger (± 15) peut s'expliquer par la coupure en énergie des particules de très bas p_t engendrée par les différents absorbeurs du spectromètre à muons (absorbeur frontal et filtre à muons, cf. §2.2.2). Remarquons une légère asymétrie entre les muons de signe négatif et positif. En effet, pour des collisions p-p avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt(s) = 900\ GeV$, du fait du contenu en quark des protons, un nombre plus élevé de particules chargées positivement que négativement est attendu. Des simulations montrent une asymétrie de l'ordre de quelques pour cent pour les muons qui atteignent le MUON_TRG.

A titre de comparaison, la distribution des déviations pour la polarité positive du dipôle est présentée figure 6.16 (à droite). Comme attendu, exception faite de l'inversion du signe de déviation entre μ^+ et μ^-, la polarité du champ magnétique dipolaire n'a aucun effet majeur sur la forme de la distribution des déviations. Notons que le run 105160, avec un réglage de "phase d'horloge" différent, a été enregistré pour la polarité positive du dipôle. Afin d'augmenter la statistique, il a été incorporé à ce lot d'événements, bien que l'efficacité de capture des signaux de "Front-End" par l'électronique de Trigger Local puisse être différente des autres runs. L'optimisation préliminaire de cette efficacité (cf. §6.1.2.4) semble cependant montrer que cette différence est minime.

Les figures 6.17 (à gauche et à droite) présentent le pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour les deux polarités du dipôle, respectivement négative et positive. La forme de ces distributions, et notamment la présence des deux maxima pour les zones situées en dessus et en dessous du "beam-shield", sera détaillée au §6.2.2.3. Remarquons néanmoins que, de même que pour la distribution des déviations (cf. figures 6.16), la polarité du champ magnétique dipolaire n'a aucun effet majeur sur la distribution des déclenchements en fonction de la carte Trigger Local. En conséquence, par la suite, les lots d'événements enregistrés suivant les deux polarités du champ magnétique dipolaire seront étudiés sans distinction pour augmenter la statistique.

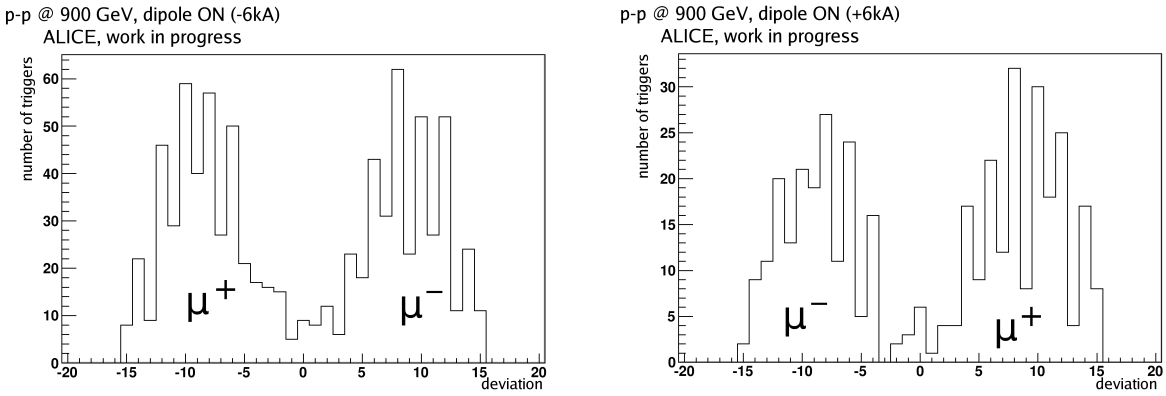


FIG. 6.16 – *Distribution des déviations pour deux lots d'événements enregistrés avec champ magnétique dipolaire, pour la polarité négative à gauche (∼ 170 000 événements "minimum bias") et la polarité positive à droite (∼ 100 000 événements "minimum bias"). Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.*

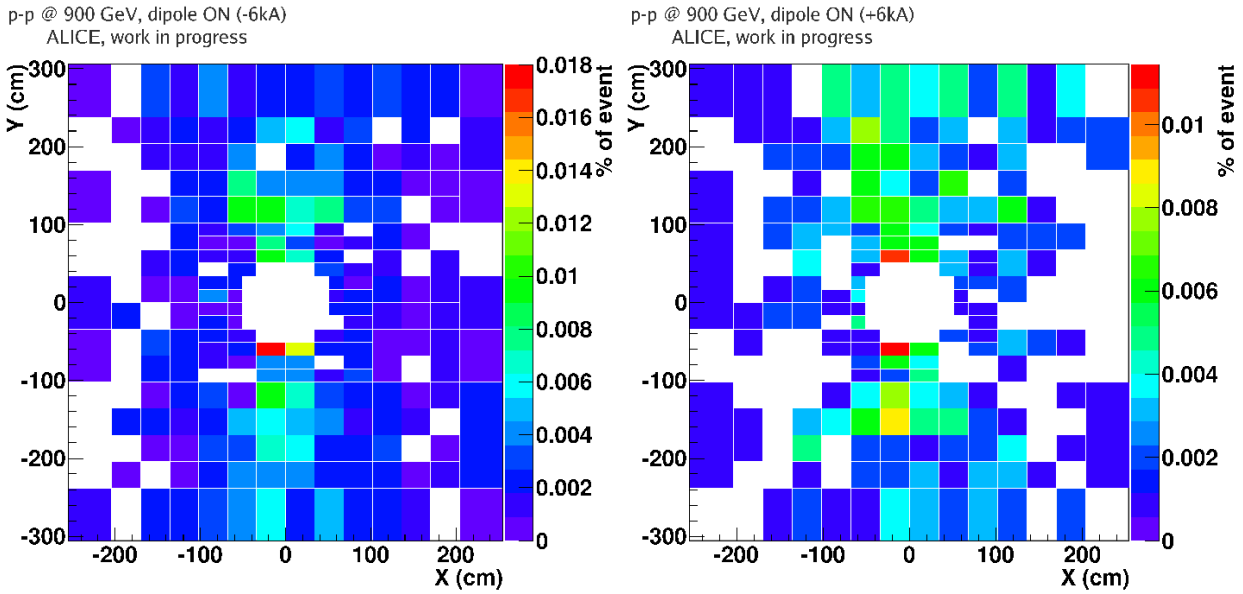


FIG. 6.17 – *Pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour deux lots d'événements enregistrés avec champ magnétique dipolaire, pour la polarité négative à gauche (∼ 170 000 événements "minimum bias") et la polarité positive à droite (∼ 100 000 événements "minimum bias"). Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.*

Notons que, par mesure de sécurité, le run 105160, avec un réglage de "phase d'horloge" différente, sera exclu du lot de données. La statistique totale utilisée par la suite se monte donc à ∼ 200 000 événements "minimum-bias".

6.2.2.2 Signaux de sortie de la carte Trigger Global

La figure 6.18 représente le nombre de déclenchements observés suivant les différents signaux de sortie de la carte Trigger Global pour le lot d'événements enregistré avec champ

magnétique dipolaire (sans distinction de polarité). Comme attendu, elle montre un nombre de déclenchements suivant la coupure *High* p_t beaucoup moins important que pour le lot d'événements sans champ magnétique dipolaire (cf. figure 6.14). Ce résultat est évidemment dû à la différence des distributions des déviations avec et sans champ magnétique dipolaire (respectivement figures 6.16 et 6.15). Au niveau des "dimuons", on observe toujours plus de déclenchements "like-sign" que "unlike-sign" (US LPt < LS LPT et US HPt < LS HPT). Ce phénomène est bien mis en évidence par les simulations et s'explique par un dédoublement des traces (correspondant à deux triggers de niveau Local de même signe) par effet de bord, lorsque deux RPC se superposent pour éviter les zones mortes de détection.

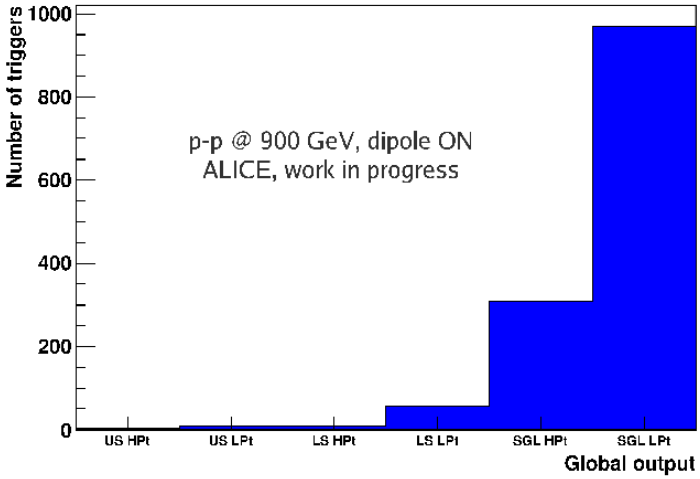


FIG. 6.18 – *Nombre de triggers pour les différents signaux de sortie de la carte Trigger Global pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire (sans distinction de polarité). Ce résultat est tiré du QA et intègre donc toutes les classes de trigger.*

Le rapport entre le nombre de déclenchements en coïncidence 4/4 et 3/4 est égal à 0.34 ± 0.02 (stat.). Cette valeur est inférieure à celle obtenue au plateau pour des simulations de protons à $\sqrt{(s)} = 14\ TeV$ (~ 0.5, cf. figure 4.14). Cependant, comme mentionné au chapitre 4, les efficacités moyennes des RPC lors des prises de données étaient proches de 90% contre 100% dans la simulation, ce qui peut expliquer ce résultat (cf. §5.3.1.1).

Par ailleurs, le taux de déclenchements par événement "minimum bias" est égal à 0.0044 ± 0.0002 (stat.). De récentes simulations de collisions de protons à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ montrent un taux compatible égal à 0.0041 ± 0.0001 (stat.). Ce résultat illustre qu'aucun problème majeur d'efficacité n'est présent.

6.2.2.3 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local

Le pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire est représenté figure 6.19 (à gauche). Le pourcentage de déclenchements moyen observé apparaît évidemment compatible avec le taux de déclenchements observé au niveau Global (cf. §6.2.2.2). Cette distribution présente deux maxima pour les zones situées directement en dessus et en dessous du "beam-shield". Notons que la même distribution, pour de récentes

simulations de collisions de protons à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ (cf. figure 6.19, à droite) apparaît, dans les limites statistiques, compatible avec les résultats observés.

Les deux maxima observés sur la figure 6.19 sont très probablement peuplés par des secondaires produites par des particules de grande impulsion émises aux petits angles et émergeant du "beam-shield" proche du MUON_TRG. Pour des raisons évidentes, les traces associées à ces événements ne peuvent pas remplir la condition de "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking". Les traces ne satisfaisant pas cette condition sont appelées "ghosts". La figure 6.20 (à gauche) présente le pourcentage de "ghosts" par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour le même lot d'événements que la figure 6.19 (à gauche). Elle montre que ces traces sont principalement observées dans les zones situées directement en dessus et en dessous du "beam-shield" correspondant aux deux maxima de la figure 6.19. La figure 6.20 (à droite) représentant le pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour le même lot d'événements, après suppression des "ghosts", montre qu'effectivement les deux maxima disparaissent (en partie).

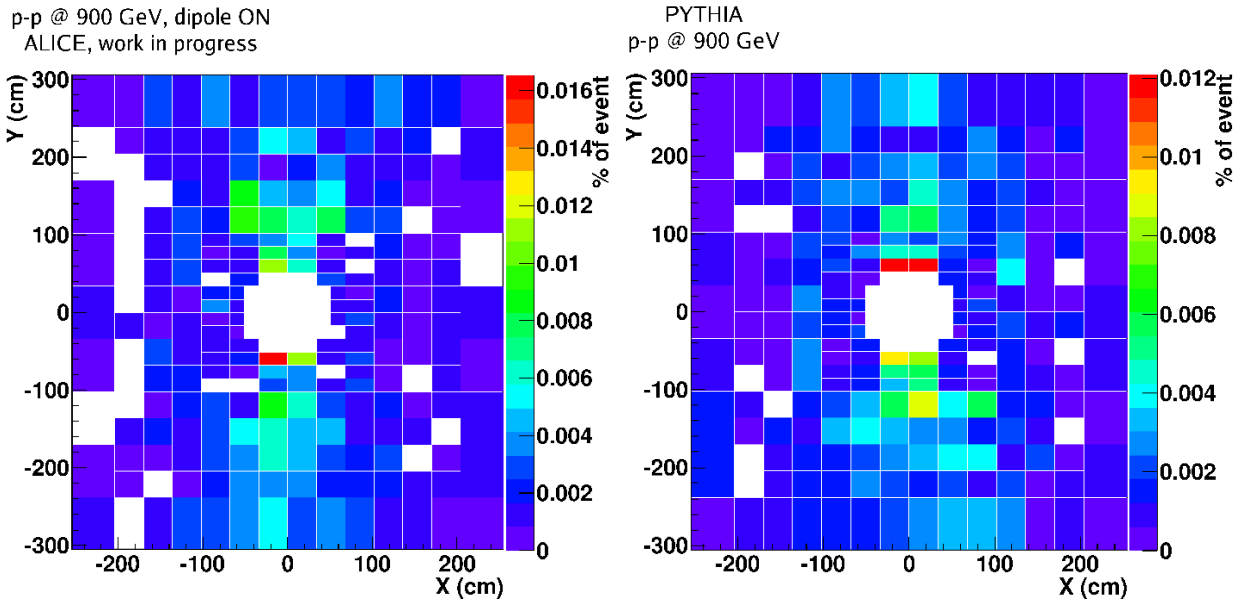


FIG. 6.19 – *Pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour le lot d'événements de collisions p-p à* $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ *enregistré avec champ magnétique dipolaire (à gauche,* $\sim$ *200 000 événements "minimum bias") et des simulations de collisions p-p à* $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ *(à droite,* $\sim$ *340 000 événements "minimum bias"). Pour les données, seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.*

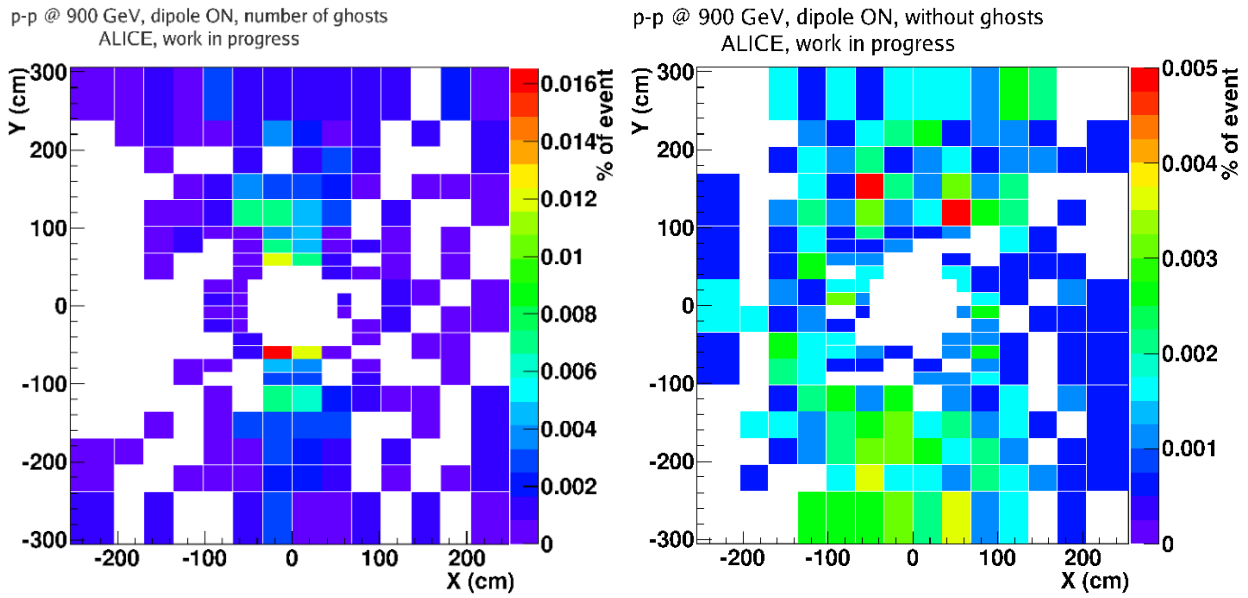


FIG. 6.20 – *A gauche : pourcentage de "ghosts" par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local. A droite : pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local après suppression des "ghosts". Ces résultats ont été obtenus pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire. Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.*

6.2.2.4 Effets du "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking"

Il est important de connaître les effets du MUON_TRG, comme la condition de "matching"[1] des traces entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking", sur les données du spectromètre à muons dans son ensemble. Seuls les résultats d'une étude préliminaire portant sur des quantités simples seront discutés ici. Les figures proviennent d'une présentation de X. ZHANG [93].

La figure 6.21 présente le rapport entre le nombre de traces "matchées" et le nombre total de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de l'impulsion transverse pour les données (CINT1B) et des simulations à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$. Deux générateurs d'événements ont été utilisés : PYTHIA et PhoJet. Le bon accord observé entre les simulations et les données est une indication forte qu'aucun problème majeur d'efficacité n'affecte le MUON_TRG. Remarquons cependant un effet important du "matching" à bas p_t.

Les figures 6.22 (à gauche et à droite) présentent le nombre de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de leur impulsion transverse avec et sans "matching" pour la simulation utilisant le générateur PYTHIA. Chacune des différentes contributions au signal est détaillée. Ces distributions mettent notamment en évidence que l'effet observé à bas p_t est principalement dû au fait que le mur de fer absorbe les muons de basse impulsion ainsi que la plupart des hadrons et des particules non identifiées dont la contribution à basse

[1] le "matching" consiste à reconstruire les traces dans les chambres de "tracking" et le MUON_TRG de manière indépendante, puis à vérifier que les traces reconstruite sdans les chambres de "tracking" se prolongent jusqu'au MUON_TRG.

impulsion transverse apparaît très importante. Le "matching" n'atteint pas 100%, même pour $p_t > 1.5\ GeV/c$, en raison de la composante des hadrons à ces impulsions transverses qui sont absorbés dans le mur de fer.

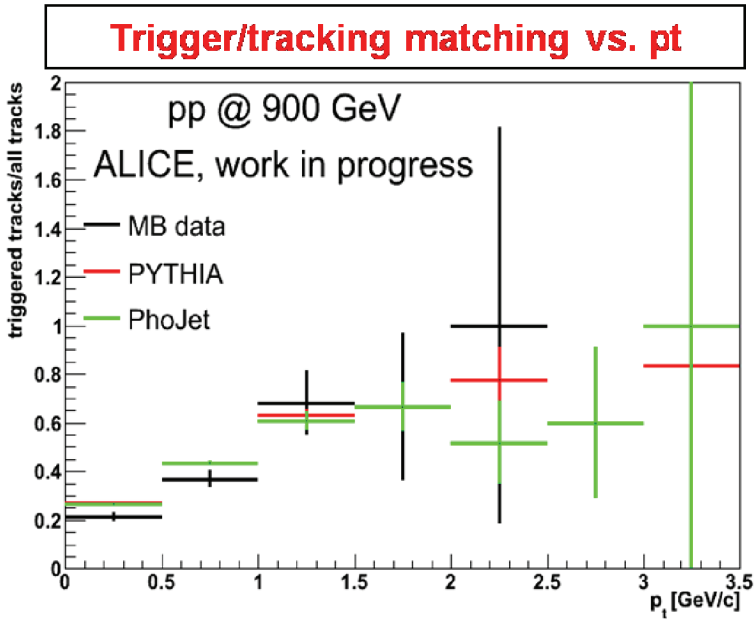


FIG. 6.21 – *Rapport entre le nombre de traces "matchées" et le nombre total de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de l'impulsion transverse p_t pour les données et deux simulations (PYTHIA et PhoJet) de collisions p-p à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ (résultat obtenu par X. ZHANG).*

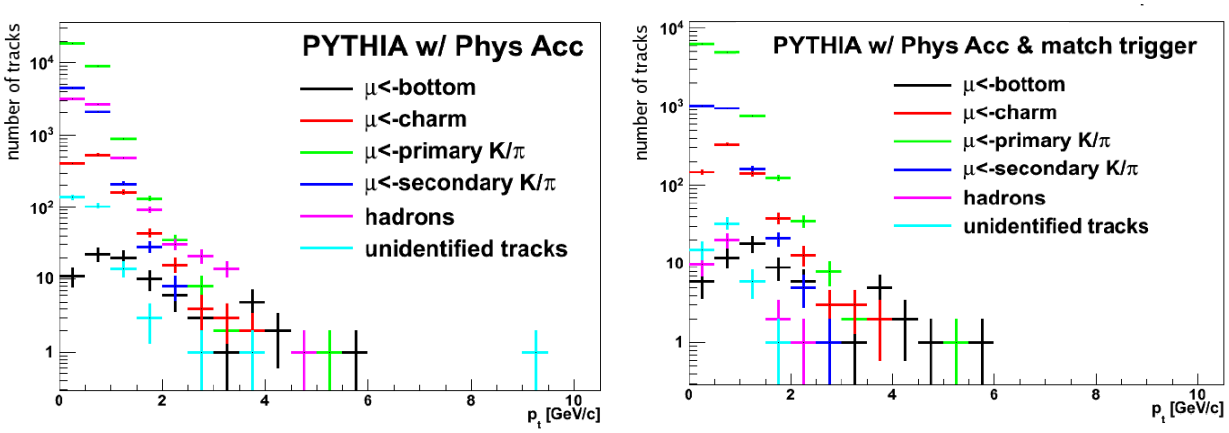


FIG. 6.22 – *Nombre de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de leur impulsion transverse p_t sans et avec "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" (respectivement à gauche et à droite) pour des simulations de collisions p-p à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ utilisant le générateur PYTHIA (résultats obtenus par X. ZHANG).*

La figure 6.23 présente le nombre de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de la rapidité η avec et sans "matching". Elle montre évidemment que la plupart des

traces sont situées dans l'acceptance du spectromètre ($-2.5 \leq \eta \leq -4$). De même que pour la figure 6.21, la différence observée entre les données avec et sans "matching" s'explique principalement par l'absorption des muons de basse impulsion, des hadrons et des particules non identifiées par le mur de fer. Les traces mesurées hors de l'acceptance sont des particules pour lesquelles le calcul de η est erroné. Remarquons que le "matching" permet de supprimer la plupart de ces traces.

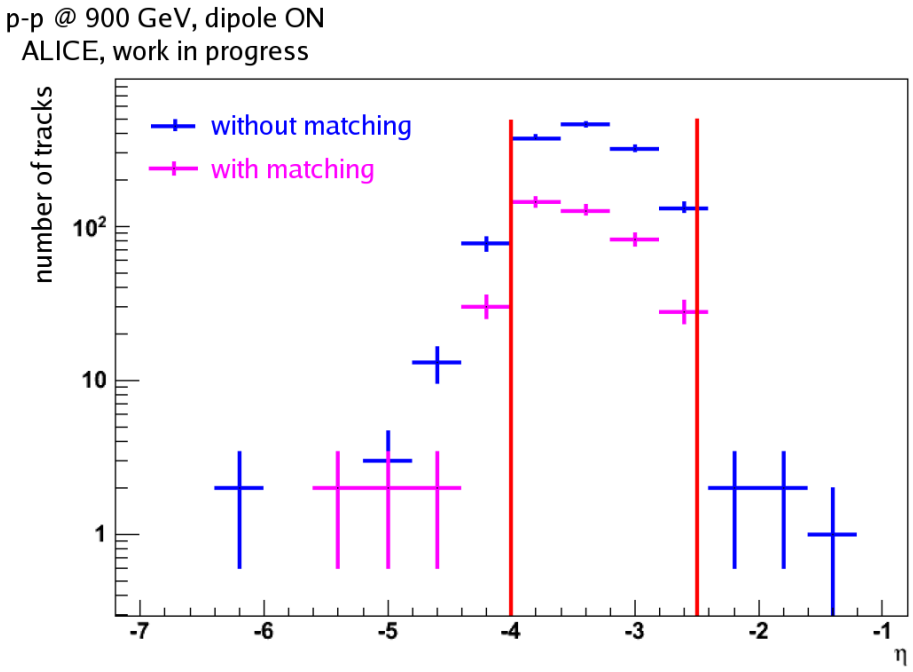


FIG. 6.23 – *Nombre de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de la rapidité η sans et avec "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" (respectivement en bleu et en rose) pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire (résultat obtenu par X. ZHANG).*

6.2.3 Analyse des événements "beam-gas"

Les classes CMUS1A et CMUS1C ont pour but d'enregistrer les événements "beam-gas" mesurés par le MUON_TRG pour chacun des deux faisceaux indépendamment. Rappelons cependant que ces deux classes intègrent une coïncidence avec le V0 ou le SPD. Les événements enregistrés sont donc des événements pour lesquels un signal est obtenu à la fois dans le MUON_TRG et le V0 et le SPD.

Compte tenu des conditions de trigger, pour des raisons de "timing", un seul des deux faisceaux est susceptible d'induire une interaction mesurable par le MUON_TRG. En conséquence, seule la classe CMUS1A sera étudiée ici, CMUS1C ne présentant aucun événement.

Pour la classe CMUS1A, un total de 107 événements a été enregistré. Le taux de déclenchements par événement "minimum bias" obtenu est égal à 0.00054 ± 0.00005. Le nombre d'événements "beam-gas" par événement de collisions observé par le MUON_TRG est donné par le rapport entre les nombres d'événements des classes CMUS1A et CMUS1B. La valeur observée, supérieure à 0.1, nous donne un aperçu de la contamination des événements de colli-

sions par les événements "beam-gas" et souligne la nécessité d'en effectuer une étude détaillée. Notons cependant que le peu d'événements enregistrés rend cette étude très préliminaire et les résultats présentés ici devront être confirmés par l'étude des collisions à $\sqrt{(s)} = 7\ TeV$.

6.2.3.1 Distribution des déviations

La première quantité utilisée pour cette étude est la distribution des déviations. Le but est de comparer les distributions pour les événements "beam-gas" et pour les événements de collisions afin de caractériser ces événements "beam-gaz" et d'identifier un quelconque effet sur les performances du MUON_TRG. De même que pour les événements de collisions, les résultats avec et sans champ magnétique dipolaire sont présentés.

La figure 6.24 (à gauche) représente la distribution des déviations pour le lot d'événements sans champ magnétique dipolaire. Elle semble montrer une forme similaire à celle observée pour les collisions de protons (cf. figure 6.15). L'étalement du pic observé figure 6.15 ne peut pas être expliqué par ces seuls événements "beam-gas".

La figure 6.24 (à droite) représente, quant à elle, la distribution des déviations pour le lot d'événements avec champ magnétique dipolaire (polarité positive du dipôle). Comparativement à la distribution observée pour des événements de collisions (cf. figure 6.16, à gauche) les deux maxima à ±10 semblent relativement atténués.

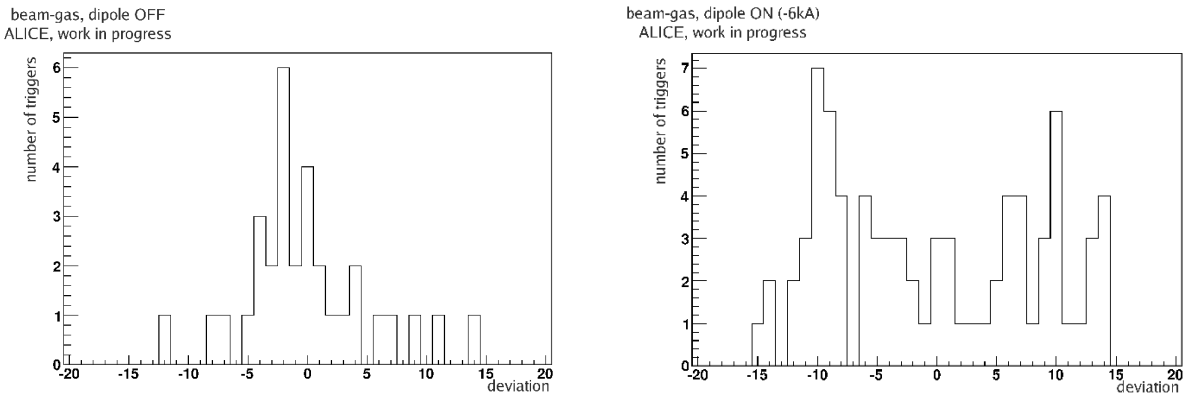


FIG. 6.24 – *"beam-gas" (classe CMUS1A) : distribution des déviations pour les lots d'événements enregistrés sans et avec champ magnétique dipolaire (respectivement à gauche et à droite). Le lot d'événements avec champ magnétique a été enregistré pour une polarité négative du dipôle.*

6.2.3.2 Taux de déclenchements en fonction de la carte Trigger Local

La figure 6.25 (à gauche) présente le pourcentage de déclenchements par événement minimum bias en fonction de la carte Trigger Local. Elle semble montrer une répartition relativement similaire à celle observée lors des collisions de protons (cf. figure 6.19, à gauche). La figure 6.25 (à droite) présente, quant à elle, la même distribution pour les traces présentant un "matching" avec les chambres de "tracking". Elle montre qu'environ 70% des événements "beam-gas" sont des "ghosts".

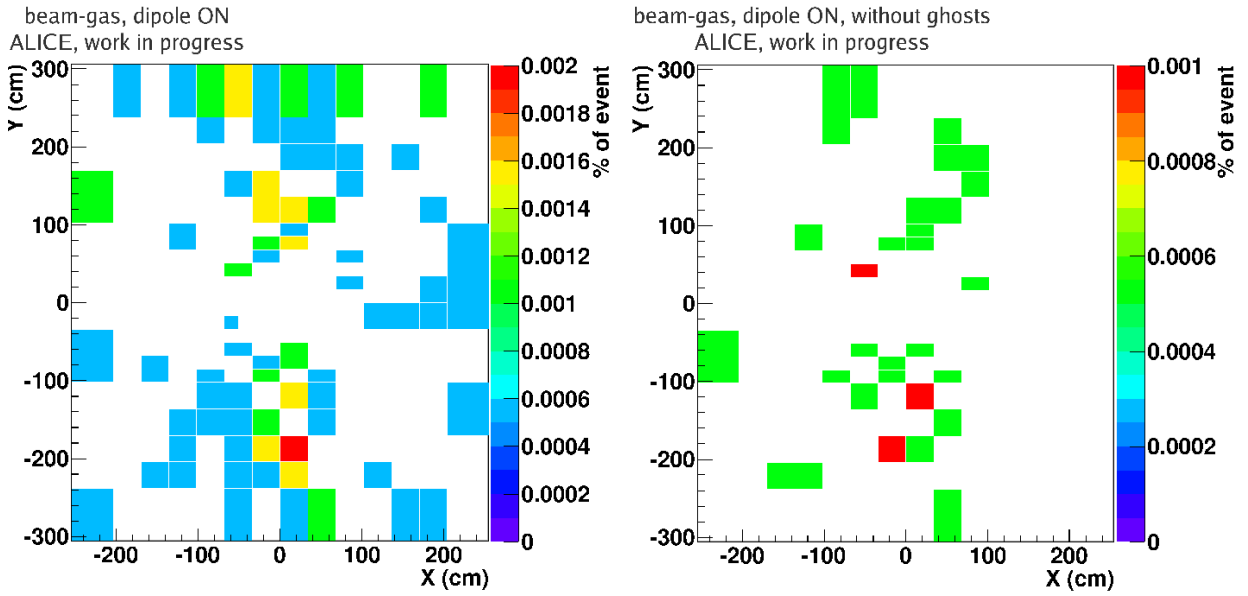


FIG. 6.25 – *"beam-gas" (classe CMUS1A) : pourcentage de déclenchements par événement minimum bias en fonction de la carte Trigger Local sans et avec "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" (respectivement à gauche et à droite). Le lot d'événements étudié ici a été enregistré avec champ magnétique dipolaire (sans distinction de polarité).*

6.3 Conclusion

L'évaluation des performances du MUON_TRG dans le contexte des premiers faisceaux s'est déroulée en deux étapes : par la mesure des événements observés lors de l'injection des faisceaux suivi de leur "dump" dans un absorbeur et par l'étude des premières collisions de protons à $\sqrt(s) = 900\ GeV$.

Les événements d'injection ont démontré la capacité du MUON_TRG à fonctionner dans un environnement de forte multiplicité. Ils ont été les premiers événements synchronisés avec l'horloge du LHC observés dans ALICE et ont été utilisés pour l'alignement en temps, au niveau du CTP, des signaux de déclenchement provenant des détecteurs composant le niveau L0 (dont le MUON_TRG). Pour la même raison, ils ont également permis une première optimisation de la valeur de la "phase d'horloge", dont dépend l'efficacité de déclenchement du MUON_TRG.

L'étude des premières collisions de protons et leur comparaison à de récentes simulations ont montré que le MUON_TRG fonctionnait parfaitement dans les conditions des collisions p-p. Elle a également mis en évidence que le "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" permettait de rejeter une part importante d'événements composant le bruit de fond ($\sim 98\%$ des hadrons notamment).

Lors des prises de données en collisions p-p à $\sqrt(s) = 900\ GeV$, la fréquence des événements de la classe CINT1B ("minimum bias") était très faible ($\sim 10\ Hz$) et le temps mort de la partition associé à cette classe quasi-nul. Ainsi les événements de la classe CMUS1B, qui est un sous-ensemble de CINT1B en l'absence de temps mort, étaient majoritairement inclus dans la classe CINT1B. En d'autres termes, le rôle du MUON_TRG

en tant que trigger de niveau L0 n'était pas fondamental dans le cadre de ces collisions. Le MUON_TRG ne remplira son rôle de trigger qu'à haute fréquence des collisions, comme c'est maintenant le cas en collisions p-p à $\sqrt(s) = 7\ TeV$.

Conclusions

Le travail effectué durant la thèse s'est axé sur l'étude des performances du MUON_TRG et se divise en trois parties.

Dans une première partie, des simulations ont été effectuées dans le but d'optimiser l'efficacité de capture des signaux de "Front-End" au niveau de l'électronique de Trigger Local. Cette étude, qui a porté sur la dépendance de l'efficacité avec la "phase d'horloge", a notamment mis en évidence que le rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 était une quantité très sensible à la valeur de la phase. Les simulations des dispersions temporelles ont également montré l'importance de l'effet de ces dispersions sur l'efficacité de détection du système.

Dans une seconde partie, l'étude des événements cosmiques a permis d'estimer les performances du MUON_TRG, tant en mode streamer qu'en mode avalanche, dans un environnement de faible multiplicité. Ils ont également permis la mise en fonctionnement du détecteur, incluant son intégration au sein des services généraux d'ALICE : DCS, DAQ/ECS et CTP. Ces événements ont été les premiers événements physiques mesurés avec le MUON_TRG. Leur étude a notamment montré que le taux d'erreurs algorithme était très faible (inférieur à 0.3%). Elle a également montré que l'algorithme de trigger, optimisé pour la détection des particules provenant du point d'interaction, est moins efficace pour la détection des muons cosmiques.

Enfin, dans une dernière partie, les performances du MUON_TRG ont été estimées dans le contexte des premiers faisceaux délivrés par le LHC. L'étude des événements d'injection a permis une première optimisation de la valeur de la "phase d'horloge". L'étude des premières collisions p-p à $\sqrt{s} = 900\ GeV$ a, quant à elle, démontré que le détecteur fonctionne parfaitement dans les conditions des collisions de protons. Les capacités du MUON_TRG en tant que trigger de niveau L0 ont pu être testées mais son rôle n'était pas fondamental dans ce contexte de très basse luminosité. L'étude de ces collisions a également mis en évidence que le "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" permettait de rejeter une part importante des événements composant le bruit de fond (hadrons notamment).

Les résultats présentés dans ce document devront maintenant être complétés par l'étude des collisions p-p à $\sqrt{s} = 7\ TeV$ dans un premier temps. La statistique plus importante permettra des études plus approfondies :

– de l'optimisation de l'efficacité de capture des signaux de "Front-End" au niveau de l'électronique de Trigger Local, notamment en utilisant le rapport entre les coïncidences

4/4 et 3/4. Les premiers résultats confirment en général les simulations présentées dans ce document, avec un rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 proche de ~ 0.5 pour des efficacités des RPC supérieures à 95%.

– des événements "beam-gas". Notons que les premiers résultats des collisions p-p à $\sqrt(s) = 7\ TeV$ montrent une faible contribution des événements "beam-gas" (de l'ordre du pour cent des événements, avec 50 bunchs par faisceau circulant dans le LHC). En revanche, le taux de déclenchements correspondant aux croisements des bunchs hors du point d'interaction d'ALICE (interactions entre les "halos" des bunchs) prend de l'importance à mesure que le nombre de bunchs par faisceau augmente. Ainsi il serait certainement très intéressant pour le MUON_TRG d'étudier la distribution des événements "muons" en fonction du BC cycle. Des premiers tests ont été effectués mais sans succès pour l'instant.

Depuis le mois d'avril 2010, le MUON_TRG fonctionne de façon stable (hormis quelques pannes diverses et locales qui ont pu être réparées rapidement). Avec l'augmentation de la luminosité (actuellement limitée volontairement à 8 kHz dans ALICE), il joue dorénavant pleinement son rôle de déclencheur ($\sim 50\ Hz$ d'événements "single *All* p_t") et sélectionne les événements pour la physique des muons.

Table des figures

1.1 *Prédiction théorique de la dépendance de la constante de couplage de QCD (α_s) avec l'échelle d'énergie Q [5]. Les données provenant de diverses expériences sont également indiquées.* 6

1.2 *Densité d'énergie ϵ/T^4 en fonction de la température T obtenue par calcul de QCD sur réseau [10] pour un potentiel chimique baryonique $\mu_b = 0$. La courbe rouge (bleu) représente un plasma de 2 (3) saveurs de quarks légers. Les étoiles bleues correspondent à un plasma de 2 saveurs de quarks légers et 1 saveur de quarks lourds. La valeur de la densité d'énergie pour un gaz parfait est également représentée par la flèche ϵ_{SB}/T^4 (SB pour Stefan-Boltzmann).* 9

1.3 *Diagramme de phase de la QCD (μ_b, T) obtenu par calcul sur réseau pour 2 saveurs de quarks légers et 1 saveur de quarks lourds [10].* 10

1.4 *Représentation dans le plan (z,t) de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds dans le scénario de BJORKEN [13]. Les étapes sont délimitées par des hyperboles de temps propre $\tau = \sqrt{c^2t^2 - z^2}$.* 12

1.5 *Facteur d'écrantage nucléaire en fonction de x pour le Plomb ($A = 208$) dans le cadre du modèle EKS98 [16] et pour 6 différentes valeurs de Q^2 ($2.25 < Q^2 < 10\ 000\ GeV^2$). Les régions accessibles au SPS, RHIC et LHC sont également indiquées.* 14

1.6 *Rapport de branchement en dimuon $\mathcal{B}_{\mu\mu}$ du J/ψ et du Ψ' en fonction de la longueur moyenne de matière traversée L. Les résultats présentés proviennent de données enregistrées par l'expérience NA50 [17] lors de collisions proton-noyau sur cible fixe (avec des protons de 450 GeV) au SPS.* 15

1.7 *Evolution de la densité de gluons dans un proton en fonction de x pour 3 valeurs différentes de Q^2. Ces résultats proviennent de l'expérience ZEUS [20] installée auprès du collisionneur électron-proton HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage).* 16

1.8 *Facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les photons, les π^0, les η et les hadrons chargés ($h^{\pm}$) dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV/c$ mesurées par les expériences PHENIX et STAR [26]. Une prédiction théorique pour des calculs de QCD perturbative n'incluant que la perte d'énergie par rayonnement de gluons est également indiquée [28].* 19

1.9 *Facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les hadrons chargés et les pions neutres dans les collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV/c$ mesurées par l'expérience PHENIX [29].* 21

1.10 *Rapport $\mathcal{R}_{CP}$ (voir texte) en fonction de p_t pour les protons, les pions et les hadrons chargés dans le cas de collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/c mesurées par l'expérience STAR [30].* 21
1.11 *Corrélations azimutales des hadrons de haut p_t lors de collisions p-p, d-Au centrales et Au-Au centrales mesurées par l'expérience STAR [31].* 23
1.12 *Spectre en masse invariante des diélectrons mesuré par l'expérience NA45 pour des collisions Pb-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV [33]. Les contributions des décroissances de chacun des mésons légers ainsi que la somme des contributions sont également indiqués. Ces prédictions ont été obtenues dans le cadre du modèle statistique grand canonique [34].* 24
1.13 *Diagrammes de Feynman de production des quarks lourds à l'ordre α_s^2 par les processus d'annihilation quark-antiquark (a) et de fusions de gluons (b), (c) et (d).* 27
1.14 *Fonctions de distributions partoniques pour différents partons à l'ordre α_s^2. Ces distributions ont été estimées dans l'approche CTEQ6M pour $Q^2 = 10$ GeV^2 [41].* 28
1.15 *Rapport entre les nombres de J/Ψ mesurés et attendus en fonction du nombre de nucléons participants pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA50, triangles bleus) et In-In à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA60, cercles rouges) au SPS [50]. Les données sont corrigées de l'absorption nucléaire normale et du shadowing.* 31
1.16 *Facteur de modification nucléaire du J/Ψ, corrigé des effets nucléaires froids, en fonction de la densité d'énergie pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV au RHIC. Les données à rapidité nulle et vers l'avant ($y = 1.7$) sont présentées. Les extrapolations des résultats du SPSen collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA50) et In-In à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (NA60) sont également indiquées.* 32
1.17 *A gauche : distribution en masse invariante des événements dimuons de signes contraires. A droite : distribution en impulsion transverse des événements "single muons". Les données ont été enregistrées avec le spectromètre à muons d'ALICE lors de collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV au LHC [52].* 33

2.1 *Complexe des accélérateurs du CERN, des LINAC au LHC. Les quatre points d'interaction correspondant aux quatre principaux détecteurs sont également indiqués.* 37
2.2 *Le détecteur ALICE.* 40
2.3 *Schéma de l'ITS* 41
2.4 *Schéma de la TPC d'ALICE.* 43
2.5 *Vue en coupe schématique d'un module du TRD illustrant le principe de discrimination e/π.* 44
2.6 *Schéma en 3-D montrant l'emplacement du TRD et du TOF.* 45
2.7 *Schéma en 3-D montrant l'emplacement du HMPID.* 46
2.8 *Principe de fonctionnement d'un module RICH du HMPID.* 47
2.9 *Schéma d'un module (à droite) et du détecteur PHOS (à gauche).* 47
2.10 *Schéma du détecteur EMCAL. Le projet d'extension DCal (noté JCal sur le schéma) est également indiqué.* 48

2.11 *Le spectromètre à muons.* 49
2.12 *Schéma de l'absorbeur frontal.* 50
2.13 *Schéma du "beam-shield".* 51
2.14 *Profil du champ magnétique dipolaire (B_x) dans la direction du faisceau (z) pour différentes positions dans le plan (X,Y).* 52
2.15 *Schéma de principe d'une CPC ("Cathode Pad Chambers").* 53
2.16 *Schéma du détecteur PMD.* 54
2.17 *Schéma du détecteur FMD.* 55
2.18 *Schéma montrant l'emplacement du détecteur T0 au sein d'ALICE.* 56
2.19 *Schéma illustrant la segmentation du détecteur V0C.* 57
2.20 *Schéma de la ligne de faisceaux du coté opposé au spectromètre à muons illustrant les localisations du ZN, ZP et ZEM. Les positions des dipôles (Dx) et quadrupôles (Qx) sont également indiquées.* 58
2.21 *Architecture logicielle du DCS.* 64

3.1 *Schéma de principe du MUON_TRG.* 66
3.2 *Vue en coupe d'une RPC du MUON_TRG.* 68
3.3 *Efficacité en fonction de la haute tension en mode avalanche et streamer, pour des flux de particules de respectivement* 100 *et* 180 Hz/cm^2. *Les mélanges gazeux sont différents pour les deux modes.* 69
3.4 *Efficacité en fonction du flux en mode avalanche (à gauche) et streamer (à droite) pour différentes tensions de fonctionnement. Les résultats en mode streamer sont également présentés pour* 3 *valeurs de résistivité ρ des électrodes.* 70
3.5 *Distribution de la taille des "clusters" pour des strips de* 2 *cm de largeur en mode avalanche (à gauche) et streamer (à droite), à une tension de fonctionnement nominale de respectivement* 10 kV *et* 9 kV. 72
3.6 *Distribution de la largeur de la dispersion de HV_{50} (voir texte) pour* 103 *RPC fonctionnant en mode streamer [77].* 74
3.7 *Distributions du bruit moyen (à gauche) et de courant d'obscurité (à droite) pour* 106 *RPC opérant en mode streamer à une tension de fonctionnement de* 8200 V *[77].* 75
3.8 *Schéma illustrant la disposition des RPC du MUON_TRG en* 2 *stations (MT1 et MT2) et* 8 *demi-plans.* 76
3.9 *Segmentation en "strips X" et "strips Y" d'un quart de plan de la station MT1. Le reste du plan se déduit par symétrie.* 77
3.10 *Spectre en temps en mode streamer obtenu avec le système ADULT et pour une tension de fonctionnement de* 9.2 kV. *Le jeu de seuils a été fixé à* $(10, 80)$ mV. 78
3.11 *Temps de réponse mesuré sur banc de test pour l'ensemble des* 20992 *voies des cartes de "Front-End" [8].* 79
3.12 *Estimation du temps écoulé entre une collision et la réception des signaux par le CTP pour le MUON_TRG.* 81
3.13 *"Mapping" des cartes Trigger Local dans le plan (X,Y) où chaque rectangle numéroté représente une carte Trigger Local. La numérotation extérieure représente un ensemble projectif de* 4 *RPC.* 83
3.14 *Schéma de principe décrivant le contrôle de l'algorithme de trigger par l'outil de contrôle de la qualité des données d'ALICE : le QA (Quality Assurance).* 91

3.15 *Histogramme du QA résumant les erreurs de l'algorithme de trigger (exemple sans événement).* 93

4.1 *schéma de principe illustrant l'échantillonnage des signaux provenant de l'électronique de "Front-End" au niveau des cartes Trigger Local.* 96
4.2 *Génération test (1000 muons) : nombre de déclenchements en coïncidence 3/4 All p_t (a) et coïncidence 4/4 All p_t (b) en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence n'incluant que les fluctuations dues au temps de vol.* 99
4.3 *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence n'incluant que les fluctuations dues au temps de vol.* 99
4.4 *Schéma de principe décrivant la propagation du signal le long d'un "strip".* . 101
4.5 *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence couplé à des fluctuations provenant du temps de propagation dans les strips.* 101
4.6 *A gauche : spectre en temps en mode streamer pour une tension de fonctionnement de* 9200 V *et un jeu de seuils de l'électronique de "Front-End" fixé à* $(10, 80)$ mV*. Dans l'encadré figure la même distribution avec un axe vertical représenté en échelle logarithmique. Ce résultat est obtenu pour un flux incident de* 100 Hz/cm^2*. A droite : paramétrisation reproduisant le spectre en temps obtenu expérimentalement.* 102
4.7 *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence et des fluctuations dues à la résolution temporelle des RPC couplées à l'électronique de "Front-End".* 102
4.8 *Temps de propagation du signal en fonction du numéro de brin (*16 *paires de brin par câble) pour l'ensemble des câbles de longueur égale à* 14 *mètres.* . . 103
4.9 *Efficacité de capture des signaux de l'ensemble des voies de lecture au niveau de l'électronique de Trigger Local en fonction de la phase entre le signal FET et l'horloge LHC_{clock}.* 104
4.10 *Extrapolation aux phases négatives de la distribution présentée figure 4.9.* . . 105
4.11 *Génération test : rapport entre les coïncidences 4/4 All p_t et 3/4 All p_t en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence couplé à des fluctuations provenant du temps de réponse de l'électronique de "Front-End" et de la propagation dans les câbles. Notons que ce résultat inclus également la dispersion propre des signaux du générateur FET au niveau de l'électronique de "Front-End".* 106
4.12 *Simulation de collisions proton-proton minimum bias à $\sqrt(s) = 14\ TeV$: rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 All p_t (a) et Low p_t (b) en fonction de la variable SIM_LHC_{clock} pour un résultat de référence n'incluant que les fluctuations dues au temps de vol.* 107
4.13 *Distance de moindre approche (DCA) en fonction de l'impulsion transverse de la particule pour* $\sim$ 64000 *muons dans l'acceptance du spectromètre à muons. Les événements proviennent de la simulation PDC08 (Physics Data Challenge 2008) [90].* 107

4.14 *Simulation de collisions proton-proton minimum bias à* $\sqrt{(s)} = 14\ TeV$ *: rapport entre les coïncidences 4/4 All* p_t *et 3/4 All* p_t *en fonction de la variable* SIM_LHC_{clock} *pour un résultat de référence couplé à l'ajout de toutes les sources de dispersion.* 108
4.15 *Simulation de collisions proton-proton minimum bias à* $\sqrt{(s)} = 14\ TeV$ *: nombre de déclenchements en coïncidence 3/4 All* p_t *en fonction de la variable* SIM_LHC_{clock} *pour le résultat de référence (a) et après introduction de toutes les sources de dispersions (b).* 108

5.1 *Histogramme du QA résumant les erreurs de l'algorithme de trigger pour un run en déclenchement sur des événements cosmiques (*$\sim$ 2400 *trigger, cf. §3.7.3.2 pour les détails du contenu des "bins").* 112
5.2 *Représentation en trois dimensions des "DIGIT" sur les deux stations de Trigger pour un muon simple (à gauche) et une gerbe cosmique (à droite).* . 113
5.3 *Distribution des déviations pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. Seuls les runs à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire ont été sélectionnés.* 114
5.4 *Distribution du nombre de "strips" touchés par événement sur la totalité du détecteur pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. L'axe des abscisses est ici limité à la valeur maximale de* 280*. Le lot d'événements contient des prises de données à différentes hautes tensions de fonctionnement.* 115
5.5 *Distribution du nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local. Le lot d'événements contient des prises de données à différentes hautes tensions de fonctionnement.* 116
5.6 *Distribution des déviations pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local et un nombre de "strips" touchés dans la carte Trigger Local déclenchante strictement inférieur à* 9*. Seuls les runs à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire ont été sélectionnés.* 117
5.7 *Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) des quatre plans de détection suivant différentes valeurs de la coupure sur le nombre de "strips" touchés de la carte Trigger Local déclenchante.* 118
5.8 *Efficacité (échelle de gauche) et taux de comptages (en* Hz*, échelle de droite) en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour chacune des quatre RPC (une RPC par plan de détection) situées en bas à gauche (numéro 13, cf. §3.5.1). Ce résultat a été obtenu au moyen de l'algorithme de D. STOCCO pour la détermination de l'efficacité des RPC.* 119
5.9 *Taux de déclenchements en coïncidence 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour tous les événements enregistrés et après sélection des muons simples et des gerbes cosmiques.* 120
5.10 *Rapport entre les coïncidence 4/4 et 3/4 en fonction de la haute tension (relative à la valeur nominale de fonctionnement) appliquée au plan MT12 pour tous les événements enregistrés et après sélection des muons simples et des gerbes cosmiques.* 121

5.11 *Nombre de muons simples en fonction de l'angle θ_y entre le vecteur impulsion de la particule et l'axe du faisceau pour un lot d'événements à tension nominale et sans champ magnétique dipolaire.* 122
5.12 *Schéma de principe présentant le lien entre la provenance des muons cosmiques (coté du vertex d'interaction ou coté opposé) et le signe de θ_y (angle formé entre le vecteur impulsion de la particule et l'axe du faisceau).* 123
5.13 *Taux de déclenchements (Hz) en coïncidence 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour les runs cosmiques à tension nominale (mars-avril 2009).* 124
5.14 *Rapport entre les coïncidences 4/4 et 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour les runs cosmiques de mai-juin 2008 (à gauche, tension nominale-$150V$) et mars-avril 2009 (à droite, tension nominale).* 125
5.15 *Taux de déclenchements en coïncidence 3/4 en fonction de la carte Trigger Local pour les runs enregistrés en mode avalanche, à une tension inférieure de 150 V à la tension nominale.* 126
5.16 *Distribution du nombre de "strips" touchés par événement sur la totalité du détecteur pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local en mode avalanche (a) et streamer (b). L'axe des abscisses est ici limité à la valeur maximale de 250. Les "offsets" présents pour les deux distributions sont dûs aux voies bruyantes au moment de l'acquisition des données. Le second pic observé en mode streamer est, quant à lui, du à l'apparition de voies bruyantes pendant l'acquisition des données.* 127
5.17 *Distribution des déviations pour les événements ne présentant qu'un seul trigger Local en mode avalanche (a) et streamer (b).* 128

6.1 *Représentation en trois dimensions des "DIGIT" sur les deux stations de Trigger pour un événement d'injection ("dump" TED).* 130
6.2 *Multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du temps.* 131
6.3 *Distribution du nombre de déclenchements au niveau Global pour les événements de bruit de fond cosmique.* 132
6.4 *Distribution du nombre de déclenchements au niveau Global pour les événements contenant une injection.* 132
6.5 *Signaux de déclenchement observé au niveau du CTP en fonction du numéro de coup d'horloge pour cinq des sous-détecteurs composant le niveau L0 : le MUON_TRG, le SPD, le T0, le V0 et le ZDC. Ce résultat a été obtenu pour un échantillon de 100 événements d'injection.* 133
6.6 *Déclenchement "single Low p_t" : multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement. Les pics de déclenchements correspondent aux événements d'injection.* 134
6.7 *Déclenchement "single Low p_t" : taux de déclenchements par seconde pour les événements de bruit de fond (à gauche) et taux de déclenchements par événement d'injection (à droite) en fonction de la carte Trigger Local.* 134
6.8 *Déclenchement ZDC : multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement.* 136
6.9 *Déclenchement V0 : multiplicité de déclenchements au niveau Local en fonction du numéro d'événement.* 136

6.10 *Déclenchement SPD : nombre d'erreurs de "recopie Y" en fonction du numéro d'événement pour quatre différentes valeurs de la "phase d'horloge" (voir texte).* 137
6.11 *Déclenchement SPD : nombre d'erreurs de l'algorithme de trigger observé au niveau Local en fonction du numéro d'événement.* 138
6.12 *Vue en trois dimensions et en coupe (transversale et longitudinale) d'une collision p-p à* $\sqrt{(s)} = 900$ *GeV observée dans le détecteur ALICE.* 138
6.13 *Histogramme de résumé du contrôle des erreurs de l'algorithme de trigger par le QA (cf. §3.7.3.2 pour le détails de chaque "bin") pour toute la statistique enregistrée en collisions p-p à* $\sqrt{(s)} = 900$ *GeV.* 140
6.14 *Nombre de triggers pour les différents signaux de sortie de la carte Trigger Global pour un lot d'événements enregistré sans champ magnétique dipolaire. Ce résultat est tiré du QA et intègre donc toutes les classes de trigger.* 141
6.15 *Distribution des déviations pour un lot d'événements enregistré sans champ magnétique dipolaire. Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.* 142
6.16 *Distribution des déviations pour deux lots d'événements enregistrés avec champ magnétique dipolaire, pour la polarité négative à gauche (*$\sim$ 170 000 *événements "minimum bias") et la polarité positive à droite (*$\sim$ 100 000 *événements "minimum bias"). Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.* 143
6.17 *Pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour deux lots d'événements enregistrés avec champ magnétique dipolaire, pour la polarité négative à gauche (*$\sim$ 170 000 *événements "minimum bias") et la polarité positive à droite (*$\sim$ 100 000 *événements "minimum bias"). Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.* 143
6.18 *Nombre de triggers pour les différents signaux de sortie de la carte Trigger Global pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire (sans distinction de polarité). Ce résultat est tiré du QA et intègre donc toutes les classes de trigger.* 144
6.19 *Pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local pour le lot d'événements de collisions p-p à* $\sqrt{(s)} =$ 900 *GeV enregistré avec champ magnétique dipolaire (à gauche,* $\sim$ 200 000 *événements "minimum bias") et des simulations de collisions p-p à* $\sqrt{(s)} =$ 900 *GeV (à droite,* $\sim$ 340 000 *événements "minimum bias"). Pour les données, seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.* . 145
6.20 *A gauche : pourcentage de "ghosts" par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local. A droite : pourcentage de déclenchements par événement "minimum bias" en fonction de la carte Trigger Local après suppression des "ghosts". Ces résultats ont été obtenus pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire. Seuls les événements appartenant à la classe CMUS1B ont été sélectionnés.* 146
6.21 *Rapport entre le nombre de traces "matchées" et le nombre total de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de l'impulsion transverse* p_t *pour les données et deux simulations (PYTHIA et PhoJet) de collisions p-p à* $\sqrt{(s)} = 900$ *GeV (résultat obtenu par X. ZHANG).* 147

6.22 *Nombre de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de leur impulsion transverse p_t sans et avec "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" (respectivement à gauche et à droite) pour des simulations de collisions p-p à $\sqrt{(s)} = 900\ GeV$ utilisant le générateur PYTHIA (résultats obtenus par X. ZHANG).* 147
6.23 *Nombre de traces mesurées par les chambres de "tracking" en fonction de la rapidité η sans et avec "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" (respectivement en bleu et en rose) pour le lot d'événements enregistré avec champ magnétique dipolaire (résultat obtenu par X. ZHANG).* 148
6.24 *"beam-gas" (classe CMUS1A) : distribution des déviations pour les lots d'événements enregistrés sans et avec champ magnétique dipolaire (respectivement à gauche et à droite). Le lot d'événements avec champ magnétique a été enregistré pour une polarité négative du dipôle.* 149
6.25 *"beam-gas" (classe CMUS1A) : pourcentage de déclenchements par événement minimum bias en fonction de la carte Trigger Local sans et avec "matching" entre le MUON_TRG et les chambres de "tracking" (respectivement à gauche et à droite). Le lot d'événements étudié ici a été enregistré avec champ magnétique dipolaire (sans distinction de polarité).* 150

Liste des tableaux

1.1 *Energie dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$), densité d'énergie ϵ à $\tau = 1\ fm/c$, temps de formation du plasma (τ_0), durée de vie du plasma (τ_{QGP}), temps de "freeze-out" (τ_f) et volume de "freeze-out" (V_f) pour des collisions centrales au SPS [37], RHIC [38] et LHC [39].* 25

2.1 *Principales caractéristiques, en fonctionnement nominal, des collisions de protons et de plomb [55]. Les valeurs de luminosité sont celles au point d'interaction d'ALICE (IP2). Notons que la luminosité maximum en collisions p-p est de $10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$ aux niveaux des expériences ATLAS ET CMS.* 36

2.2 *Résolutions spatiales simple et double traces pour les trois types de détecteur de l'ITS. La taille des cellules et le nombre de voies de lecture sont également précisés.* 42

2.3 *Liste des signaux de déclenchement participant au niveau L0 en* 2008 *[64]. Le symbole * indique si l'entrée est implémentée au niveau du CTP.* 60

2.4 *Liste des signaux de déclenchement participant au niveau L1 en* 2008 *[64]. Le symbole * indique si l'entrée est implémentée au niveau du CTP.* 61

3.1 *Résumé des performances en mode avalanche et streamer obtenues lors des tests des RPC sous faisceaux au SPS avec des électrodes de résistivité $\rho \simeq 3.5 \cdot 10^9\ \Omega \cdot cm$. Les mélanges gazeux sont différents* 73

3.2 *Nombre de "strips X" et "strips Y" de différentes largeurs pour un demi-plan de la station MT1 (1/8 du total).* 76

3.3 *Résultats de l'algorithme de "declustering" jusqu'à un nombre de "strips" adjacents touchés $N = 4$.* 82

3.4 *Exemples de résultats pour deux plans d'une même station après définition des mini-routes et application de la réduction DS.* 84

3.5 *Sorties de l'algorithme de trigger L0-X.* 84

3.6 *Exemple illustrant le doublement des patterns d'entrée de* 8 *à* 16 *bits pour la logique L0-Y. Les patterns correspondant à* 16 *"strips Y" ne sont pas modifiés.* 85

3.7 *Sorties de l'algorithme de trigger L0-Y.* 86

3.8 *Sorties de la carte Trigger Regional ($Trig_f$, LS, US) pour toutes les combinaisons possibles de* 2 *signaux de trigger Local ($Trig_1$ et $Trig_2$). LS et US représentent respectivement les signaux like-sign et unlike-sign (voir texte). Les motifs +, − et ± désignent respectivement une trace déviée vers le haut, vers le bas et de déviation nulle.* 87

4.1 *Impédance caractéristique Z_c et coefficient de réflexion en tension ρ_U en fonction de la largeur des "strips".* 100
4.2 *Perte d'efficacité au plateau (par rapport au résultat de référence) après introduction de toutes les sources de dispersions en coïncidences 3/4 et 4/4 pour deux coupures en p_t (All p_t et Low p_t).* 109

5.1 *Taux de déclenchements total et après sélection des événements, muons simples et gerbes, pour trois runs enregistrés successivement, en mode streamer et avec une même tension de fonctionnement (*$300\ V$ *en dessous de la tension nominale pour les quatre plans) pour des états du dipôle ON ou OFF.* 125

Bibliographie

[1] C.M.G. LATTES et al., *Processes Involving Charged Mesons*, Nature 159 ,(1947) 694 ;

[2] G.D. ROCHESTER and C.C. BUTLER, *Evidence For The Existence Of New Unstable Elementary Particles*, Nature 160 ,(1947) 855 ;

[3] M. GELL-MANN, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. 8 (1964) 214 ;

[4] O.W. GREENBERG, *Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. 13 ,(1964) 598 ;

[5] C. AMSLER et al., Physics Letters B 667 (2008) 116 ;

[6] A. CHODOS et al., *A New Extended Model of Hadrons*, Phys. Rev. D 9 (1974) 3471 ;

[7] C. AMSLER et al., Physics Letters B 667 (2008) 1061 ;

[8] P. ROSNET, Habilitation à Diriger des Recherche, Université Blaise Pascal, PCCF T 0801 (2008) ;

[9] R. GUPTA, *Introduction to Lattice QCD*, arXiv :hep-lat/9807028 (1998) ;

[10] F. KARSCH and E. LAERMANN, *Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD*, arXiv :hep-lat/0305025 (2003) ;

[11] Z. FODOR and S.D. KATZ, *Critical point of QCD at finite T and mu, lattice results for physical quark masses*, arXiv :hep-lat/0402006 (2004) ;

[12] B. JACAK and P. STEINBERG, *Creating the perfect liquid in heavy-ion collisions*, Physics Today Vol. 63 issue 5 (2010) 39 ;

[13] J.D. BJORKEN, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region*, Phys. Rev. D 27 (1983) 140 ;

[14] R.J. GLAUBER and G. MATTHIAE, *High-energy scattering of protons by nuclei*, Nucl. Phys. B 21 (1970) 135 ;

[15] D. ANTREASYAN et al., *Production of Hadrons at Large Transverse Momentum in 200-GeV, 300-GeV and 400-GeV p p and p n Collisions*, Phys. Rev. D 19 (1979) 764 ;

[16] K.J. ESKOLA, V.J. KOLHINEN and C.A. SALGADO, *The Scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications*, Eur. Phys. J. C 9 (1999) 61 ;

[17] The NA50 Collaboration and B. ALESSANDRO et al., *Charmonium production and nuclear absorption in p A interactions at 450-GeV*, Eur.Phys.J.C 33 (2004) 31 ;

[18] E. IANCU and R. VENUGOPALAN, *The Color Glass Condensate and High Energy Scattering in QCD*, arXiv :hep-ph/0303204 (2003) ;

[19] L. McLERRAN, *The Quark Gluon Plasma and The Color Glass Condensate : 4 Lectures*, arXiv :hep-ph/0311028 (2003) ;

[20] The ZEUS Collaboration and J. BREITWEG et al., *ZEUS Results on the Measurement and Phenomenology of F_2 at Low x and Low Q^2*, Eur. Phys. J. C 7 (1999) 609 ;

[21] The BRAHMS Collaboration and I. ARSENE et al., *Evolution of the Nuclear Modification Factors with Rapidity and Centrality in d+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV* Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 242303 ;

[22] J.D. BJORKEN, *Energy Loss of Energetic Partons in Quark-Gluon Plasma : Possible Extinction of High p_T Jets in Hadron-Hadron Collisions*, Fermilab-Pub-82/59-THY (1982) ;

[23] R. BAIER et al., *Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark - gluon plasma*, Nucl. Phys. B 483 (1997) 291 ;

[24] H. STOECKER, *Collective flow signals the quark gluon plasma*, Nucl. Phys. A 750 (2005) 121 ;

[25] R. STOCK, *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*, arXiv :nucl-ex/0807.1610 (2008) ;

[26] D. D'ENTERRIA, *Quarkgluon matter*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S53 ;

[27] D. D'ENTERRIA, *Hard spectra and QCD matter : experimental review*, J. Phys. G30 (2004) 767 ;

[28] The PHENIX Collaboration and S.S. ADLER et al., *Centrality Dependence of Direct Photon Production in $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV Au+Au Collisions*, Phys. Rev. Lett. 94 (2004) 232301 ;

[29] The PHENIX Collaboration and 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 (2003) 072303 ;

[30] The STAR Collaboration and O. BARANNIKOVA et al., *Results of identified pions, protons and antiprotons up to transverse momentum of 12 GeV/c from STAR*, Nucl. Phys. A 774 (2006) 465 ;

[31] The STAR Collaboration and C. ADLER et al., *Disappearance of Back-To-Back High-pT Hadron Correlations in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 082302 ;

[32] G.D. Moore, *Electromagnetic Emission and Energy Loss in the QGP*, J. Phys. G 30 (2004) 775 ;

[33] The NA45 Collaboration and D. MISKOWIEC et al., *Collection of CERES Results*, Nucl.Phys. A 774 (2006) 43 ;

[34] A. ANDRONIC, P. RAUN-MUNZINGER and J. STACHEL, *Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out*, arXiv :nucl-th/0511071 ;

[35] The NA60 Collaboration and S. DAMJANOVIC et al., *NA60 results on the rho spectral function in In-In collisions*, Nucl. Phys. A 783 (2007) 327 ;

[36] T. MATSUI and H. SATZ, *J/Ψ suppression by the quark-gluon plasma formation*, Phys. Lett. B 178 (1986) 416 ;

[37] K.J. ESKOLA, *High Energy Nuclear Collisions*, arXiv :hep-ph/9911350 ;

[38] K. ADCOX et al., *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, Nucl. Phys. A 757 (2005) 184 ;

[39] J. SCHUKRAFT, *Heavy ions at the LHC : Physics perspectives and experimental program*, Nucl. Phys. A 698 (2002) 287 ;

[40] A. ANDRONIC et al., *Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC*, Phys. Lett. B 571 (2003) 36 ;

[41] http ://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html ;

[42] H. FRITZSCH, Phys. Lett. B67 (1977) 217 ;

[43] C.H. CHANG, *Hadronic production of J/psi associated with a gluon*, Nucl. Phys. B 172 (1980) 425 ;

[44] G.T. BODWIN, E. BRAATEN and G.P. LEPAGE, *Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. D 51 (1995) 1125 ;

[45] The CDF Collaboration and T. AFFOLDER et al., *Measurement of J/Ψ and $\Psi(2S)$ Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$*, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2886 ;

[46] The CDF Collaboration and D. ACOSTA et al., *Υ Production and Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$*, Phys. Rev. Lett. 88 (2000) 161802 ;

[47] J.P. LANSBERG, *Real next-to-next-to-leading-order QCD corrections to J/psi and Upsilon hadroproduction in association with a photon*, Phys. Lett. B 679 (2009) 340 ;

[48] R. GUERNANE et al., *Measuring the b-Meson production cross section in 5.5 TeV Pb-Pb collisions using semileptonic decay muons*, ALICE-INT-2005-018 ;

[49] J.F. GUNION and R. VOGT, *Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Upsilon suppression at the LHC* , Nucl.Phys. B 492 (1997) 301 ;

[50] The NA60 Collaboration and R. ARNALDI et al., *J/Ψ production in p-A and A-A collisions at fixed target experiments*, Nucl. Phys. A 830 (2009) 345C ;

[51] H. SATZ, *Colour deconfinement and quarkonium binding*, J. Phys G 32 (2006) 25 ;

[52] N. BASTID et al., *Quarkonium and heavy flavour physics with the ALICE Muon Spectrometer at the LHC*, proceeding BEACH 2010 (soumission en cours) ;

[53] C. AMSLER et al., Physics Letters B 667 (2008) 981 ;

[54] http ://www.thep.lu.se/∼torbjorn/Pythia.html ;

[55] L. EVANS and P. BRYANT (editors), *LHC Machine*, JINST 3 S0800 (2008) ;

[56] The ALICE Collaboration, *LHC Experimental Conditions*, ALICE-INT-2002-034 (2002) ;

[57] P. LEBRUN, *Interim Summary Report on the Analysis of the 19 September 2008 Incident at the LHC*, https ://edms.cern.ch ;

[58] The ATLAS Collaboration and G. AAD et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003 (2008) ;

[59] The LHCf Collaboration and O. ADRIANI et al., *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08006 (2008) ;

[60] A. A. WATSON, *Highlights from the Pierre Auger Observatory - the birth of the hybrid era*, arXiv :0801.2321 [astro-ph] ;

[61] The CMS Collaboration and S. CHATRCHYAN et al., *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08004 (2008) ;

[62] The TOTEM Collaboration and G. ANELLI et al., *The TOTEM Experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08007 (2008) ;

[63] The LHCb Collaboration and A. AUGUSTO ALVES JR et al., *The LHCb Detector at the LHC*, JINST 3 S08005 (2008) ;

[64] The ALICE Collaboration and K. AAMODT et al., *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002 (2008) ;

[65] The ALICE EMCal Collaboration and R. BELLWIED et al., *The ALICE EMCal Physics Performance Report*, arXiv :1008.0413v1 ;

[66] ALICE Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-99-022 and CERN-LHCC-2000-046 (1999) ;

[67] S. CHAPELAND and F. ROUKOUTAKIS, *The ALICE-LHC online data quality monitoring framework*, J. Phys. : Conf. Ser. 119 022017 (2008) ;

[68] http ://lcg.web.cern.ch/LCG/ ;

[69] C. BURKIMSHER, *JCOP experience with a commercial SCADA products, PVSS*, Proceedings of the ICALEPCS 2003, Gyeongju Korea (2003), http ://cdsweb.cern.ch/record/924942. ;

[70] R. SANTONICO and R. CARDARELLI, *Development of resistive plate counters*, Nucl. Instr. Meth. A187 (1981) 377 ;

[71] R. ARNALDI et al., *A low resistivity RPC for the ALICE dimuon arm*, Nucl. Instr. Meth. A451 (2000) 462 ;

[72] R. ARNALDI et al., *Influence of temperature and humidity on bakelite resistivity*, Nucl. Instr. Meth. A45456 (2000) 140 ;

[73] R. ARNALDI et al., *Spatial resolution of RPC in streamer mode*, Nucl. Instr. Meth. A490 (2002) 51 ;

[74] F. POGGIO et al., *Ageing test of the RPC for the Muon Trigger System for the ALICE experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 4 (2004) 2072 ;

[75] F. YERMIA et al., *R&D on RPC for the Muon Trigger System for the ALICE experiment in view of p-p data taking*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 2 (2004) 1265 ;

[76] R. GUERNANE, A. MORSCH and E. VERCELLIN, *Machine induced Background in the ALICE Muon Trigger System in p-p Data taking*, ALICE-INT-2003-041 (2003) ;

[77] R. ARNALDI et al., *Final Results of the tests on the resistive plate chambers for the ALICE muon arm*, Nucl. Instr. Meth. A602 (2009) 740-743 ;

[78] R. ARNALDI et al., *Overview on production and first results of the tests on the RPCs for the ALICE dimuon trigger*, Nuclear Physics B 158 (2006) 83 ;

[79] O. ROIG, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal, PCCF T 9910 (1999) ;

[80] R. ARNALDI et al., *Front-End Electronics for RPCs of the ALICE dimuon trigger*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 52 (2005) 1176 ;

[81] F. JOUVE, P. ROSNET and L.ROYER, *Front-End Electronics of the ALICE Dimuon Trigger*, ALICE-EN-2003-020 (2003) ;

[82] P. DUPIEUX et al., *A new front-end for better performances of RPC in streamer mode*, Nucl. Instr. Meth. A508 (2003) 185 ;

[83] G. BLANCHARD, P. CROCHET and P. DUPIEUX, *The local Trigger Electronics of the ALICE Dimuon Trigger*, ALICE-EN-2003-010 (2003) ;

[84] B. FORESTIER, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal, PCCF T 0305 (2003) ;

[85] http ://prosnet.web.cern.ch/prosnet/running/CP_tutorial.pdf ;

[86] ALICE Collaboration, ALICE Computing TDR 012, CERN-LHCC-2005-018 (2005) ;

[87] F. GUERIN, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal, PCCF T 0606 (2006) ;

[88] A. GENOUX-LUBAIN, P. ROSNET and L. ROYER, LPC Internal Note, Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, (2001) ;

[89] K.F. RILEY, M.P. HOBSON and S.J. BENCE, *Mathematical Methods for Physics and Engineering*, 1024 ;

[90] N. BASTID, PWG3 muon talk of the 30/06/2008, http ://indico.cern.ch/ ;

[91] C. AMSLER et al., Physics Letters B 667 (2008) 254 ;

[92] D. STOCCO, *Efficiency determination of the MUON Spectrometer trigger chambers from real data*, ALICE-INT-2008-004 (2008) ;

[93] X. ZHANG, PWG3 muon talk of the 08/02/2010, http ://indico.cern.ch/