



**HAL**  
open science

# Recherche du plasma de quarks et de gluons au SPS et de l'antimatière cosmique dans l'espace - Enquête sur nos origines

Faïrouz Ohlsson-Malek

► **To cite this version:**

Faïrouz Ohlsson-Malek. Recherche du plasma de quarks et de gluons au SPS et de l'antimatière cosmique dans l'espace - Enquête sur nos origines. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1999. tel-00001406

**HAL Id: tel-00001406**

**<https://theses.hal.science/tel-00001406v1>**

Submitted on 13 Jun 2002

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Université Joseph Fourier-Grenoble 1**

**Habilitation à Diriger des Recherches**

**Fairouz Ohlsson-Malek**

Docteur d'Université

Chargée de Recherches au CNRS

**Recherche**  
**du Plasma de Quarks et de Gluons au SPS**  
**et**  
**de l'Antimatière Cosmique dans l'Espace**  
**- Enquête sur Nos Origines -**

**Habilitation soutenue le 30 septembre 1999 devant la commission d'examen:**

**Mr J. Chauvin**, DR au CNRS, ISN-Grenoble, **président**

**Mr A. Guichard**, DR au CNRS, IPN-Lyon, **rapporteur**

**Mr G. Henri**, Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble et Institut Universitaire de France, **rapporteur**

**Mr A. Romana**, DR au CNRS, LPNHE-X Palaiseau, **rapporteur**

**Mr M. Buénerd**, DR au CNRS, ISN-Grenoble, **examineur**

**Mr F. Palmonari**, Professeur à l'Université de Bologne et INFN, Italie, **examineur**

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>4</b>
<b>1 Collisions d'ions lourds ultra-relativistes aux énergies du SPS du CERN:</b>	
<b>Etude des sources de désintégration hadronique</b>	<b>8</b>
1.1 Physique des ions lourds ultra-relativistes . . . . .	9
1.2 Les signatures expérimentales du QGP en production de leptons . . . . .	11
1.2.1 Production directe de paires de leptons . . . . .	11
1.2.2 Production indirecte de dileptons . . . . .	12
1.2.3 La production de dileptons au CERN . . . . .	13
1.2.4 Augmentation de l'étrangeté . . . . .	16
1.2.5 Suppression du charmonium . . . . .	17
1.3 Description du dispositif expérimental de NA38 et NA50 . . . . .	19
1.4 Le traitement des données . . . . .	23
1.5 L'analyse des données . . . . .	28
1.5.1 Suppression du charmonium . . . . .	28
1.5.2 L'Analyse des Basses Masses . . . . .	31
1.6 Conclusion . . . . .	40
<b>2 Etude d'un prototype de RICH à focalisation de proximité pour AMS</b>	<b>44</b>
2.1 Introduction . . . . .	44
2.2 De l'astroparticule avant toute chose . . . . .	44
2.2.1 Les rayons cosmiques . . . . .	45
2.2.2 L'antimatière . . . . .	54
2.2.3 La matière noire . . . . .	57
2.3 Le détecteur AMS et les 2 phases du projet . . . . .	65
2.4 Les mesures attendues . . . . .	67
2.4.1 L'antimatière et la matière noire . . . . .	67
2.4.2 Les mesures d'astrophysique . . . . .	67
2.4.3 En résumé . . . . .	68
2.5 Principe du détecteur RICH pour AMS . . . . .	69

2.6	Le prototype 1 du RICH d'AMS . . . . .	70
2.6.1	Tests aux rayons cosmiques . . . . .	72
2.6.2	Tests en faisceau d'ions . . . . .	84
2.7	Conclusion et Futurs développements . . . . .	95

<b>Conclusion générale et Perspectives</b>	<b>102</b>
--	------------



# Introduction

Mon activité de recherches a débuté en 1989 avec ma participation à l'expérience PS177 du CERN sur le site de LEAR en tant qu'étudiante en thèse dans l'équipe de Mr H. Nifenecker. Ce travail consistait à étudier la durée de vie des hypernoyaux lourds produits lors d'annihilation d'antiprotons au repos sur des cibles lourdes comme  $^{238}\text{U}$  [1]. Cette recherche s'est achevée en 1990 avec ma soutenance de thèse pour l'obtention du diplôme de doctorat de l'Université Joseph Fourier.

Mon activité de recherches s'est poursuivie avec mon embauche au CNRS en 1991. La période 1991-1998 comprend d'une part ma participation à l'expérience NA38/NA50 en tant que membre du groupe des Energies Intermédiaires de l'IPN-Lyon (1991-1997), d'autre part à l'expérience AMS (Anti-Matter Spectrometer) en tant que membre du groupe AMS de l'ISN-Grenoble. A partir d'octobre 1997, j'ai en effet été affectée à l'ISN de Grenoble suite à ma demande de mutation dans ce laboratoire. D'autre part et en parallèle, une partie de l'équipe des Energies Intermédiaires de l'IPN-Lyon dont je faisais partie, a participé aux travaux concernant le projet de machine de sonde électromagnétique ELFE (European Laboratory For Electrons). Nous avons travaillé sur une proposition d'expérience pour la production de charmonium et sa détection dans le cadre de ELFE [2]. Cette activité a débuté dès mon arrivée à l'IPN-Lyon en 1991 et s'est arrêtée, faute de soutien, en 1994. Dans ce domaine, mon travail a consisté à prendre en charge entièrement le travail de simulation, ce qui veut dire écrire un code de simulation avec GEANT [4] pour la géométrie du détecteur proposé et avec les codes LEPTO et JETSET [5] pour l'électro-production du charmonium et du bruit de fond. Il a été ainsi possible d'estimer les taux de comptage du charmonium produit élastiquement et inélastiquement [3].

Les expériences **NA38** et **NA50** sont installées dans la zone du SPS du CERN. L'expérience NA50 est la suite logique de l'expérience NA38 à laquelle j'ai participé à partir de 1992. Le SPS a délivré des faisceaux d'ions lourds d'impulsion atteignant 450 GeV/c pour les protons et 158 GeV/c par nucléon pour les ions de plomb. NA38/NA50 comprend en particulier un spectromètre dont l'acceptance pour détecter les dimuons est autour de 15% et dont la résolution à la masse du  $J/\psi$  est de 3%. L'étude porte essentiellement sur la recherche de signatures du plasma de quarks et de gluons, par exemple la suppression du charmonium et l'augmentation de l'étrangeté.

J'ai participé à l'étude et à la conception de la cible active de NA50. J'ai élaboré un programme de simulation, interfaçant le programme GEANT du CERN [4] et le pro-

gramme FRITIOF de LUND [6], afin de générer les particules issues de l'interaction d'ions lourds ultra-relativistes et les faire évoluer dans le détecteur de NA50 et en particulier dans la cible active de NA50. Ceci nous a permis d'optimiser la géométrie de la cible, d'étudier le bruit de fond environnant et l'efficacité de détection des particules et plus particulièrement de l'identification du vertex d'interaction. Ce travail a permis de rédiger un cahier des charges très précis pour la construction de la cible. Celle-ci a fonctionné comme prévu, puisque les résultats expérimentaux étaient en bon accord avec la simulation. J'ai participé d'autre part à un travail d'analyse qui concerne la production des paires de muons de basses masses ( $< 1 \text{ GeV}/c^2$ ). Ce travail avait pour but d'identifier les différentes sources contribuant au spectre en masse et par la-même extraire les taux de comptage de chaque particule afin de dévoiler son comportement dans le milieu formé lors de fortes collisions d'ions lourds pouvant induire un état de plasma de quarks et de gluons.

Le dernier volet de mon activité concerne l'expérience **AMS** que j'ai rejoint pendant la finalisation de la phase 1 à laquelle je n'ai pas participé. Je me suis impliquée par contre dès mon arrivée dans la phase 2 qui consiste pour le groupe de l'ISN de Grenoble à construire un détecteur RICH devant fonctionner impérativement en 2002.

Le but principal du projet AMS est la recherche d'antimatière d'origine cosmique dans l'Univers. Il s'agit de rechercher la présence d'antinoyaux qui signeraient l'antimatière créée à la naissance de l'Univers, avec une sensibilité supérieure par plusieurs ordres de grandeur ( $10^4 - 10^5$ ) aux mesures actuelles [7],[8]. Pour effectuer cette recherche, un spectromètre magnétique de grande acceptance doté d'une excellente capacité d'identification des particules sera placé pour la première fois dans l'espace pour une longue période.

Ce spectromètre devrait en outre autoriser une mesure précise des spectres de protons, d'antiprotons, d'électrons et de positons créés par l'interaction des rayons cosmiques au cours de leur propagation dans la galaxie et dont les flux sont prédits par les modèles du milieu interstellaire. Un excès du rapport  $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$  ou du rapport  $\frac{\bar{p}}{p}$  pourrait révéler la présence de particules supersymétriques neutres, constituants possibles de la matière noire ou matière manquante.

Enfin cette expérience devrait permettre, grâce à ses possibilités d'identification, d'effectuer des mesures précises des spectres en énergie des différents éléments, ainsi que du rayonnement gamma de haute énergie; ces informations sont fondamentales pour une meilleure connaissance des flux intergalactiques et un test précis des modèles cosmologiques.

L'ISN de Grenoble s'est intéressé à la construction du RICH d'AMS et par conséquent s'est fortement impliqué dans sa préparation et son étude. Pour cela, nous avons construit un prototype, appelé mini-RICH, dont les premiers tests en cosmiques ont débuté au printemps 1998. Des tests sur faisceaux d'accélérateur ont suivi en mars 1999 et la réalisation d'un autre prototype tendant vers le RICH d'AMS est prévue.

J'ai choisi de présenter dans ce document deux activités de façon détaillée:

- Le premier chapitre concerne une activité d'analyse de données qui m'a occupé les 2 dernières années de ma participation aux expériences NA38 et NA50 qui a duré en tout 6 années. Je présente donc la physique des ions lourds ultra-relativistes et décris les différents mécanismes physiques qui contribuent au spectre en masse des dimuons mesurés dans NA38/NA50. Je présenterai aussi des résultats concernant la production du charmonium ( $J/\psi$ ) ainsi que la production des paires de muons de basses masses ( $< 1 \text{ GeV}/c^2$ ). Les différentes sources de production des dimuons simulées en faisant appel à des outils (générateurs etc...) déjà utilisés par d'autres expériences sont présentés et les résultats de cette analyse sont ensuite comparés avec ceux des expériences CERES et HELIOS du CERN.
- Le second chapitre concerne AMS et plus particulièrement le prototype du détecteur RICH que nous avons construit à Grenoble. Je détaillerai la physique qui concerne AMS et décrirai le projet expérimental et les trois phases de prise de données. Je détaillerai aussi les travaux et résultats du prototype du RICH. Ce chapitre concerne les 2 premières années de ma participation à l'expérience AMS qui a été essentiellement dans l'étude et la conception d'un prototype de RICH pour AMS et l'analyse des données prises lors des tests en rayons cosmiques et sur faisceau d'ions.

Ces deux activités sont certes distinctes mais il me semble qu'elles sont complémentaires en ce qui concerne la physique, comme nous le verrons plus en détail dans le document.

# Bibliographie

- [1] J.P. Bocquet et al., Prompt fission induced by antiproton annihilation at rest on heavy nuclei, *Z. Phys.* A342 (1992) 183.
- [2] Proceedings of The ELFE Project, Mainz, October 1992, Editors: J. Arvieux and E. DeSanctis, Editrici Compositori, Bologna.
- [3] F. Malek, A Di-Muon Spectrometer for the study of charmonium production, Proceeding of The ELFE Project, Mainz, October 1992, Editors: J. Arvieux and E. DeSanctis, Editrici Compositori, Bologna, pages 541–551.
- [4] R. Brun et al., Detector Description and Simulation Tool, GEANT version 3.16, CERN Program Long Writeup W5013.
- [5] PYTHIA 5.6, JETSET 7.3 and LEPTO 6.1, CERN Program Long Writeups.
- [6] Hong Pi, An event generator for interactions between hadrons and nuclei, FRITIOF version 7, LUND pack programs, Computer Physics Communications (1993).
- [7] Buffington et al., Search for antihelium with calorimetric balloon experiment, *Ap. J.*, 248 (1981) 1179.  
G.F Smooth, A.Buffington, C.D Orth , *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 258.  
N.Lund and M.Rotenberg, *Proc. 19th Inter.Cosmic Ray Conf.*, (1985) 330.  
G.Steigman, *Ann. Rev. Astron and Astrophysics* 14 (1976) 339.
- [8] P. Carlson, T. Francke, S. Löfgren, N. Weber, and M. Suffert, *NIM A*349 (1994) 577.

# Chapitre 1

## Collisions d'ions lourds ultra-relativistes aux énergies du SPS du CERN: Etude des sources de désintégration hadronique

Le but de la recherche dans les ions lourds ultra-relativistes est l'étude de la formation éventuelle d'un nouvel état de la matière nucléaire appelé le Plasma de Quarks et de Gluons. On pense que cet état de la matière peut être obtenu lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes avec des cibles lourdes permettant d'atteindre des densité d'énergie et des températures suffisantes pour que la matière nucléaire devienne déconfinée. Les recherches sur ce nouvel état de la matière ont été entreprises au CERN par plusieurs expériences et en particulier NA38 et NA50.

Les expériences **NA38** et **NA50** sont installées dans la zone du SPS du CERN. L'expérience NA50 est la suite logique de l'expérience NA38 à laquelle j'ai participé à partir de 1992. Le SPS a délivré des faisceaux d'ions lourds d' $^{16}\text{O}$  et  $^{32}\text{S}$  de 200 GeV/c par nucléon et de  $^{238}\text{Pb}$  de 158 GeV/c par nucléon. Il a fourni également des faisceaux de protons de 450 GeV/c. Les expériences NA38 et NA50 détectent les paires de muons émises lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le dispositif expérimental comprend un spectromètre toroïdal précédé par un absorbeur de hadrons. Il est caractérisé par une bonne résolution en masse de 3% pour la masse du  $J/\psi$  et par une acceptance d'environ 15% à cette même masse. NA38 et NA50 étudient les signatures du plasma de quarks et de gluons qui se manifestent par la suppression du charmonium et par l'augmentation de l'étrangeté.

Après une brève présentation de la physique des ions lourds ultra-relativistes, nous décrirons les différents mécanismes physiques qui contribuent au spectre en masse des dimuons mesurés dans NA38/NA50. Nous décrirons également le dispositif expérimental des expériences NA38 et NA50 et nous présenterons des résultats concernant la production

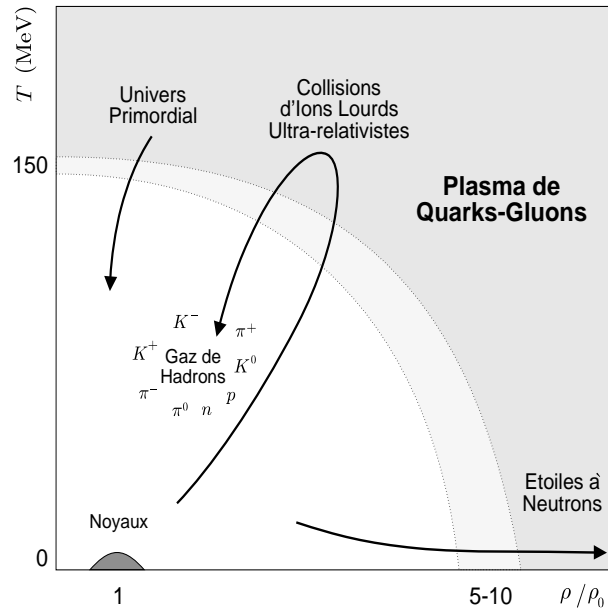


FIG. 1.1: *Diagramme de phase de la matière nucléaire*

du charmonium ( $J/\psi$ ) ainsi que la production des paires de dimuons de basses masses ( $< 1 \text{ GeV}/c^2$ ). En ce qui concerne le spectre basse masse, nous décrirons les différentes sources de production des dimuons et présenterons une simulation qui fait appel à des outils déjà utilisés par d'autres expériences. Les résultats de cette analyse sont ensuite comparés avec ceux des expériences CERES et HELIOS du CERN.

## 1.1 Physique des ions lourds ultra-relativistes

La physique des ions lourds ultrarelativistes étudie l'état de la matière hadronique fortement comprimée dans des conditions extrêmes de température et de densité d'énergie. Dans ces conditions, la matière nucléaire subit une transition de phase de déconfinement aboutissant à la formation d'un état spécial appelé *plasma de quarks et de gluons* (QGP). L'approche théorique de ce QGP est abordée par la chromodynamique quantique (QCD), théorie des interactions fortes [KP84, SF88]. Cette théorie prédit en effet que dans des conditions de température et de densité particulières de la matière nucléaire, les quarks ne seraient plus confinés dans leur volume hadronique initial, mais seraient dans un état de liberté asymptotique dans un espace plus grand. Cet état serait alors le QGP.

Le diagramme de phase de la matière nucléaire calculé grâce à QCD sur réseau est représenté dans le plan  $(T, \rho/\rho_0)$  par la Fig. 1.1 [Vau]. A température nulle et densité nucléaire normale,  $\rho_0 = 0.17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ , on décrit les noyaux. Une température critique de l'ordre de  $T_C \simeq 150 \text{ MeV}$  ou une densité d'énergie de 5 à 10 fois supérieure à la densité

normale sont nécessaires pour produire un plasma de quarks et de gluons.

Une collision noyau-noyau à très grande énergie produit un nombre important de hadrons au voisinage du centre de masse. Les densités d'énergie issues de telles collisions sont importantes et le volume d'interaction est assez grand pour explorer le QGP. La contraction de Lorentz fait en sorte que les deux noyaux en collision subissent une déformation dans la direction du mouvement. L'énergie déposée dans la région centrale se trouve essentiellement sous forme d'un gaz de hadrons, de densité baryonique nulle. La dynamique de la collision est exprimée en fonction de la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right),$$

où  $E$  est l'énergie totale de la particule et  $p_L$  est son impulsion longitudinale. Lorsque l'énergie mise en jeu est importante devant la masse de la particule, on préfère utiliser la variable pseudorapidité

$$\eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|p| + p_L}{|p| - p_L}\right) = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right),$$

$\theta$  étant l'angle d'émission de la particule par rapport au faisceau.

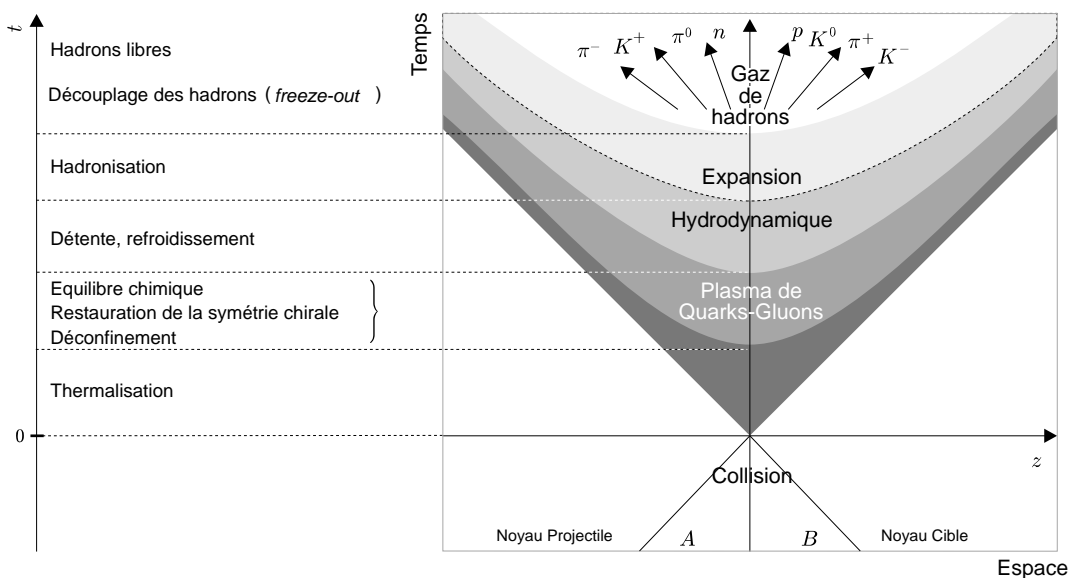


FIG. 1.2: *Evolution du plasma dans un diagramme espace-temps.*

La densité d'énergie initiale produite dans la collision est exprimée grâce à la formule de Björken [Bjo83]:

$$\epsilon = 3 \frac{\langle E_T^0 \rangle}{\Delta\eta \tau_0 \bar{S}},$$

$\langle E_T^0 \rangle$  étant l'énergie transverse neutre moyenne mesurée dans l'intervalle de pseudorapidité  $\Delta\eta$ .  $\bar{S}$  est la surface moyenne de recouvrement des noyaux et  $\tau_0$  le temps propre de thermalisation des partons, estimé à environ 1 fm/c. Plus la densité d'énergie est grande et plus on a de chance de créer le QGP. Aux énergies du CERN (200 GeV/c par nucléon), la probabilité de former le QGP est donc plus importante dans les collisions centrales que dans les collisions périphériques.

On peut représenter l'évolution du système depuis la collision à  $(z,t)=(0,0)$  par le diagramme spatio-temporel de la Fig. 1.2. Après une phase de thermalisation des partons issus de la collision, le plasma de quarks et de gluons est formé. Après un certain temps, commence alors l'étape de refroidissement par expansion hydrodynamique. Le système se ré-hadronise en un gaz de hadrons dont le parcours moyen devient comparable aux dimensions du système. Les particules libres se déplacent selon la trajectoire  $z(t)$  et l'évolution du plasma est représentée par des hyperboles de temps propre  $\tau = t/\gamma = \sqrt{t^2 - z^2} = \text{cste}$ .

## 1.2 Les signatures expérimentales du QGP en production de leptons

Détecter expérimentalement la formation du QGP n'est pas une affaire facile car les collisions noyau-noyau sont des phénomènes d'une extrême complexité. Le résultat de la collision n'est pas instantané, celle-ci doit d'abord évoluer d'un état de pré-équilibre vers une post-hadronisation. C'est en effet un véritable défi de vouloir détecter dans l'état final des particules et essayer de remonter vers les différentes étapes du système parent QGP, celui-ci ayant disparu depuis longtemps. Certaines explorations donnent une information de "surface" comme les distributions des impulsions transverses des hadrons alors que d'autres révèlent des aspects de "volume" comme la production d'étrangeté et les effets d'interférence. La plupart de ces processus peuvent être visibles par l'intermédiaire d'une détection de dimuons comme par exemple le Drell-Yan à haute masse, les paires  $D\bar{D}$  ou le charme ouvert, le charmonium, les photons et les dileptons de haute énergie.

### 1.2.1 Production directe de paires de leptons

Parmi les signatures proposées pour sonder la nature de la matière nucléaire formée dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, les signaux provenant de sources électromagnétiques sont particulièrement intéressants. Dès leur création, ils traversent la matière sans être inquiétés par les processus d'interaction forte. Ceci permet d'amener l'information brute de l'état initial de la réaction au détecteur.

Les études théoriques sur les dimuons thermiques supposent qu'ils sont émis par le QGP, résultat d'une annihilation quark-antiquark lors de l'équilibre thermique, voir Fig. 1.3(a). L'observation de ces dileptons permet d'estimer la température de la source émettrice, c'est à dire le QGP. Le taux de production des dimuons thermiques doit aug-



menter quadratiquement avec l'énergie transverse de la collision car le processus combinatoire dépend quadratiquement de la multiplicité.

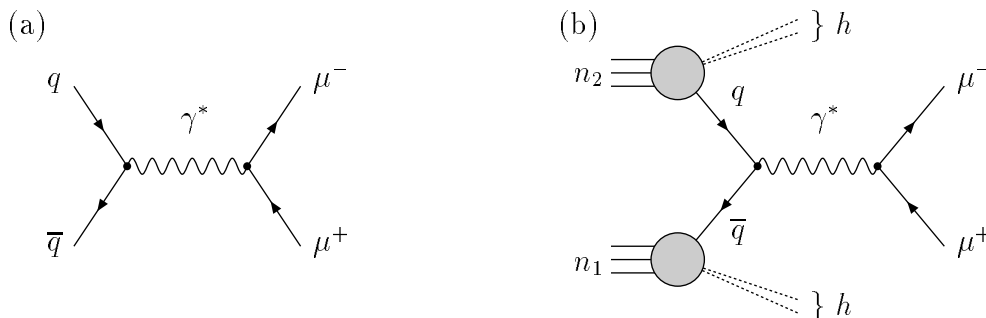


FIG. 1.3: (a) Processus de production de dileptons par annihilation d'un quark et d'un anti-quark. (b) Processus de production de Drell-Yan à l'ordre le plus bas.

Dans une collision entre hadrons, un quark du projectile et un antiquark de la cible ou réciproquement, s'annihilent pour produire un photon virtuel. Ce photon, massif, se matérialise ensuite en donnant une paire de leptons. La Fig. 1.3(b) illustre ce processus, appelé Drell-Yan, à l'ordre le plus bas. La section efficace différentielle de production du Drell-Yan dans une collision  $A \times B$  est la somme des contributions individuelles des divers quarks, pondérée par la section efficace élémentaire  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ .

La production de dileptons par processus Drell-Yan dans les collisions d'ions lourds est décrite par des collisions indépendantes nucléon-nucléon car le Drell-Yan est un processus "dur" qui n'est pas affecté par les collisions hadron-nucléon de la matière nucléaire qui l'entoure. Ceci implique une dépendance linéaire en masse atomique qui se quantifie selon la paramétrisation

$$\sigma_{pA}^{DY} = \sigma_0^{DY} A^\alpha .$$

Cependant, il est important de savoir que le Drell-Yan est dépendant de la composition en quark de valence du hadron qui interagit. Cet effet d'isospin est quantitativement vérifié et on est alors amené à compter le nombre de protons et de neutrons séparément dans le calcul de la section efficace. Expérimentalement, les  $\alpha$  mesurés sont compatibles avec l'unité. Ce processus contribue dans le spectre en masse des dileptons et est largement dominant au delà de  $4 \text{ GeV}/c^2$  dans le cas des expériences NA38 et NA50. Il sert expérimentalement de référence pour comparer les taux de production d'autres processus affectés par la phase de déconfinement tel que le charmonium.

## 1.2.2 Production indirecte de dileptons

La production indirecte de dileptons et plus particulièrement de dimuons se fait par plusieurs processus majeurs. L'hadroproduction de mésons  $c\bar{c}$  et charmés y contribue pour une bonne part. Les désintégrations de mésons vecteurs et les désintégrations incohérentes

de mésons  $\pi$  et  $K$  l'alimentent aussi. En ce qui concerne NA38/NA50, ces processus se localisent dans un intervalle en masse  $0.2-8 \text{ GeV}/c^2$  de la distribution en masse invariante des dimuons.

## Le charmonium

La fusion de gluons produisant une paire  $c\bar{c}$  lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes [Sat95] conduit à la formation de résonances telles que  $J/\psi$  ou  $\psi'$ . Les états résonants du  $J/\psi$  ( $3.09 \text{ GeV}/c^2$ ) ou  $\psi'$  ( $3.68 \text{ GeV}/c^2$ ) se désintègrent facilement en paires de muons. Une proportion estimée à 30% des  $J/\psi$  détectés à partir de leur désintégration en 2 muons provient de la désintégration du  $\chi_c$  en  $J/\psi + \gamma$ . Les dimuons issus de ces désintégrations alimentent la partie du spectre en masse appelée Haute Masse (HM),  $m > 2.5 \text{ GeV}/c^2$ , dans les expériences NA38/NA50.

## Les méson charmés

Lors de l'hadroproduction, la fragmentation du quark  $c$  et de l'antiquark  $\bar{c}$  produit des mésons charmés  $D\bar{D}$  ( $D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0$ ). Les mésons charmés produisent des dimuons grâce à leur désintégration semi-leptonique. La section efficace de production du charme augmente linéairement avec la masse atomique  $A$ . Cependant, contrairement au Drell-Yan, le charme n'est pas dépendant des effets d'isospin car le charme est essentiellement produit par fusion du gluon.

## Les mésons vectoriels

La désintégration électromagnétique des mésons vecteurs ( via un photon virtuel  $V \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ , où  $V = (\phi, \rho, \omega \text{ etc...})$  ), se rajoute au continuum global sous la forme de résonances de composantes dimuons. Ces résonances sont localisées dans la partie du spectre en masse appelé généralement Basse Masse (BM),  $0.2 < m < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Les désintégrations de type Dalitz des mesons  $\omega, \eta$  et  $\eta'$  sont particulièrement importantes.

## Les désintégrations non corrélées des mésons légers

Les dimuons provenant des désintégrations non corrélées des mésons  $\pi$  et  $K$ , ceux-ci étant produits lors des collisions noyau-noyau, sont importants et dominants dans la région des basses masses. Avant toute analyse du signal physique, cette contribution considérée comme bruit de fond est à soustraire. Ceci se fait en utilisant les dimuons de même signe mesurés par l'expérience.

### 1.2.3 La production de dileptons au CERN

Hormis NA38/NA50, au CERN, deux autres expériences sont dédiées à l'étude des dileptons: HELIOS et CERES.

## HELIOS

HELIOS (NA34) est en fait un ensemble de trois expériences; HELIOS-1 étudie la production des dileptons (diélectrons et dimuons) dans les collisions  $p-A_{cible}$  à 450 GeV/c, HELIOS-2 et HELIOS-3 étudient le flux d'énergie et le moment transverse des particules produites dans les collisions  $S-A_{cible}$  à 200 GeV/c avec  $\eta > 3.5$ . La distribution en masse invariante dans la région des basses masses dans les collisions  $p-Be$  à 450 GeV/c sur laquelle sont superposées toutes les contributions des sources connues, c.a.d. des diverses résonances, désintégrations Dalitz et du charme, est montrée sur la Fig. 1.4, le Drell-Yan n'étant pas pris en compte. On peut voir que le spectre en masse est parfaitement décrit par les sources connues [A<sup>+</sup>95].

Pour des faisceaux d'ions plus lourds tel que le soufre à une impulsion de 200 GeV/c par nucléon, le spectre en masse obtenu par HELIOS-3 montre un excès de données par rapport aux sources simulées. Cet excès est estimé à un facteur de 2.43 dans la région en masse  $1.5 < M < 2.5$  GeV. Dans la région du  $\phi$ , le taux de production augmente dans le système S-W par rapport au système p-W [M<sup>+</sup>95]. Plus récemment, ces effets ont été confirmés [hel98].

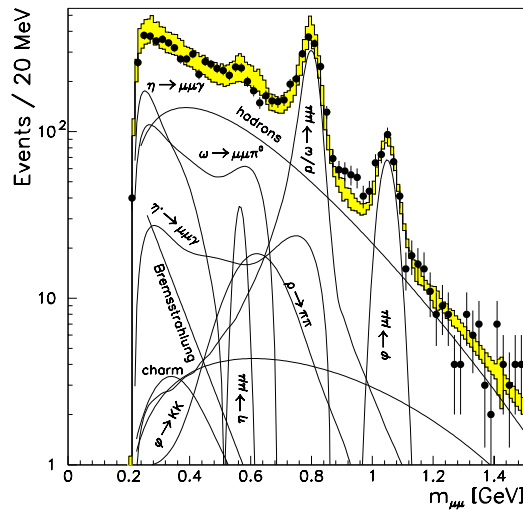


FIG. 1.4: Distribution en masse invariante des dimuons produits dans les collisions  $p-Be$  à 450 GeV/c dans l'expérience HELIOS-1. Sont superposées aux données, toutes les sources connues, appelées communément “cocktail hadronique”. La zone hachurée (jaune) représente la somme de toutes les erreurs systématiques.

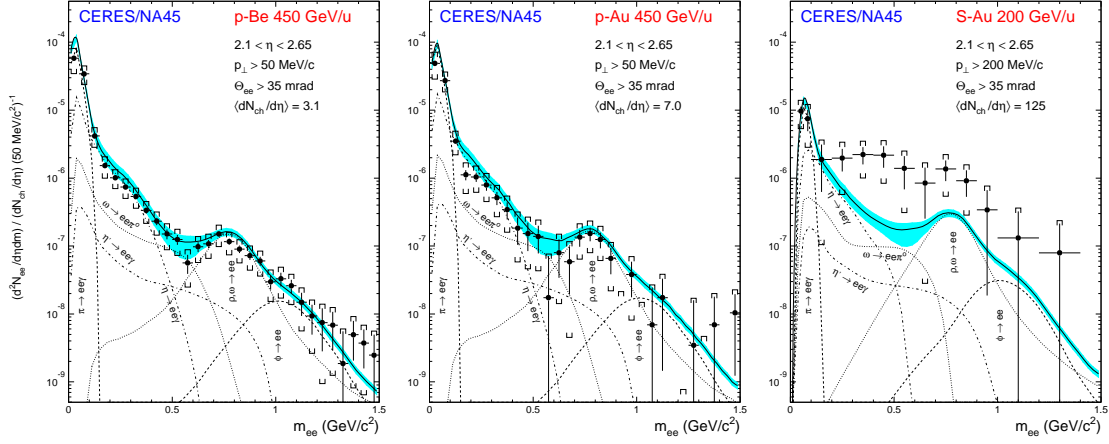


FIG. 1.5: Distributions en masse de diélectrons mesurés par CERES dans les collisions  $p$ -Be,  $p$ -Au et S-Au sur lesquelles sont superposées les distributions en masse des sources générées par GENESIS. La zone hachurée (bleue) représente la somme de toutes les erreurs systématiques.

L'expérience CERES (NA45) est dédiée à la détection des diélectrons dans la région en masse invariante inférieure à  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Un solénoïde supraconducteur couplé à un RICH (Ring Imaging Čerenkov Counter) permet une détection dans une région en pseudorapidité  $2.1 < \eta < 2.65$ . Les collisions étudiées sont p-Be, p-Au, S-Au, Fig. 1.5. L'équipe chargée de l'analyse a développé un générateur d'événements (GENESIS) afin de décrire les sources connues, c.a.d. les désintégrations hadroniques. On peut voir sur les figures présentées que la simulation des sources connues rend bien compte des données dans les collisions p-Be et p-Au alors qu'elle n'arrive pas à les décrire correctement dans le cas de S-Au. Cependant, il faut noter que parmi les sources connues simulées le Drell-Yan et la production de charme ouvert ne sont pas pris en compte.

## 1.2.4 Augmentation de l'étrangeté

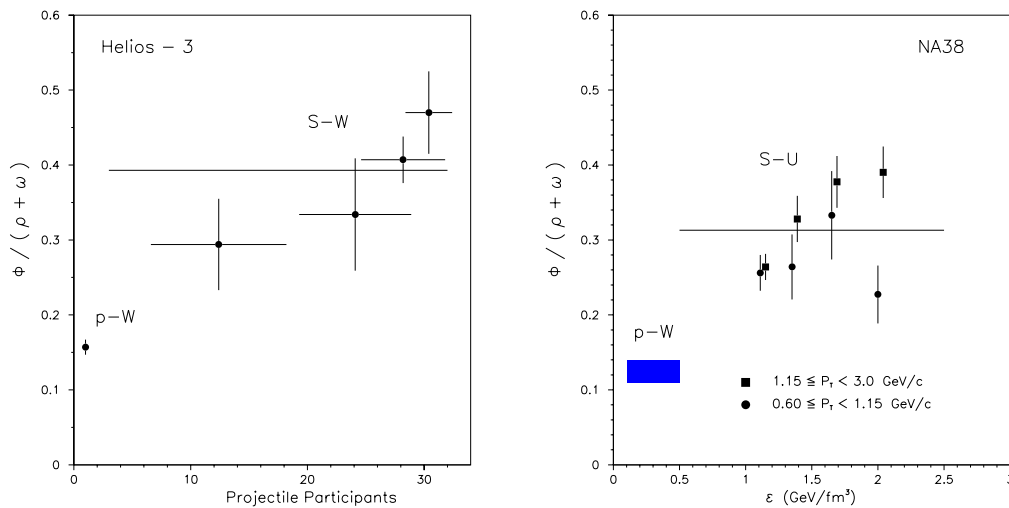


FIG. 1.6: Le rapport  $\phi/(\rho + \omega)$  mesuré par les expériences HELIOS-3 dans les collisions S-W à  $200 \text{ GeV}/c$  et NA38 dans les collisions S-U à  $200 \text{ GeV}/c$ . Les lignes horizontales représentent 2.5 fois la valeur du point p-W.

Lors de la formation d'un QGP, le gaz de hadrons est dans un état de grande densité et de température. Lorsque l'énergie de Fermi augmente au delà de la masse du quark étrange  $s$ , la production des paires  $s\bar{s}$  conduit à l'équilibre chimique dans lequel les densités des trois saveurs légères sont équivalentes [KH90]. A partir d'une distribution en masse des dimuons, on peut tirer des informations sur la production de l'étrangeté en étudiant l'intervalle en masse autour de la particule méson vecteur  $\phi(s\bar{s})$ . L'augmentation du taux de production du  $\phi$  a été proposée comme signature de l'existence du QGP [R<sup>+</sup>82]. NA38 a étudié cette production et l'a comparée aux productions des résonances  $\rho$  et  $\omega$  [B<sup>+</sup>96a]. Une analyse similaire a été faite par l'expérience HELIOS-3 [M<sup>+</sup>94]. Les résultats des

deux expériences sont représentés sur la Fig. 1.6. On peut voir que, en fonction de la multiplicité,  $\phi$  augmente plus vite que  $(\rho, \omega)$ .

Cependant, ces résultats peuvent être interprétés aussi sans faire intervenir la formation d'un plasma. Dans ce cas, on considère la production de  $\phi$ ,  $\rho$  et  $\omega$  dans les interactions secondaires de différentes particules, créées dans les collisions noyau-noyau très centrales. Par contre, d'autres signaux peuvent donner un élément de réponse en ce qui concerne la formation du QGP, ce sont les productions des particules multi-étranges. Aussi, l'augmentation des rapports  $\Xi/\Lambda$  ou encore  $\Omega/\Xi$  dans les collisions avec des noyaux légers par rapport à celles avec des noyaux lourds, observé par les expériences WA85 et WA97 est un indice d'un accroissement d'étrangeté d'origine non-hadronique [He96].

### 1.2.5 Suppression du charmonium

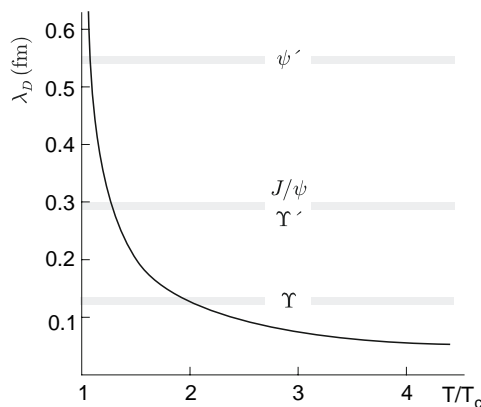


FIG. 1.7: Rayon de Debye  $\lambda_D$  en fonction de la température  $T/T_c$ . Les horizontales représentent les rayons de Debye critiques des résonances.

La suppression du charmonium comme indicateur de la formation d'un plasma de quarks et de gluons a été proposé en 1986 par Matsui et Satz [MS86]. Ils proposaient un modèle dans lequel la présence du plasma de quarks et de gluons empêche la formation de l'état résonant  $c\bar{c}$ . La paire  $c\bar{c}$  qui est produite dans des interactions fortes se forme avant la phase de l'équilibre thermique. Dans un milieu déconfiné, l'effet d'écran de couleur (color Debye screening) empêche les quarks  $c\bar{c}$  de se recombiner pour former les états quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ , etc...). Ces quarks vont se disperser et lorsque le QGP refroidit et que l'environnement se ré-hadronise, ces quarks lourds vont trouver d'autres partenaires plus légers pour former des mésons de charme ouvert  $D\bar{D}$ . Le potentiel qui caractérise la liaison des quarkonia est décrit par un potentiel non relativiste:

$$V_{q\bar{q}}(r) = \sigma r - \frac{4}{3} \frac{\alpha}{r}$$

où  $\sigma$  est la tension de corde et  $\alpha$  correspond à la partie coulombienne du potentiel interquark. Dans un environnement déconfiné où la température est supérieure à la température critique  $T_c$ , la tension de corde tend vers zéro et le terme coulombien est écranté par la grande densité des charges de couleur présentes dans le milieu. Dans ces conditions, le potentiel interquark prend la forme d'un potentiel de Yukawa

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} .$$

Le rayon de Debye  $\lambda_D$  dépend de la température comme on peut le voir sur la Fig. 1.7. Quand la température augmente,  $\lambda_D$  décroît et la liaison  $c - \bar{c}$  devient impossible. Les valeurs critiques pour lesquelles  $J/\psi$  disparaît sont  $\lambda_D = 0.3$  fm et  $T \sim 1.3 T_c$ . Quant au  $\psi'$ , au delà de  $T_c$ , il ne peut plus se former car son rayon  $\lambda_D$  est beaucoup plus grand.

L'hadroproduction du charmonium est fortement dépendante de certaines variables. Des mesures ont été faites avec des faisceaux de protons à différentes énergies [SocE95]. On rapporte sur la Fig. 1.8, à partir de ces mesures, des résultats de sections efficaces de  $J/\psi$  en fonction de l'énergie totale. Si on paramétrise la section efficace par  $A^\alpha$ , on peut noter par exemple que la valeur moyenne de  $\alpha$  du  $J/\psi$  est de l'ordre de 0.91. En ce qui concerne les mesures issues des expériences NA38 et NA51, les énergies mises en jeu varient de 200 GeV/c à 450 GeV/c. Afin de représenter ces sections efficaces ensemble, il faut rapporter ces mesures à la même énergie et au même espace de phase. La paramétrisation de Schuler [Sch94] permet de faire ces corrections.

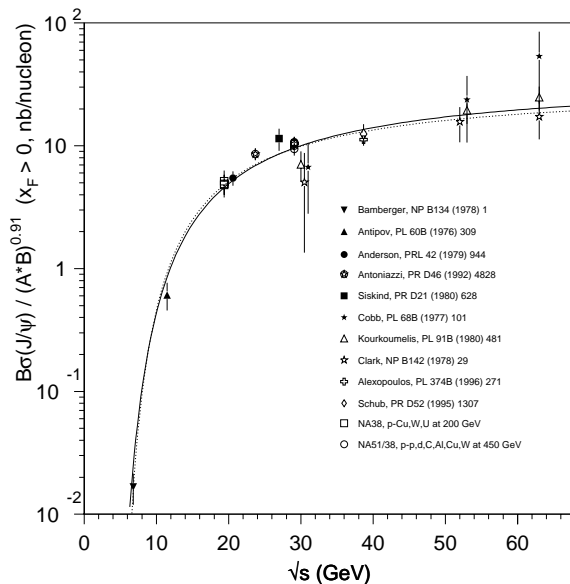


FIG. 1.8: Section efficace du  $J/\psi$  en fonction de l'énergie. La courbe en trait plein représente la paramétrisation de Schuler [Sch94].

Pour des systèmes plus lourds de type O-U ou S-U, la valeur  $\alpha$  ne semble pas vraiment changer. Ce qui prouve que l'absorption nucléaire telle qu'elle est décrite classiquement par le modèle de Glauber reste ici valable. Pour des systèmes encore plus lourds (Pb-Pb), la valeur de  $\alpha$  diminue impliquant une absorption du  $J/\psi$  plus importante.

La production du  $\psi'$  en p-A est facile à étudier si on utilise le rapport  $\psi' / J/\psi$  car la dépendance en énergie et en A du  $J/\psi$  est bien connue. Les valeurs du rapport  $\psi' / J/\psi$  (rapport des sections efficaces multiplié par le rapport d'embranchement en dimuons) pour des collisions p-A, extraites des résultats des expériences E288, E705, E789, E771 de l'AGS et NA38 et NA51 du SPS sont illustrées sur la Fig. 1.9. Comme on peut le voir, la section efficace de production du  $\psi'$  par rapport au  $J/\psi$  est indépendante du A de la cible et de l'énergie. Pour ces systèmes, il semblerait que le charmonium soit produit en dehors du noyau et n'est donc nullement affecté par la matière nucléaire environnante. Pour des systèmes noyau-noyau par contre, l'absorption du  $\psi'$  est plus importante que celle du  $J/\psi$ , voir section "Analyse" page 28.

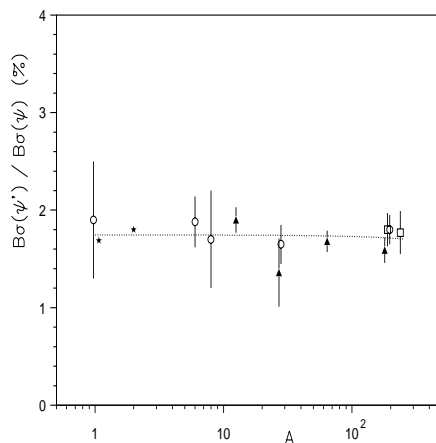


FIG. 1.9: Rapport  $\psi' / J/\psi$  en fonction du A de la cible, dans les collisions p-A.

### 1.3 Description du dispositif expérimental de NA38 et NA50

Les expériences NA38 et NA50 ont en commun le site d'expérimentation et un ensemble d'instruments. Elles se déroulent dans le hall ECN3 du SPS du CERN. Elles ont utilisé le même spectromètre, provenant d'ailleurs de l'expérience NA10 [NA183]. Celui-ci sert essentiellement à la mesure des impulsions des muons produits lors des interactions. D'autres instruments fournissent des informations caractérisant l'interaction tel que le calorimètre électromagnétique qui mesure le flux d'énergie transverse neutre, indiquant



ainsi la centralité de la collision. Une cible segmentée est entourée d'un ensemble de compteurs, permettant d'identifier le vertex d'interaction. Des compteurs de faisceau sont présents ainsi que d'autres détecteurs pour le contrôle de la qualité du faisceau. Voici une description brève de quelques éléments de détection:

### Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (voir Fig. 1.10) est la partie principale de l'expérience car il est conçu pour la mesure des impulsions des muons et détermine par conséquent la masse des dimuons. Il a une capacité de comptage importante dans un intervalle en pseudo-rapidité  $2.8 < \eta < 4.0$ . Il possède une bonne résolution en masse, de l'ordre de 3%, et une acceptance à la masse du  $J/\psi$  de l'ordre de 15%.

Il est composé de 4 éléments principaux:

- L'absorbeur, dont la fonction est de ne laisser passer que les muons en éliminant les hadrons, les électrons et les photons qui sont produits lors de la réaction.
- L'aimant toroïdal peut être réglé à 4000 A aussi bien qu'à 7000 A.
- Il y a 8 chambres proportionnelles à fils CP1 à CP8 qui mesurent la trajectoire des particules avant et après l'aimant et 4 hodoscopes de scintillateurs R1 à R4 pour permettre le déclenchement de l'acquisition.
- Deux hodoscopes P1 et P2 mesurent l'efficacité des R1-R4.

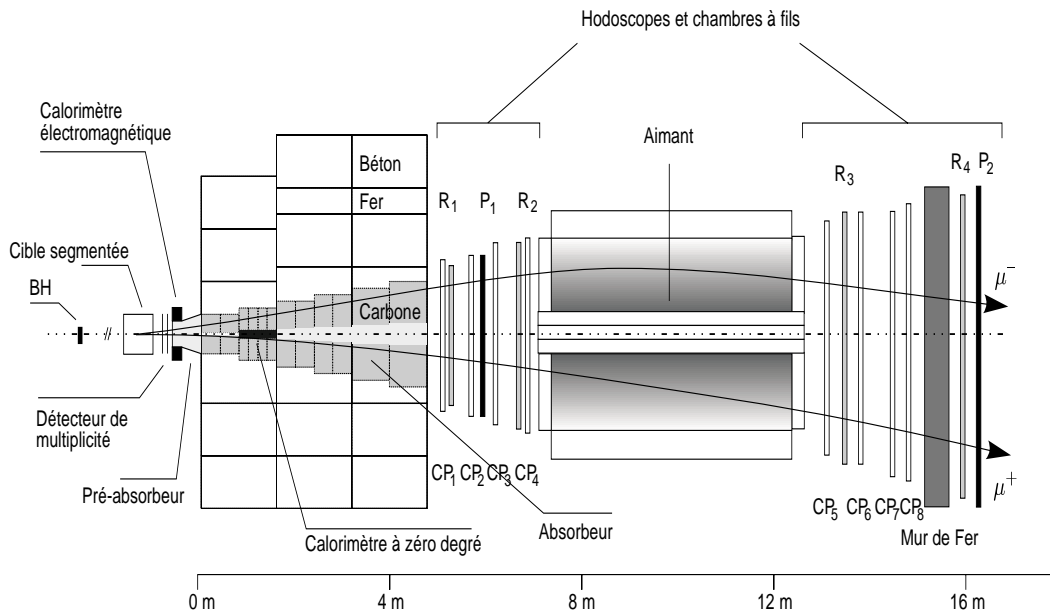


FIG. 1.10: *Spectromètre à muons de l'expérience NA50.*

## La calorimétrie

Le calorimètre électromagnétique est situé en aval de la cible et mesure l'énergie transverse neutre  $E_T^0$ , indicatrice de la centralité de la collision. Il est constitué de fibres scintillantes enrobées dans du plomb. Ces fibres sont parallèles au faisceau et la lumière produite est conduite par des fibres optiques jusqu'aux photomultiplicateurs. Ce calorimètre de 13 longueurs de radiation (15 pour NA38) absorbe en moyenne 90% de la gerbe électromagnétique. Il couvre un intervalle en pseudorapidité  $1.7 < \eta_{lab} < 2.3$  pour NA50 ( $1.7 < \eta_{lab} < 4.2$  pour NA38). La résolution intrinsèque moyenne de ce détecteur est donnée par

$$\frac{\sigma E_T^0}{E_T^0} = \frac{Num}{\sqrt{E_T^0}}$$

$Num$  étant égal à 47% pour NA38 et 94% pour NA50.

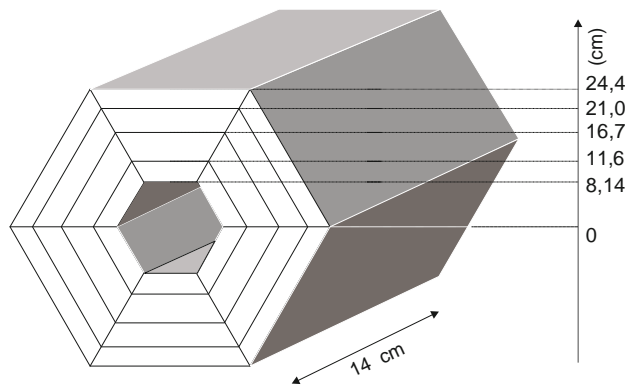


FIG. 1.11: Calorimètre électromagnétique de NA50.

Le calorimètre à zéro degré (ZDC), utilisé uniquement par NA50, mesure l'énergie déposée par les particules spectatrices de la réaction ou partie de faisceau qui n'a pas interagit. Il est formé de fibres de quartz noyées dans du tantale et possède une très haute résistance aux radiations. Il a un volume de  $5 \times 5 \times 65 \text{ cm}^3$  et est placé au coeur de l'absorbeur de hadrons. Il a une résolution de 7% pour les ions Pb à 158 GeV/c par nucléon et de 30% pour les protons de 200 GeV/c. De plus, ce détecteur permet d'identifier tous les événements avec plus d'un ion incident, mesure complémentaire de celle de l'hodoscope de faisceau.

## La cible segmentée

Du fait de la faible section efficace de production de dimuons, on utilise un faisceau de grande luminosité ( $10^7$  particules par seconde) et une cible épaisse, d'environ 1 cm. Malheureusement, avec une telle épaisseur, les particules légères produites interagissent

dans l'épaisseur de matière résiduelle. La probabilité qu'une interaction soit suivie d'une réinteraction de fragment à petit angle n'est pas négligeable. D'autre part, plusieurs particules incidentes peuvent interagir dans l'intervalle de temps d'analyse. Pour identifier une réinteraction et une double interaction d'ions incidents, la solution adoptée est l'utilisation d'une cible segmentée. Toutefois, cette solution exige la détermination du vertex d'interaction.

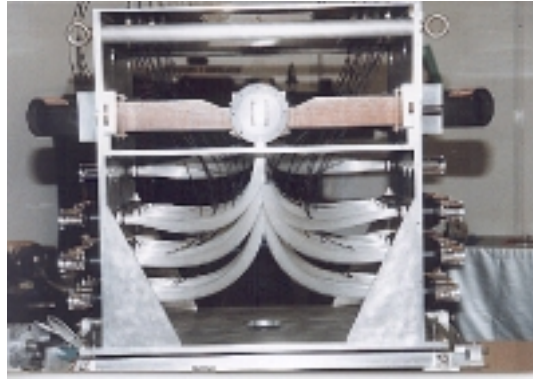


FIG. 1.12: Photographie de la cible active de NA38.

Pour NA38, la cible est d'environ 20% de longueur d'interaction et est fragmentée en dix ciblettes de petites dimensions transverses. Elles sont réparties sur une longueur de 25 cm. La surface de chaque ciblette est faible de façon à réduire les interactions des particules secondaires dans les ciblettes, par contre la première ciblette a de grandes dimensions et intercepte tout le faisceau afin de permettre la normalisation absolue. Ces ciblettes sont disposées sur un support insérable entre des scintillateurs cylindriques. L'interaction est détectée grâce à un algorithme basé sur une analyse de la hauteur des signaux dans différents scintillateurs. Plus la collision est centrale, plus l'énergie déposée dans les scintillateurs est importante et plus la reconnaissance du vertex d'interaction est précise.

Pour NA50, la cible contient 7 ciblettes espacées de 2.5 cm l'une de l'autre le long de l'axe du faisceau. L'épaisseur de la ciblette peut être variable (1 mm ou 2 mm). Ceci correspond à une longueur d'interaction totale de 17.5 à 30%. Transversalement, les ciblettes ont un diamètre de 2.5 mm, hormis la première dont le diamètre est de 5 mm. En face de chaque ciblette est positionnée une paire de lames de quartz. Lors du passage d'une particule chargée dans une lame de quartz, les photons Čerenkov émis sont collectés et acheminés par des fibres optiques jusqu'aux photomultiplicateurs. Les lames qui sont face à la ciblette où l'interaction s'est produite transmettent la lumière par réflexion totale sur les faces parallèles jusqu'à leur photomultiplicateur. Pour les lames suivantes, la lumière est globalement réfractée et perdue. De ce fait, les lames qui signent l'interaction délivrent le plus grand signal. L'optimisation de la géométrie des lames et des ciblettes a été faite

avec une simulation Monte-Carlo interfaçant GEANT [B<sup>+</sup>] et un générateur d'événement FRITIOF [Pi93]. Ce travail a été effectué par moi-même.



FIG. 1.13: Photographie de la cible active de NA50.

## 1.4 Le traitement des données

Les données que nous obtenons, le sont après passage par le dispositif expérimental. Il faudra donc les corriger des effets d'appareillage pour obtenir les distributions à la source de chacun des processus qui décrit la distribution en masse ou en impulsion etc....

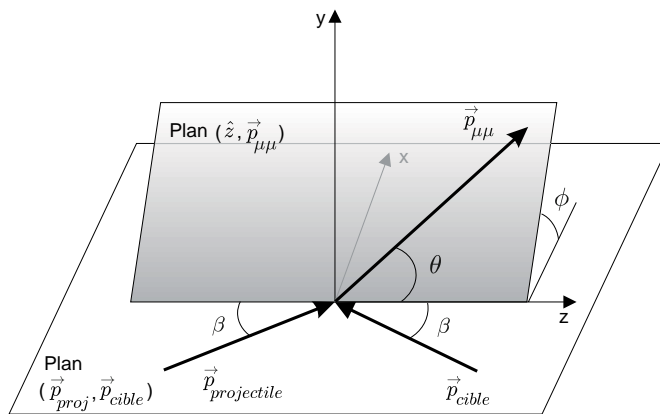


FIG. 1.14: Référentiel de Collins-Soper

Afin de caractériser la cinématique de la paire de muons, on choisit d'étudier les variables suivantes: la masse invariante  $M$ , l'impulsion transverse  $P_T$ , la variable de Feynman  $x_F$ , le  $\cos(\theta)$  et l'angle  $\phi$  définis dans le référentiel de Collins-Soper (référentiel lié au centre de masse du dimuon, voir Fig. 1.14) ainsi que la rapidité  $y$ .

Les sources connues contribuant au spectre en masse des dimuons dans l'intervalle  $0.2 < M_{\mu^+\mu^-} < 8$ . GeV/c<sup>2</sup> sont essentiellement:

Les désintégrations non corrélées de muons issus des mésons légers  $\pi^\pm$  et  $K^\pm$ ; le processus de Drell-Yan; la production de charme ouvert  $D\bar{D}$ ; les désintégrations des résonances vectorielles du charmonia ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ); les désintégrations des résonances de mésons vecteurs tels le  $\rho, \omega, \phi$  et les désintégrations Dalitz du  $\eta, \eta', \omega$ . Afin d'obtenir les sections efficaces de chacune des composantes de ce spectre en masse, il est indispensable de soustraire le bruit de fond des données et de simuler les différents processus pour pouvoir en déduire les taux de production respectifs.

## Bruit de fond

Le spectre en masse de dimuons de signes opposés que nous mesurons contient des paires de muons provenant des désintégrations des mésons  $\pi^\pm$  et  $K^\pm$ . Pour soustraire cette contribution, on utilise une méthode combinatoire, en s'aidant des paires de muons de même signe  $\mu^+ \mu^+$  et  $\mu^- \mu^-$  provenant des désintégrations de  $\pi^\pm$  et  $K^\pm$  et qui sont mesurées. On exprime cette contribution sous la forme suivante:

$$\left(\frac{dN}{dM}\right)_{\text{bdf}} = 2 \left(\sqrt{\frac{dN^{++}}{dM} \frac{dN^{--}}{dM}}\right)_{\ominus} + 2 \left(\sqrt{\frac{dN^{++}}{dM} \frac{dN^{--}}{dM}}\right)_{\oplus},$$

$N^{++}$  et  $N^{--}$  sont les multiplicités des dimuons de même signe et  $(\oplus, \ominus)$  sont les signes des champs. On peut voir sur les Fig. 1.15a et b la distribution en masse des dimuons de signes opposés à laquelle on applique la formule précédente pour soustraire le bruit de fond et obtenir le signal.

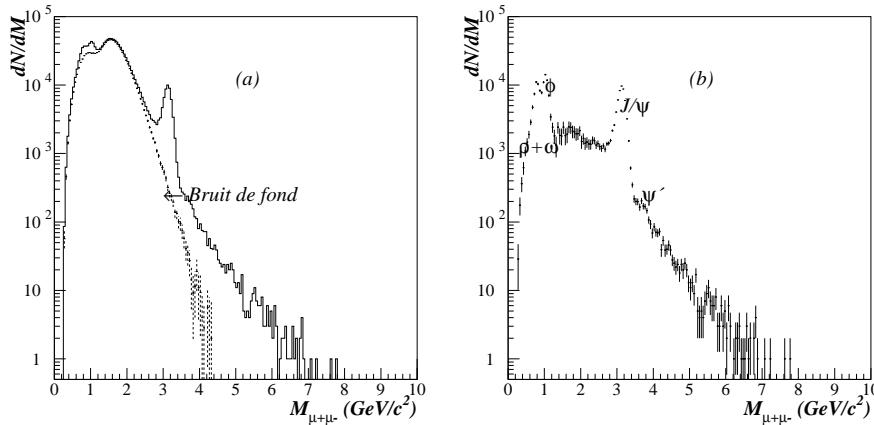


FIG. 1.15: (a) Spectre en masse de dimuons de signes opposés et bruit de fond superposé dans le système Pb-Pb. (b) Spectre en masse de dimuons de signes opposés auquel le bruit de fond a été soustrait ou spectre du signal.

## Drell-Yan

Afin de décrire le processus de Drell-Yan, on utilise un générateur Monte-Carlo qui permet de choisir la paramétrisation des fonctions de structure. On simule les processus nucléon-nucléon p-p, p-n, n-p et n-n afin de rendre compte des effets d'isospin, puis on combine les différentes contributions pour arriver à décrire la dépendance linéaire en  $A_{projectile} \times B_{cible}$ . Nous avons utilisé le code PYTHIA [Sjo92] avec la paramétrisation des fonction de structure à l'ordre le plus bas (GRV-LO), qui permet d'obtenir les formes des distributions, au facteur de norme  $K_{DY}$  près. Ce facteur rend compte des termes d'ordre supérieurs non inclus dans la simulation.

Dans le référentiel de Collins-Sopper, les muons issus de la désintégration d'une particule de spin 1 suivent la distribution angulaire

$$\frac{dN}{d\theta} \propto 1 + \cos^2 \theta$$

alors que la distribution angulaire azimuthale  $dN/d\phi$  est uniforme.

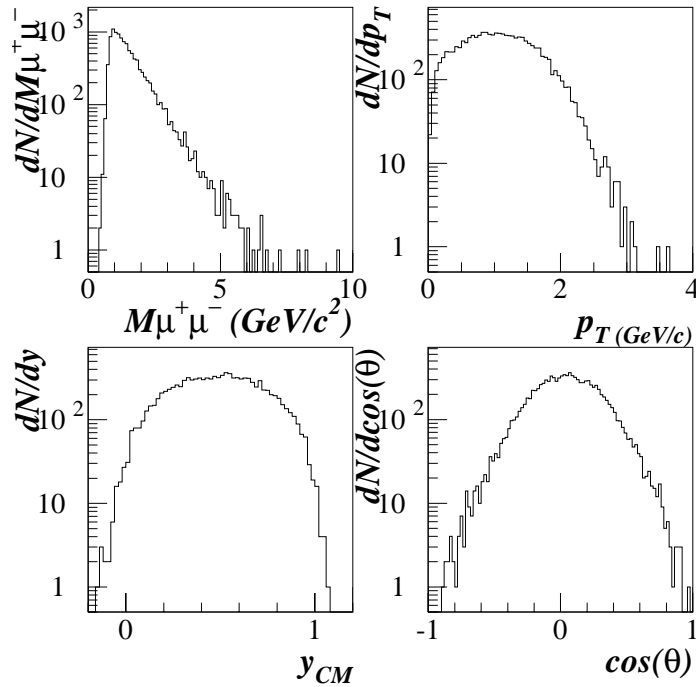


FIG. 1.16: Distribution en masse,  $p_T$ ,  $y_{CM}$  et  $\cos \theta$  des dimuons générés dans le cas du processus de Drell-Yan.

## Charme ouvert

Afin de générer des mésons charme ouvert et les faire décroître en muons, on utilise deux codes interfacés: PYTHIA et JETSET [Sjo92]. Ces codes sont adaptés aux interactions nucléon-nucléon. Comme le processus de production du charme ouvert s'effectue par fusion de gluons, les distributions cinématiques sont alors identiques dans le cas noyau-noyau et nucléon-nucléon car elles sont indépendantes des fonctions de structure des nucléons. Pour faire cette génération, on considère que la masse du quark charmé est égale à  $1.35 \text{ GeV}/c^2$  et la paramétrisation des fonctions de structure à l'ordre le plus bas (GRV-LO). Ceci permet alors d'obtenir les formes des distributions au facteur de norme  $K_{D\bar{D}}$  près.

## Résonances de basse masse

On utilise un code de génération, GENESIS créée au sein de la collaboration CERES pour générer toutes les résonances de basse masse qui se désintègrent en paires de muons. Ces résonances sont par ordre de masse,  $\eta(0.547)$ ,  $\eta_\Delta(0.547)$ ,  $\rho(0.770)$ ,  $\omega(0.782)$ ,  $\omega_\Delta(0.782)$ ,  $\eta'_\Delta(0.958)$  et  $\phi(1020)$ . Ce générateur initialement adapté à l'expérience CERES, permettait de faire une étude de la distribution en masse des diélectrons.

En ce qui nous concerne, le code GENESIS a été modifié de façon à rendre compte de la désintégration des résonances précédentes en dimuons. Ce changement introduit une différence en masse ( $e \rightarrow \mu$ ) qui va jouer surtout dans la cinématique de désintégration des résonances de basse masse. La région d'espace de phase de CERES étant différente de celle de NA38/NA50, la cinématique de ce code doit être aussi adaptée à nos conditions cinématiques.

Les sections efficaces de production de la plupart des mésons neutres légers ont été mesurées par la collaboration NA27 [AB<sup>+</sup>76] en étudiant les collisions p-p à  $400 \text{ GeV}/c$ . D'autre part, la collaboration CERES a aussi obtenue récemment des mesures des sections efficaces de production de certains mésons neutres comme le  $\eta, \omega, \rho$  et  $\eta'$  [A<sup>+</sup>98]. La combinaison des 2 sources donne les valeurs des sections efficaces des résonances qui nous intéressent et le rapport de celles-ci par rapport à celle des  $\pi^0$ ,  $\sigma(x)/\sigma(\pi^0)$  est rapporté dans le tableau ci-dessous:

Méson	$\sigma(x)/\sigma(\pi^0)$
$\pi^0$	1
$\eta$	0.053
$\rho$	0.065
$\omega$	0.065
$\eta'$	0.009
$\phi$	0.0033

Pour utiliser ces valeurs de sections efficaces à l'énergie de faisceau souhaitée, il suffit d'appliquer une loi d'échelle en  $\log(\sqrt{s})$ , ou paramétrisation de Schuler [Sch94].

La distribution en masse est très sensible au comportement de la distribution en  $p_T$  (impulsion transverse) pour chaque résonance, surtout aux très basses masses. Dans notre cas, une coupure en  $m_T$  (masse transverse), naturelle, due à l'appareillage, contribue à modifier les caractéristiques cinématiques de chaque particule. Afin d'éviter l'effet de cette coupure naturelle, on applique les coupures cinématiques suivantes:  $-0.5 < \cos\theta_{CS} < 0.5$ ,  $3. < y_{lab} < 4$ . et  $m_T > 2(y_{lab} - 3.55)^2 + m_{cut}$  où  $\theta_{CS}$  est l'angle polaire du muon dans le référentiel Collins-Soper et  $m_{cut} = 0.9 \text{ GeV}/c^2$  dans les collisions p-A et  $1.3 \text{ GeV}/c^2$  dans les collisions A-B. Dans ces cas, le lot d'événements étudiés contient des événements pour lesquelles l'acceptance ne varie pas plus que d'un facteur 10.

Les résonances  $\eta$ ,  $J/\psi$  et  $\psi'$  sont traitées à la génération par des fonctions  $\delta$  de Dirac. Les résonances  $\omega$  et  $\phi$  sont décrites par des distributions habituelles de Breit-Wigner ou Gounaris-Sakurai [GS68]. La résonance  $\rho$  pose quelques problèmes à cause de sa très grande largeur ( $150 \text{ MeV}/c^2$ ) et ses contours ne sont pas très bien connus. La paramétrisation du  $\rho$  par une distribution à la Gounaris-Sakurai conduit à un spectre en masse qui donne une contribution au delà de la masse  $5 \text{ GeV}/c^2$ , supérieure à celle du Drell-Yan, ce qui n'est pas acceptable. Une paramétrisation différente obtenue par un travail récent [Kra95] donne une forme plus raisonnable. La seule différence dans ce traitement est l'introduction d'un facteur d'espace de phase qui réduit la contribution à haute masse par rapport à la distribution de Gounaris-Sakurai. Les rapports d'embranchements des désintégrations des résonances connues en dimuons sont données par les tables PDG [B<sup>+</sup>96b], excepté pour le  $\eta'_{\Delta}$  et le  $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$  car il n'y a aucune donnée publiée à ce jour. Dans ce cas, on se contente d'utiliser les rapports d'embranchement en électrons. Le tableau ci-dessous résume les résultats des désintégrations en muons des résonances qui nous intéressent:

Méson	Désintégration	Rapport d'embranchement
$\eta$	$\mu^+ \mu^-$	$(5.8 \pm 0.8) 10^{-6}$
$\eta_{\Delta}$	$\mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.1 \pm 0.4) 10^{-4}$
$\rho$	$\mu^+ \mu^-$	$(4.6 \pm 0.28) 10^{-5}$
$\omega$	$\mu^+ \mu^-$	$7.5 10^{-5}$
$\omega_{\Delta}$	$\mu^+ \mu^- \pi^0$	$(9.6 \pm 2.3) 10^{-5}$
$\eta'$	$\mu^+ \mu^- \gamma$	$(1.04 \pm 0.26) 10^{-4}$
$\phi$	$\mu^+ \mu^-$	$(2.48 \pm 0.34) 10^{-4}$

La distribution en masse obtenue avec le code GENESIS pour les collisions p-p servira de base pour les études des collisions p- $A_{cible}$  puis ensuite pour les collisions  $A_{projectile} + B_{cible}$ . L'extrapolation de la section efficace de production d'une particule méson-vecteur de la collision p-p à la collision p- $A_{cible}$  est faite selon  $\sigma(pA) = \sigma_0 \times A^{\alpha}$ . Pour le  $\phi$ ,  $\alpha$  est autour de 0.8 et les valeurs mesurées pour la région en masse du  $\rho/\omega$  sont plus petites [Zie96]. A la distribution en masse obtenue par GENESIS, communément appelée "cocktail hadronique", les contributions du Drell-Yan et du charme ouvert devraient être



introduites pour bien décrire les distributions en masse invariante des collisions  $p-A_{cible}$  et  $A_{projectile}-B_{cible}$ , comme nous le verrons par la suite.

## 1.5 L'analyse des données

Dans ce paragraphe, je présenterai tout d'abord des résultats concernant la production du  $J/\psi$ . Je donnerai ensuite des résultats concernant le spectre des dimuons de masse inférieure à  $2 \text{ GeV}/c^2$  auquel je me suis plus particulièrement intéressée. Je montrerai des résultats de la simulation avec le code GENESIS modifié de la façon décrite au paragraphe précédent et la nécessité d'introduire des composantes supplémentaires pour représenter les données.

Les collisions étudiées par NA38 sont:  $p-A$  à  $200 \text{ GeV}/c$  avec  $A=W,U, O-U$  et  $S-U$  à  $200 \text{ GeV}/c$  par nucléon. Dans NA50, on étudie uniquement les collisions  $Pb-Pb$  à  $158 \text{ GeV}/c$  par nucléon.

### 1.5.1 Suppression du charmonium

L'énergie transverse neutre  $E_T$  est l'énergie laissée dans le calorimètre électromagnétique par les particules neutres ( $\pi^0$ ) produites dans la collision. Plus la collision est violente, plus cette énergie est élevée.

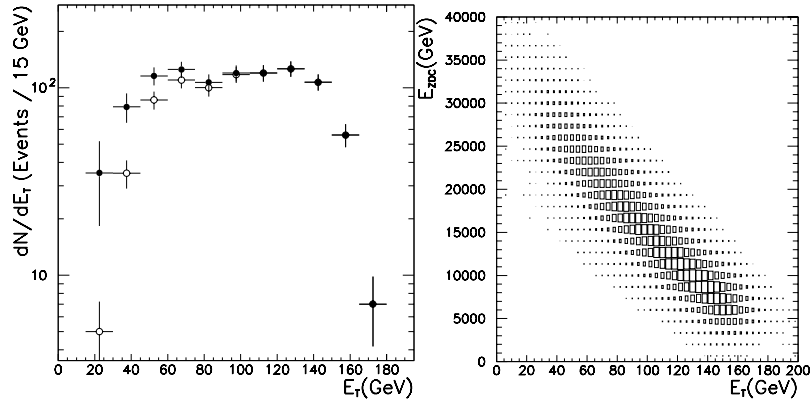


FIG. 1.17: (gauche) Distribution en énergie transverse neutre du Drell-Yan dans les collisions  $Pb-Pb$ . Les cercles pleins représentent les données brutes et les cercles vides donnent l'énergie après correction de l'efficacité cible. (droite) Corrélation  $E_T-E_{ZDC}$  dans les collisions  $Pb-Pb$ .

La Fig. 1.17(gauche) représente la distribution en énergie transverse neutre du processus de Drell-Yan de masse supérieure à  $4 \text{ GeV}/c^2$  dans les collisions  $Pb-Pb$  à  $158 \text{ GeV}/c$  par nucléon. Dans le cas de NA50, le calorimètre à zéro degré (ZDC) mesure l'énergie

des fragments ou des particules incidentes qui n'ont pas interagit. L'information extraite de ce détecteur est directement liée à la centralité de la collision. On peut voir sur la Fig. 1.17(droite) la corrélation  $E_T$ - $E_{ZDC}$ . L'étroitesse de cette dernière montre que  $E_T$  est une bonne mesure de la centralité de la collision.

A partir de ces mesures en  $E_T$  et en utilisant un modèle géométrique [B<sup>+</sup>90], on peut extraire la valeur du paramètre d'impact. Ce même modèle permet de calculer une variable  $\bar{L}$  qui représente la distance moyenne traversée dans le noyau par la paire  $c\bar{c}$  avant formation du charmonium. C'est en fait une mesure de l'absorption du système  $c\bar{c}$  dans le noyau. La corrélation  $E_T$ - $\bar{L}$  calculée [A<sup>+</sup>97] est illustrée par la Fig. 1.18.

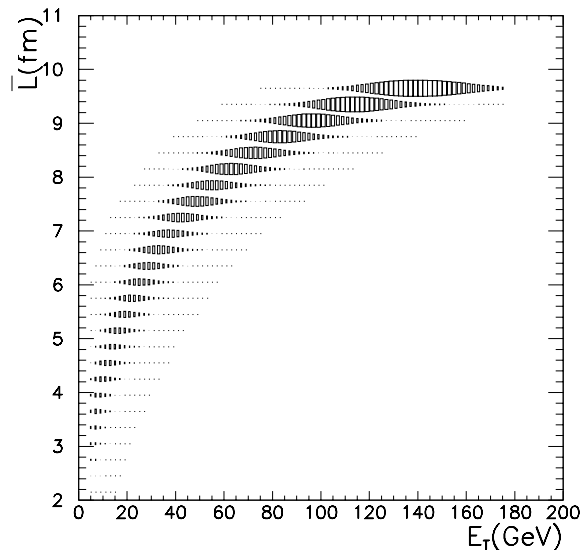


FIG. 1.18: Corrélation  $E_T$ - $\bar{L}$ , voir le texte.

Comme on l'a déjà vu, le Drell-Yan est un processus “dur” qui n'est pas affecté par la présence de la matière nucléaire qui l'entoure. Pour cette raison, il sert de référence pour comparer les taux de production d'autres processus affectés par la phase de déconfinement tels que le  $J/\psi$  ou le  $\psi'$ . Le rapport des sections efficaces du  $J/\psi$  par rapport au Drell-yan en tenant compte des rapports d'embranchement en dimuons,  $B_{\mu\mu}\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell - Yan)$ , est représenté en fonction du paramètre  $\bar{L}$  pour différents systèmes sur la Fig. 1.19. Les données à 450 GeV/c et 200 GeV/c par nucléon ont été rapportés à l'énergie de 158 GeV/c (celle de la réaction Pb-Pb). Cette correction d'énergie a été faite à l'aide de la paramétrisation de Schuler [Sch94].

On peut voir que, hormis les collisions Pb-Pb, tous les points issus de toutes les données peuvent être ajustées avec un modèle d'absorption, paramétrisé par  $exp(-\rho L\sigma_{abs})$  où  $\rho = 0.17$  nucléons/fm<sup>3</sup> est la densité nucléaire standard. La section efficace d'absorption obtenue est  $\sigma_{abs} = 5.8 \pm 0.6$  mb compatible avec les prédictions théoriques [KS96].

Les points issus des données Pb-Pb montrent un comportement nouveau. Les points qui représentent les collisions les plus périphériques ( $L < 8$  fm) suivent la courbe d'absorption. Par contre, les points issus des collisions plus centrales se démarquent du reste des points et révèlent un effet de seuil, probablement associé à un mécanisme de suppression du  $J/\psi$  différent de l'absorption nucléaire standard. Deux types d'interprétation sont mis en avant. Certains modèles sont basés sur des mécanismes classiques (absorption par des particules créées dans l'interaction, comovers, perte en énergie des nucléons incidents avant formation du  $J/\psi$ , etc...). Mais la plupart des travaux théoriques récents expliquent ce phénomène dans un contexte de formation de plasma de quarks et de gluons [Kha96, Won96, BO96, A<sup>+</sup>96, K<sup>+</sup>97, NS98].

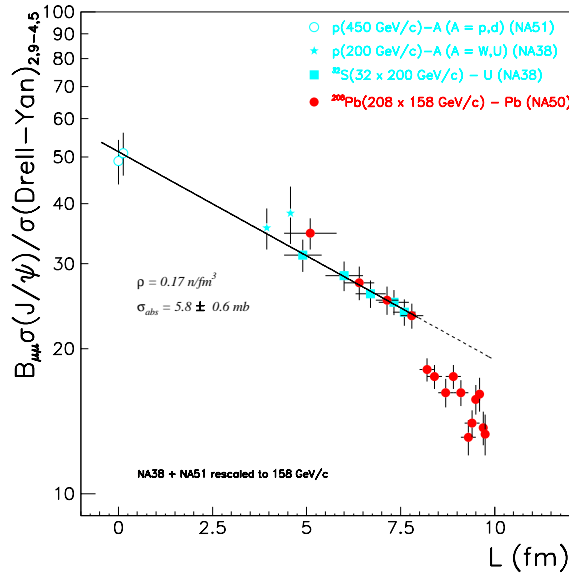


FIG. 1.19:  $B_{\mu\mu}\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell - Yan)$  en fonction de  $L$  pour tous les systèmes étudiés.

Le  $\psi'$  a un rayon plus grand que le  $J/\psi$ . On s'attend à ce que l'absorption nucléaire soit plus importante dans ce cas. On constate sur la Fig. 1.20 que pour les systèmes p-A, elle est identique à celle du  $J/\psi$ , indiquant par la-même que seul un état pré-résonant  $c\bar{c}$  traverse la matière; la formation du  $J/\psi$  et du  $\psi'$  a lieu loin de la zone d'interaction.

Pour les systèmes S-U et Pb-Pb,  $\psi'$  montre une suppression plus grande. Plusieurs travaux théoriques [GV97, C<sup>+</sup>97, CK97] ont essayé d'expliquer ce résultat par une absorption supplémentaire induite par les "comovers" (hadrons produits dans l'interaction). Cette explication n'est pas contradictoire cependant avec l'existence d'une source additionnelle d'absorption par un plasma [Won96].

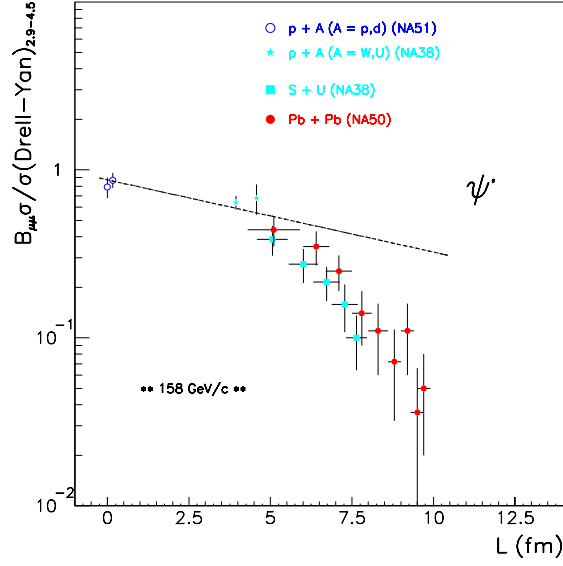


FIG. 1.20:  $B_{\mu\mu}\sigma(\psi')/\sigma(Drell - Yan)$  en fonction de  $L$  pour tous les systèmes étudiés.

En conclusion, les résultats présentés sur la production du  $J/\psi$  et du  $\psi'$  suggèrent l'existence d'un mécanisme d'absorption différent de l'absorption nucléaire pour les systèmes où la densité et le volume d'interaction sont élevés.

### 1.5.2 L'Analyse des Basses Masses

L'analyse de cette région de masse est basée entièrement sur l'utilisation du code GENESIS modifié pour tenir compte des conditions expérimentales de NA38 et NA50, pour générer les sources de désintégrations hadroniques ainsi que d'autres codes standard (PYTHIA) pour générer la production du Drell-Yan et du charme ouvert. Ce type d'analyse a déjà fait l'objet d'un premier travail de thèse [Def96] dans ce domaine dans NA38 et NA50.

Dans un premier temps, on étudie le spectre en masse invariante des dimuons produits dans la collision p-U à 200 GeV/c par nucléon. Ces résultats obtenus sont alors comparés à ceux des systèmes p-Be et p-Au à 450 GeV/c par nucléon de l'expérience CERES. On montrera aussi l'étude faite sur des systèmes plus lourds comme S-S ou S-U à 200 GeV/c par nucléon et quelques résultats préliminaires sur Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon.

#### La collision p-U

Les événements dimuons obtenus dans les collisions p-p par GENESIS dans tout l'espace de phase peuvent être maintenant utilisés pour étudier le système p-U. Il faut au

préalable tenir compte des effets d'acceptance et de smearing du dispositif expérimental (déformation des données due à l'appareillage). Il faut également prendre en compte la variation de la section efficace de production de chaque résonance avec la masse du noyau à l'aide du facteur  $A^\alpha$ . Les paramètres  $\alpha$  de  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$  sont laissés libres lors de l'ajustement, tout en les gardant compatibles avec les valeurs obtenues expérimentalement, c'est à dire  $\alpha(\rho, \omega) \sim 0.75$  et  $\alpha(\phi) \sim 0.8$  [Zie96]. On suppose que la dépendance en  $\alpha$  de  $\eta$  et  $\eta'$  est la même que celle du  $\rho$  et du  $\omega$ .

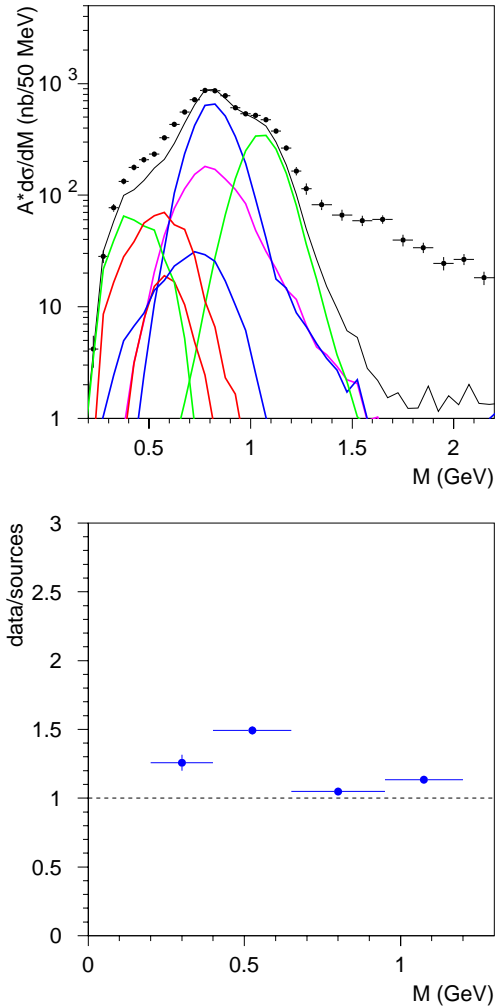


FIG. 1.21: (**haut**) Distribution en masse invariante des dimuons des données expérimentales  $p$ - $U$  sur laquelle est superposé le “cocktail hadronique” obtenu par le code *GENE-SIS*. (**bas**) Rapport des données sur les sources générées pour des masses inférieures à  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  en 4 bins.

On peut voir sur la Fig. 1.21 du haut, “le cocktail hadronique”, c.a.d. toutes les contributions des désintégrations hadroniques, superposé sur les points expérimentaux obtenus avec  $\alpha_\omega=0.78$  et  $\alpha_\phi=0.82$ . Il s’agit des quatre spectres de désintégrations en dimuons des résonances  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  et  $\eta$  et des trois spectres de désintégration Dalitz  $\eta_\Delta$ ,  $\eta'_\Delta$  et  $\omega_\Delta$ . Le rapport des données sur les sources générées montre un excès de 50% autour de la masse 0.5 GeV/c<sup>2</sup>.

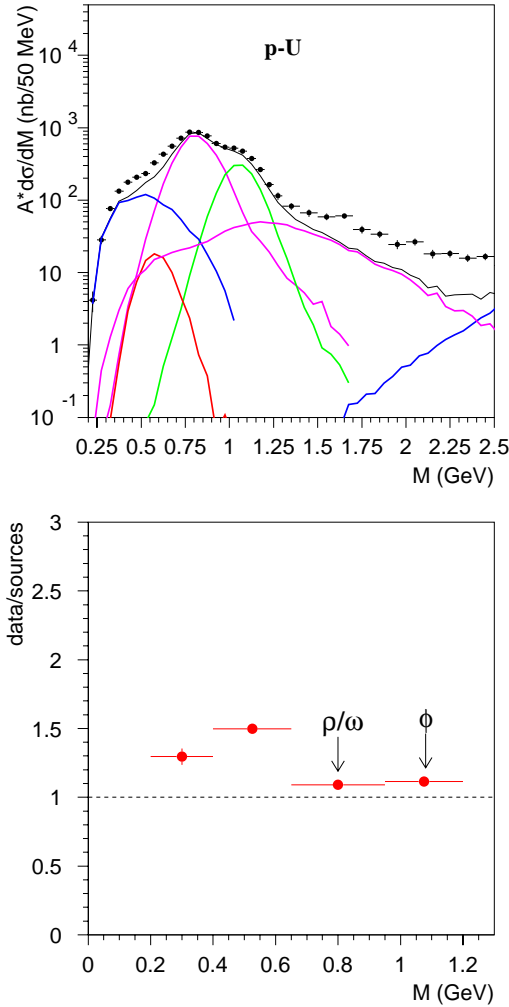


FIG. 1.22: **(haut)** Distribution en masse invariante des dimuons des données expérimentales p-U sur laquelle est superposé le “cocktail hadronique” + contribution due au charme. **(bas)** Rapport des données sur les sources générées pour des masses inférieures à 1.5 GeV/c<sup>2</sup> en 4 bins.

On rajoute maintenant la contribution due à la production du charme ouvert. Ce

processus n'a pas été pris en compte par CERES pour la simple raison qu'il contribue très peu au spectre dileptons pour des masses inférieures à  $1 \text{ GeV}/c^2$ . Dans le cas de NA38, ce processus est d'autant plus important que la coupure naturelle en  $p_T$  (grand  $p_T$ ) tend à réduire les contributions Dalitz relativement à la production de  $D\bar{D}$ . Les paires de muons originaires de la désintégration semi-leptonique du charme ouvert ont été générés comme décrit plus haut grâce au générateur PYTHIA [Sjo92] dans les collisions p-p dont la section efficace est estimée à  $5.1 \mu\text{b}$ . Pour extrapoler au système p-U, la section efficace doit être multipliée par le facteur  $K_{D\bar{D}}$  estimé à 5.5. D'autre part, il faut également multiplier la section efficace par le nombre de nucléons cible mis en jeu dans la collision (dépendance linéaire en A). La Fig. 1.22 du haut montre la distribution en masse expérimentale ( $M < 2.5 \text{ GeV}/c^2$ ) obtenue dans la collision p-U sur laquelle sont superposées les distributions provenant du "cocktail hadronique" et la distribution provenant de la production du charme ouvert. On peut clairement voir que la simulation ne décrit pas les données. Il faut noter tout de même que le Drell-Yan qui est un processus dominant à partir de la masse  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  n'a pas été pris en compte.

Pour apprécier cette différence, on représente le rapport des données sur les sources simulées ("cocktail hadronique" + charme) en fonction de la masse pour quatre intervalles en masse, Fig. 1.22 du bas. On peut remarquer que le continuum en dessous de la masse du  $\omega$  est 50% plus grand que les prévisions des sources générées. On ne décrit donc pas bien les données p-U.

Peut-on comparer ce résultat aux analyses de CERES? On peut voir sur la Fig. 1.5 qu'un léger excès des données est visible par rapport aux sources générées dans le système p-Au et p-Be. Cet excès en diélectrons autour de la masse  $0.5 \text{ GeV}/c^2$  est presque insignifiant comparé à celui obtenu dans les collisions p-U dans NA38. On peut penser qu'un tel écart est lié à l'absence d'un processus physique. Il pourrait s'agir du Drell-Yan, processus dominant à haute masse. Pourquoi ne pas l'inclure?

A haute masse, on sait calculer le Drell-Yan dans le cadre de la QCD perturbative. Par contre, l'extension de ces calculs aux basses masses pose problème. Jusqu'à présent, aucun calcul théorique ne sait prédire le Drell-Yan en dessous d'une masse de  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Il n'est biensûr pas satisfaisant de considérer qu'il n'y a plus de contribution du Drell-Yan en dessous de  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Pour cette raison, nous avons extrapolé la courbe du Drell-Yan obtenue à haute masse vers les basses masses. Comme décrit en page 25, on simule le processus Drell-Yan par le générateur PYTHIA [Sjo92] avec une paramétrisation GRV-LO de la fonction de structure. Cependant, on n'impose aucune limite en masse et le résultat de cette simulation est rajouté à celui du "cocktail hadronique" + charme. Comme on peut le constater sur la Fig. 1.23 du haut, les sources attendues simulées ajustent les données expérimentales correctement et le rapport données/sources (figure du bas) est proche de 1 pour les 4 bins en masse choisies.

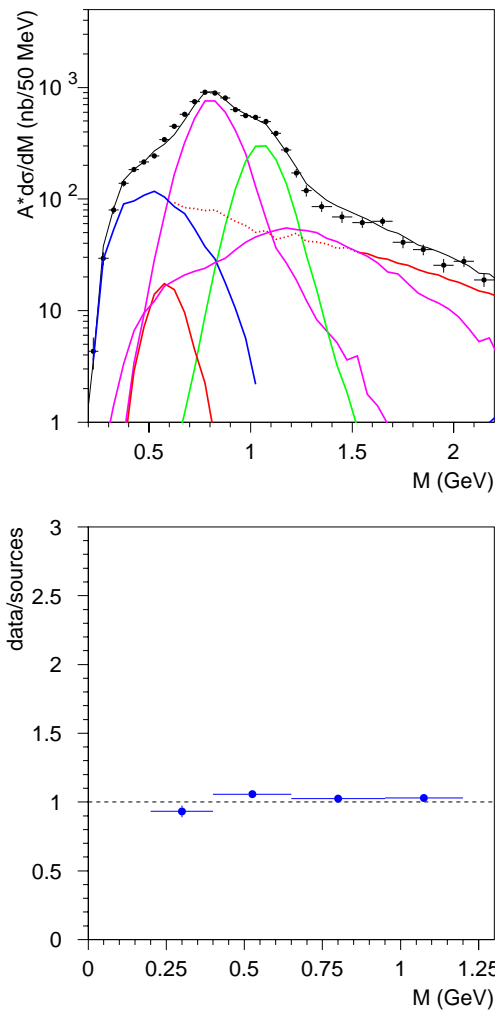


FIG. 1.23: **(haut)** Distribution en masse invariante des dimuons des données expérimentales  $p$ - $U$  sur laquelle est superposé le “cocktail hadronique” + contribution due au charme + contribution du Drell-Yan extrapolé aux basses masses. **(bas)** Rapport des données sur les sources générées pour des masses inférieures à  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  en 4 bins.

Pour quelle raison HELIOS-1 et CERES ( $p$ -Be) n’ont-ils pas eu besoin de rajouter le processus de Drell-Yan ni d’ailleurs le charme ouvert? Il faut se rappeler, que dans le cas des expériences NA38/NA50, il y a une coupure naturelle en  $p_T$  qui se traduit par une coupure en  $m_T$  autour de  $1 \text{ GeV}/c^2$ . Cette coupure se manifeste par un comportement différent suivant le processus considéré. En particulier, les désintégrations hadroniques dites processus “mou” telles que les désintégrations Dalitz sont fortement supprimées relativement aux processus dits “dur” tels que le Drell-Yan et le charme ouvert, voir



Fig. 1.24. On voit clairement sur cette figure l'effet de la coupure en  $m_T$  qui accroît l'importance relative du processus de Drell-Yan aux basses masses.

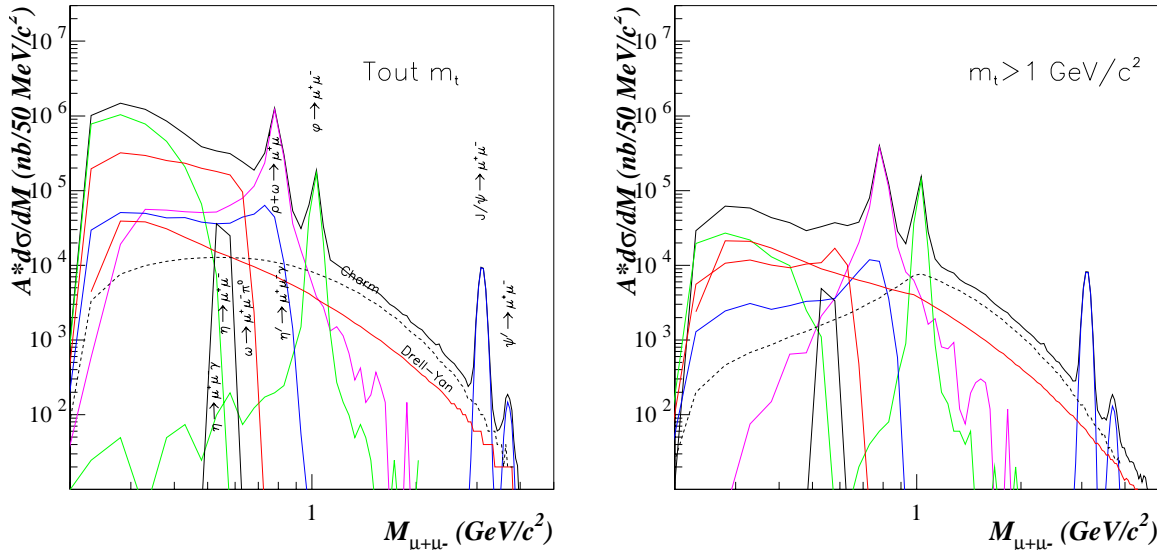


FIG. 1.24: L'ensemble des contributions aux basses masses sans aucune coupure et à  $m_T > 1 \text{ GeV}/c^2$ .

Dans le cas de CERES et de HELIOS-1, aucune coupure de ce type n'est appliquée et les processus à bas  $p_T$  survivent. De ce fait, le Drell-Yan ainsi que le charme ouvert prennent une importance presque négligeable devant la contribution due aux désintégrations hadroniques et le "cocktail hadronique" est amplement suffisant pour décrire les sources de désintégrations leptoniques.

Pour reproduire les résultats p-U, nous avons dû introduire une extrapolation à basse masse du processus de Drell-Yan. Naturellement, une telle extrapolation ne sera pleinement convaincante que si des calculs dans le cadre de QCD non perturbative pouvaient être fait et la confirmer. Il est également possible qu'un autre mécanisme puisse expliquer les résultats expérimentaux. Dans ce cas, l'extension vers les basses masses du processus de Drell-Yan doit être considéré seulement comme un moyen de représenter une source supplémentaire de dimuons, nécessaire pour rendre compte de nos données, en plus des ingrédients du "cocktail hadronique" et du charme.

### Les collisions S-S, S-U et Pb-Pb

Dans le cas de l'analyse des données des collisions S-S et S-U à 200 GeV/c on constate qu'en général la région en masse en dessous du  $\rho$ , révèle un excès en données par rapport

aux sources générées, voir Fig. 1.25 et 1.26. Les sources générées incluent le “cocktail hadronique” et les contributions du charme ouvert et du Drell-Yan extrapolé aux basses masses.

D’autre part si on évalue le rapport données sur sources, on observe qu’il est toujours plus important dans la région du  $\phi$  comparé à la région du  $\rho + \omega$ . S’agit-il d’un signe de l’augmentation de l’étrangeté? Signe d’ailleurs attendu dans le contexte de formation du plasma de quarks et de gluons.

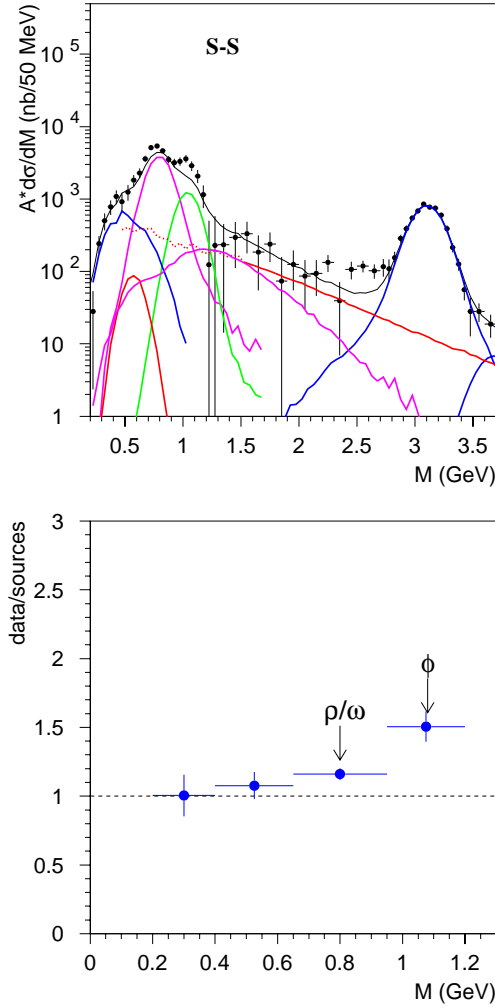


FIG. 1.25: (*haut*) Spectre en masse obtenu par génération du “cocktail hadronique” + charme + Drell-Yan à basses masses superposé aux données pour les collision S-S. (*bas*) Rapport données sur sources générées.

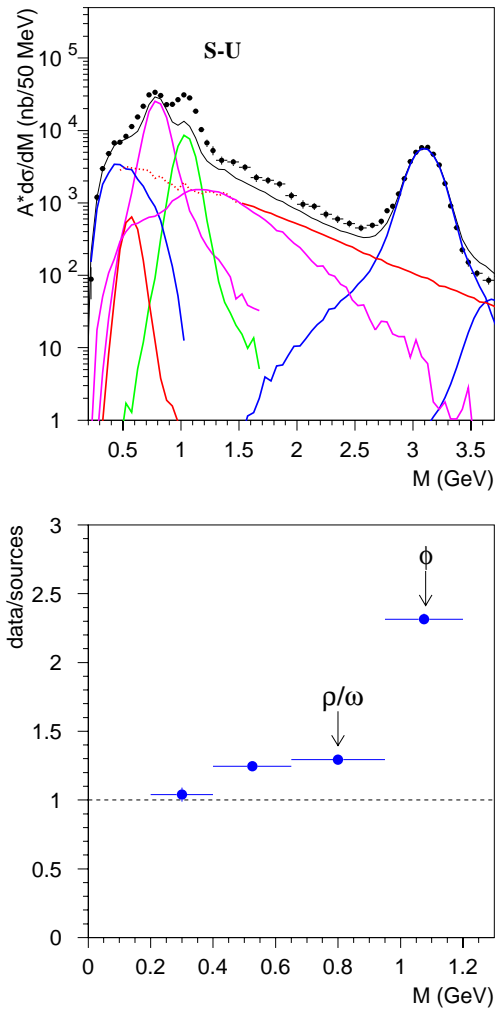


FIG. 1.26: (*haut*) Spectre en masse obtenu par génération du “cocktail hadronique” + charme + Drell-Yan à basses masses superposé aux données pour les collision S-U. (*bas*) Rapport données sur sources g n r es.

Dans le cas du Pb-Pb, les données souffrent d’une mauvaise acceptation et la résolution en masse dans la région des basses masses est assez mauvaise, ce qui rend difficile l’extraction de l’information. En effet, NA50 a été optimis e en résolution en masse dans la région du  $J/\psi$  ( $\sim 100 \text{ MeV}/c^2$ ). Cependant, l’analyse entreprise permet quand même d’avoir une information qualitative sur l’origine des sources qui contribuent au spectre en masse des dimuons, voir Fig. 1.27.

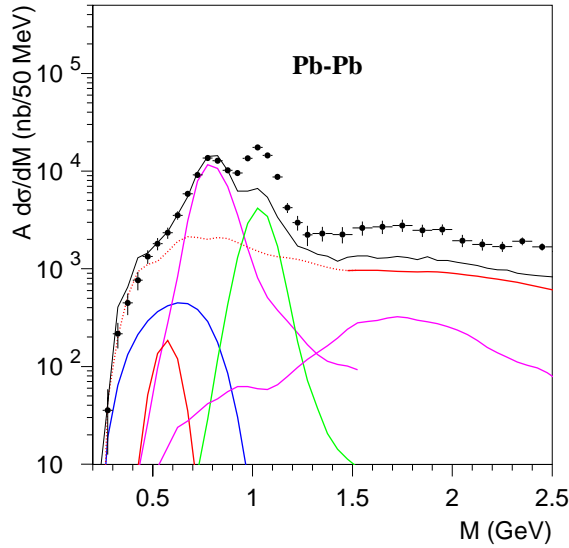


FIG. 1.27: Spectre en masse obtenu par génération du “cocktail hadronique” + charme + Drell-Yan à basses masses superposé aux données pour les collision Pb-Pb.

### En résumé

L’analyse des basses masses dans les collisions d’ions lourds étudiées dans NA38 et NA50 permet de dire que le “cocktail hadronique” qui décrit si bien les spectres en masse des dileptons des expériences CERES et HELIOS-1 n’est pas suffisant pour décrire les données p-U de NA38 puisqu’on observe un excès de 50% des données par rapport aux sources générées pour les masses inférieurs à 0.7 GeV/c<sup>2</sup>. Pour avoir un meilleur accord, il faut rajouter la contribution du charme ouvert et du Drell-Yan extrapolé aux très basses masses. Les résultats obtenus dans la collision p-U sont extrapolés aux collisions S-S et S-U et montrent un excès des données par rapport aux sources simulées dans la région des très basses masses ( $m=0.5$  GeV/c<sup>2</sup>) évalué à 25% voir 30% selon le système étudié. Cet excès semble être encore plus prononcé dans la région du  $\phi$  puisqu’il est supérieur de plus d’un facteur 2 par rapport aux prévisions.

Ce type d’analyse se poursuit avec une étude plus approfondie et plus précise du système Pb-Pb avec des données récentes. Plus récemment aussi, une étude en fonction de l’impulsion transverse de tous les systèmes a été effectuée [col98].

D’autre part, un projet d’étude des basses masses dans d’excellentes conditions d’acceptance et de résolution a été proposé. Il consiste à mesurer la trajectoire des particules près de la cible grâce à un ensemble de plans de pixels disposés dans un champ magnétique. Des expériences préliminaires avec faisceau de protons ont permis d’obtenir une résolution en masse de 25 MeV/c<sup>2</sup> pour la résonance  $\omega$ .

## 1.6 Conclusion

NA38 et NA50 sont des expériences dédiées à la détection des dimuons dans le but d'étudier la suppression du charmonium ( $J/\psi$  et  $\psi'$ ) dans le contexte de la formation du plasma de quarks et de gluons prédit par Matsui et Satz en 1986 [MS86].

A ce jour, le résultat des études a montré l'existence de cette suppression. On a observé qu'elle est d'autant plus forte que le volume d'interaction et la densité d'énergie sont grands comme le confirment les récents résultats des collisions Pb-Pb à 158 A GeV/c. Cette suppression est expliquée par l'absorption nucléaire de la paire  $c\bar{c}$  jusqu'au système S-U à 200 A GeV/c. En ce qui concerne Pb-Pb, nous observons une absorption plus élevée que celle extrapolée à partir des systèmes plus légers. L'interprétation de ce résultat fait appel à des modèles classiques mais aussi à des modèles faisant intervenir la formation du plasma de quarks et de gluons.

L'étude des sources de désintégration hadronique du spectre en masse invariante des dimuons dans l'intervalle en masse  $0.2 < m_{\mu\mu} < 4.0$  GeV/c<sup>2</sup> permet d'évaluer notre compréhension des sources de production des dimuons détectés. Il permet aussi d'évaluer le comportement de l'étrangeté par rapport au comportement du charmonium. Cependant, ces expériences, surtout dans le cas de NA50, n'ont pas été optimisées pour donner une bonne résolution en masse en dessous de 2. GeV/c<sup>2</sup>. Nous avons cependant obtenu des résultats intéressants et montré une augmentation de la production de  $\phi$  pour S-U par rapport à p-U. Dans un futur proche, NA50 va se doter d'un nouveau détecteur qui permettra d'accéder à des résolutions en masse excellentes et qui permettra de continuer cette étude dans de bonnes conditions.

La physique des ions lourds ultra-relativistes ne sera pas achevée avec le programme du SPS du CERN puisque des machines telles que le RHIC (Brookhaven aux USA) avec les expériences STAR et PHENIX et le LHC au CERN avec l'expérience ALICE ou CMS/ions lourds vont sonder la matière nucléaire jusqu'à des densités d'énergies très importantes. A RHIC l'énergie dans le centre de masse sera de 200 GeV et pour ALICE et CMS, elle sera de 5 TeV. Dans ces conditions, il y a bien des chances que la formation du QGP soit confirmée très prochainement.

# Bibliographie

- [A<sup>+</sup>95] Akesson T. et al. – *Zeichrift Für Physics*, vol. C, n° 68, 1995, p. 47.
- [A<sup>+</sup>96] Armesto N. et al. – *Physics Review Letters*, vol. 77, 1996, p. 3736.
- [A<sup>+</sup>97] Abreu M.C. et al. – *Physics Letters*, vol. B, n° 410, 1997, p. 327.
- [A<sup>+</sup>98] Agakichiev G. et al. – *The European Physical Journal*, vol. C, n° 4, 1998, p. 231.
- [AB<sup>+</sup>76] Aguilar-Benitez M. et al. – *Zeichrift Für Physics*, vol. C, n° 50, 1976, p. 405.
- [B<sup>+</sup>] Brun R. et al. – Detector description and simulation tool. *In: GEANT version 3.16*. – CERN Program Long Writeup W5013.
- [B<sup>+</sup>90] Baglin C. et al. – *Physics Letters*, vol. B, n° 251, 1990, p. 472.
- [B<sup>+</sup>96a] Baglin C. et al. – *Physics Letters*, vol. B, n° 368, 1996, pp. 239–243.
- [B<sup>+</sup>96b] Barnett R.M. et al. – *Physics Review*, vol. D, n° 54, 1996, p. 1.
- [BG76] Bourquin M. et Gaillard J.M. – *Nuclear Physics*, vol. B, n° 114, 1976, p. 334.
- [Bjo83] Bjorken J.D. – Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region. *Physics Review*, vol. D, n° 27, 1983, p. 140.
- [BO96] Blaizot J.P. et Ollitraut J.Y. – *Physics Review Letters*, vol. 77, 1996, p. 1703.
- [C<sup>+</sup>97] Capella A. et al. – *Physics Letters*, vol. B, n° 393, 1997, p. 431.
- [CK97] Cassing W. et Ko C.M. – *Physics Letters*, vol. B, n° 396, 1997, p. 39.
- [col98] collaboration NA50. – *Low mass dimuon production in proton and ion induced interactions at the SPS*, 1998. To be submitted to Euro. Phys. J. C.
- [Def96] Defalco A. – 1996. PhD Thesis, Università di Cagliari.
- [GS68] Gounaris G.J. et Sakurai J.J. – *Physics Review Letters*, no21, 1968, p. 244.

- [GV97] Gavin S. et Vogt R. – *Physics Review Letters*, vol. 78, 1997, p. 1006.
- [He96] Helstrup H. et experiment WA97. – Wa97 results on strangeness production in lead-lead collisions at 158 a gev/c. *In: Quark matter' 96, Nuclear Physics A610 (1996)*, éd. par P. Brau-Munzinger, H. Specht R. Stock et Stocker H.
- [hel98] 1998. CERN/EP/98-82.
- [K<sup>+</sup>97] Kharzeev D. et al. – *Zeichrift Für Physics*, vol. C, n° 74, 1997, p. 307.
- [KH90] Koch P. et Heinz U. – *In: Proc. of the 'International Workshop on QGP Signatures.* – Strasbourg, France, 1990.
- [Kha96] Kharzeev D. – *Nuclear Physics*, vol. A, n° 610, 1996, p. 418c.
- [KP84] Karsch F. et Petronzio R. – *Physics Letters*, vol. B, n° 139, 1984, p. 403.
- [Kra95] Kralik I. – testi di dottorato, Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, 1995.
- [KS96] Kharzeev D. et Satz H. – *Physics Letters*, vol. B, n° 366, 1996, p. 316.
- [M<sup>+</sup>94] Mazoni M.A. et al. – *Nuclear Physics*, vol. A, n° 566, 1994, p. 95c.
- [M<sup>+</sup>95] Masera M. et al. – *In: Proc. Quark Matter 95.* – Heidelberg, Germany, 1995.
- [MS86] Matsui T. et Satz H. – *Physics Letters*, vol. B, n° 178, 1986, p. 416.
- [NA183] NA10 Collaboration. – A high-resolution spectrometer for the study of high-mass muons produced by intense hadron beam. *Nuclear Instrumentation Method*, no223, 1983, p. 223.
- [NS98] Nardi M. et Satz H. – 1998. CERN-PH/9805247.
- [Pi93] Pi Hong. – An event generator for interactions between hadrons and nuclei, fritiof version 7. *In: Computer Physics Communications.* – LUND pack programs, 1993.
- [R<sup>+</sup>82] Rafelski J. et al. – *Physics Review Letters*, no48, 1982, p. 1066.
- [Sat95] Satz H. – Hard probes of dense matter. – preprint HEP-PH/9502322, 1995.
- [Sch94] Schuler G.A. – 1994. CERN-TH/7170/94.
- [SF88] Svetitsky B. et Fucito F. – *Physics Letters*, vol. B, n° 207, 1988, p. 263.
- [Sjo92] Sjostrand Torbjorn. – *In: PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.* – CERN Program Long Writeup W5035/W5044, 1992.

- [SocE95] Schub M.H. et others (collaboration E789). – *Physics Review*, vol. D, n° 52, 1995, p. 1307.
- [Vau] Vautherin D. – Equation d'état de la matière dense et transition de phase. *In: Ecole d'été Gif-sur-Yvette.* – IN2P3.
- [Won96] Wong C.Y. – *Nuclear Physics*, vol. A, n° 610, 1996, p. 434c.
- [Zie96] Zieminski A. – *In: coll. E672-E706, XXVIII International Conference on high energy physics.* – Warsaw, Poland, 1996.



# Chapitre 2

## Etude d'un prototype de RICH à focalisation de proximité pour AMS

### 2.1 Introduction

AMS est une expérience qui est concernée à la fois par des problématiques cosmologiques et par des problématiques de physique des particules. Il s'agit d'un spectromètre magnétique qui sera installé sur la future Station Spatiale Internationale(ISS). Ce spectromètre sera équipé, entre autres détecteurs, d'un RICH (Ring Imaging Čerenkov Counter), sujet de toute notre attention puisque l'ISN de Grenoble contribuera à sa construction.

Ce chapitre comprend donc une première partie concernant la physique d'AMS, physique concernant à la fois la cosmologie et la physique des particules, appelée astroparticule. Une deuxième partie décrira le projet expérimental et les mesures attendues. Une dernière partie développera les travaux concernant le prototype de détecteur RICH que nous avons conçu à l'ISN de Grenoble, puis testé aux rayons cosmiques et sur faisceau d'accélérateur, et donnera les résultats de l'analyse des données. Nous concluerons sur les perspectives du RICH d'AMS.

### 2.2 De l'astroparticule avant toute chose

AMS utilise les outils de la physique des particules pour effectuer des recherches en astrophysique classique des rayonnements cosmiques, pour traquer la présence d'antimatière galactique ou extra-galactique afin de tenter de donner une réponse au mystère de la symétrie matière-antimatière dans l'Univers primordial, et enfin pour examiner les signes probables de la présence de la matière noire froide non-baryonique qui se manifesterait par un excès d'antiprotons de basse énergie dans les spectres d'antiprotons des rayonnements cosmiques.

Cette section comprend donc un paragraphe dédié aux rayonnements cosmiques en

général, un deuxième au problème de la symétrie matière-antimatière dans l'univers primordial et un dernier à la recherche de la matière noire froide non-baryonique.

### 2.2.1 Les rayons cosmiques

L'astrophysique des particules du rayonnement cosmique concerne l'étude de nombreuses particules d'énergie s'étendant jusqu'à des valeurs de l'ordre de  $10^{20}$  eV. Ces particules peuvent être d'origine galactique ou extra-galactique, ayant subi des mécanismes d'accélération et d'interaction avec des milieux interstellaires variés. Elles sont de type primaire ou secondaire selon qu'elles aient interagi avec un milieu quelconque ou non. Les rayonnements cosmiques classiques que l'on observe sur terre ou dans la haute atmosphère, ont été découverts en 1912 grâce à une expérience en ballon. Ce sont des ions ionisés avec des énergies qui vont de quelques MeV à quelques TeV, entrant dans l'atmosphère avec un flux moyen de 1000 particules par  $\text{cm}^2$  et par seconde.

#### A) Les particules primaires

Les rayons cosmiques chargés sont composés pour 98% de noyaux et pour 2% d'électrons. Les éléments lourds constituent seulement 1% des noyaux alors que les protons en constituent 87% et les particules  $\alpha$  12% [1].

Grâce aux mesures directes, les distributions des abondances relatives des éléments, obtenues pour les rayonnements cosmiques et pour le soleil, montrent des similitudes étonnantes [2], voir Fig 2.1. Ce constat prouverait que les origines des mécanismes de création de ces rayonnements sont les étoiles. Il y a cependant quelques différences comme on peut l'apprécier sur la Fig 2.1: comparée à la distribution obtenue pour le système solaire, la distribution des rayonnements cosmiques montre que les éléments H (hors échelle) et He s'amenuisent comparés aux éléments lourds et que les 3 éléments Li, Be et B et les éléments juste en dessous du Fe sont plus abondants. Comme les éléments Li, Be et B ne peuvent pas être produits directement par la nucléosynthèse des éléments à partir des étoiles, on peut penser qu'ils sont produits par spallation sur le milieu interstellaire. Le rapport entre les particules primaires (C,N et Fe) et les particules secondaires (Li, Be et B), permet d'estimer la durée de vie des particules dans la galaxie, ce qui nous donne le chiffre de quelques  $10^6$  années [5].

L'activité du soleil se caractérise par sa modulation dont le cycle est de 11 années. Cette modulation est observée aussi dans les rayonnements cosmiques. La contribution des flux de particules drainés par les vents solaires, lors de l'activité solaire maximum, est particulièrement visible aux énergies de l'ordre de 1 GeV/n. D'autre part, l'influence du champ magnétique terrestre s'observe aussi sur les distributions des rayonnements cosmiques et indique la présence d'une dépendance des flux par rapport à la latitude géographique d'observation [1].

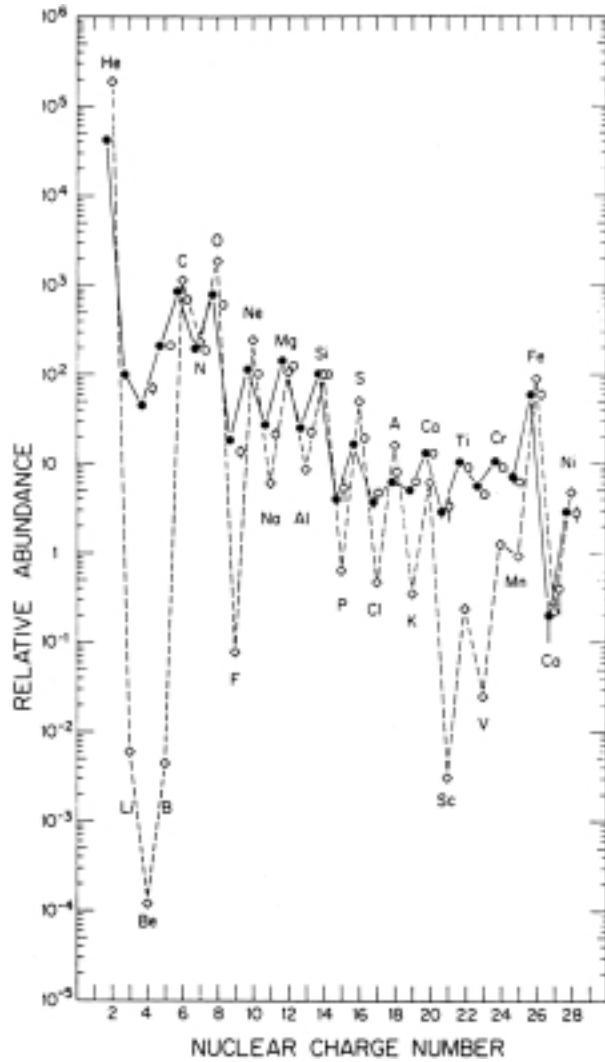


FIG. 2.1: Abondances relatives des éléments obtenues pour les rayonnements cosmiques (cercles ouverts et pleins) et le soleil (losanges), normalisées au Silicium [1]. Les cercles ouverts correspondent à des mesures à des énergies de l'ordre de 1 à 2 GeV/n. Les cercles pleins à des énergies entre 70 et 280 MeV/n. L'élément H est hors échelle.

La distribution des abondances relatives des éléments est, à peu près, indépendante de l'énergie en dessous de quelques TeV et, pratiquement inconnue à ce jour au delà. On observe néanmoins des flux de particules atteignant des énergies de l'ordre de quelques  $10^{20}$  eV. Le spectre du flux de particules en fonction de l'énergie est bien décrit par les mesures expérimentales comme le montre la Fig 2.2 et est paramétrisé par une loi en puissance:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma} ,$$

où  $\gamma \simeq 2.7$  jusqu'à  $10^{15}$  eV, valeur à partir de laquelle on observe la formation d'un "genou" puis une décroissance raide ( $\gamma \simeq 3$ ) jusqu'aux énergies de quelques  $10^{18}$  eV. Au delà, les flux sont moins importants et la pente de la courbe devient moins raide, formant une "cheville". Au delà de  $5 \cdot 10^{19}$  eV, énergie limite ou coupure GZK [10], l'origine des particules reste mystérieuse.

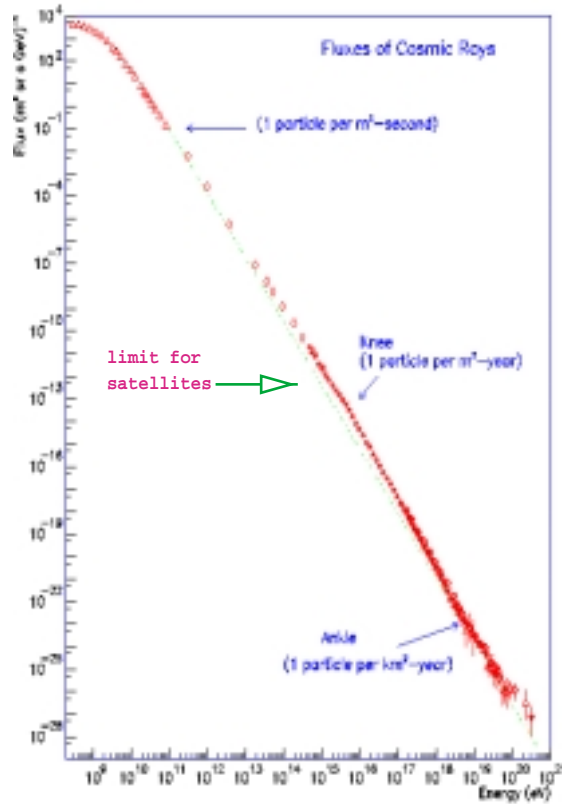


FIG. 2.2: *Spectre des rayonnements cosmiques en fonction de l'énergie [3].*

La coupure GZK provient de l'interaction des rayons cosmiques avec les rayonnements  $\gamma$  fossiles de 2.7 K. Les particules des rayonnements cosmiques interagissent en permanence avec le rayonnement cosmique fossile puisque celui-ci nous inonde. La coupure GZK exprime le fait que ces particules perdent de l'énergie tout le long de leur parcours galactique et qu'en dessous de l'énergie seuil de production du pion, c.a.d.  $5 \cdot 10^{19}$  eV, les photons fossiles deviennent quasiment transparents. Les particules d'énergie plus grande que  $10^{20}$  eV perdent donc une partie de leur énergie jusqu'au seuil de  $5 \cdot 10^{19}$  eV, à moins de provenir

de distances proches, comme par exemple de l'amas local pour les protons, voir Fig 2.3. On peut remarquer sur cette figure qu'à l'énergie maximale observée ( $3.2 \cdot 10^{20}$  eV), si le proton avait une énergie de  $10^{22}$  eV à l'origine, il n'aurait pas pu provenir d'une distance plus grande que 50 Mpc (amas de la vierge).

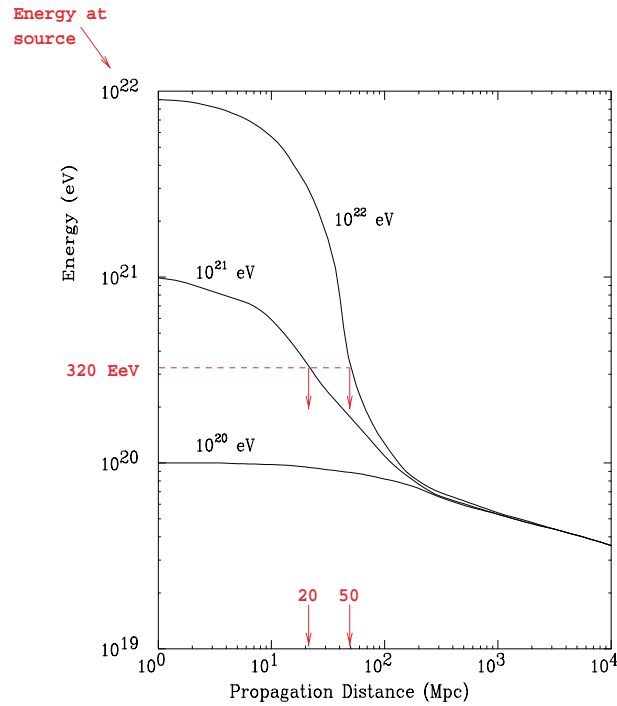


FIG. 2.3: *Coupure GZK: distribution de l'énergie des protons en fonction de la distance de propagation pour différentes énergies à l'origine [3].*

Les électrons qui contribuent à 2% au rayonnement cosmique peuvent être détectés dans le domaine radio, s'ils sont relativistes, grâce à leur rayonnement synchrotron. Les électrons peuvent provenir directement des sources de rayonnements cosmiques ou bien de réactions nucléaires dans le milieu interstellaire qui induisent les désintégrations suivantes:  $\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-)\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow e^+(e^-)\nu_e(\bar{\nu}_e)$ . On observe une abondance en positrons de 10% ce qui mènerait à penser que seulement 10% des électrons proviendraient des effets cités.

De même, les flux d'antiprotons mesurés à ce jour n'éclairent pas la situation quant à la présence ou non de l'antimatière dans l'univers. Ces antiprotons peuvent être d'origine primaire comme ils peuvent provenir d'interaction de rayonnements cosmiques avec le milieu interstellaire, par exemple les réactions de spallation des protons avec la matière.

Les rayons cosmiques neutres sont essentiellement les  $\gamma$ , les neutrons de très haute énergie et les neutrinos. Les rayonnements  $\gamma$  de très haute énergie permettent, comme les neutrinos à très haute énergie, la recherche des sources des rayonnements cosmiques. Les

$\gamma$  de très haute énergie sont dus à la désintégration des pions neutres produits quand les protons de haute énergie interagissent avec la matière. Ils peuvent être produits aussi par effet bremsstrahlung (interaction des électrons avec la matière), par rayonnements synchrotrons (interaction des électrons avec des champs magnétiques) ou par effet Compton inverse (diffusion élastique d' $e^-$  énergétiques sur des  $\gamma$  de faible énergie). L'astronomie  $\gamma$  a entrepris, grâce au détecteur EGRET [4] sur le satellite GRO, l'observation de photons jusqu'à des énergies de 20 GeV. L'étude des  $\gamma$  de très haute énergie, c.a.d. dans la région 0.1-10 TeV a été entreprise grâce aux techniques de détecteur Čerenkov atmosphérique et pour des énergies plus grandes encore, avec des détecteurs à grandes surfaces. Quelques indications de sources dans le domaine du TeV sont par exemple la nébuleuse du Crabe, le pulsar PSR 1706-44 et la galaxie Markarian 501.

Les neutrinos de grande énergie sont produits aussi bien dans l'atmosphère que dans des processus astrophysiques. Comme dans les accélérateurs de particules, les protons interagissent avec le noyau, produisant des pions et des kaons qui, en se désintégrant produisent des neutrinos. Ceux-ci sont particulièrement intéressants parce qu'ils n'interagissent pas ou très peu avec la matière, ce qui a pour conséquence d'indiquer directement leur source de production. Comme ils ne subissent pas non plus d'absorption par les objets astrophysiques, certaines sources astrophysiques peuvent être observées grâce aux neutrinos alors qu'elles ne s'observeraient pas en  $\gamma$ .

## B) Les particules secondaires et les gerbes

Un proton primaire qui rencontre l'atmosphère terrestre engendre une réaction proton-noyau. Pour une énergie supérieure à 10 GeV, l'interaction se fait avec les nucléons individuels du noyau et produit un nombre important de pions, de particules étranges K etc... Les produits de la réaction vont interagir hadroniquement jusqu'à ce que l'énergie par particule atteigne le seuil de multi-production de pions (1 GeV). C'est ce qu'on appelle "gerbe hadronique". Il y a aussi la possibilité qu'ont les particules de se désintégrer,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  etc.... Les photons de grande énergie peuvent à leur tour produire des paires  $e^+e^-$  qui à leur tour produisent des photons de bremsstrahlung. C'est le développement d'une gerbe électromagnétique. En résumé, une gerbe comprend une composante électromagnétique et une hadronique. Les gerbes peuvent atteindre jusqu'à 10 km de profondeur d'expansion. Plus l'énergie est grande, plus la gerbe se développe et atteint des profondeurs plus grandes. Les méthodes utilisées pour détecter ces gerbes sont: les techniques Čerenkov, l'observation des particules grâce à des ensembles de détecteurs à grande surface et la détection des muons et des neutrinos dans des laboratoires souterrains.

Les muons d'énergie supérieure à 10 GeV atteignent pratiquement tous la terre. A des énergies inférieures, les muons ayant une durée de vie  $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}$  s, se désintègrent selon  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  et  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ . Lorsqu'on détecte un muon de 14 GeV, l'énergie de la source devrait correspondre à 500 GeV/nucléon [5]. La distribution attendue des muons

peut s'expliquer par la convolution de la cinématique de la désintégration des kaons et des pions avec la distribution en énergie des particules qui les produisent. Les expériences qui étudient les gerbes et qui essaient de remonter aux particules sources, s'effectuent, pour la plupart, dans des laboratoires souterrains afin de s'affranchir des bruits de fond. Pour détecter plusieurs muons en coïncidence, il faut que l'interaction primaire soit très énergétique. On espère obtenir des informations sur la composition des rayonnements cosmiques primaires jusqu'à des énergies du PeV ( $10^{15}$  eV). Ce sera probablement possible avec l'expérience COSMOLEP [6] qui permettra une détection en coïncidence avec les 4 détecteurs du LEP qui forment un ensemble de détecteurs souterrains sur réseau, de grande surface ( $\sim 60$  km<sup>2</sup>).

La désintégration des pions et des kaons donne aussi bien des muons que des neutrinos comme on l'a vu. La désintégration des muons produit à son tour des neutrinos. Si on considère que la majorité des muons d'énergie  $E < 2$  GeV se désintègrent durant leur transit dans l'atmosphère terrestre, nous pouvons déduire la relation entre les différents types de neutrinos, à savoir:

$$\bar{\nu}_\mu \simeq \nu_\mu \simeq 2\nu_e \quad \text{et} \quad \frac{\nu_e}{\bar{\nu}_e} \simeq \frac{\mu^+}{\mu^-} < 1$$

où l'origine de l'asymétrie est due à l'excès de protons par rapport aux neutrons dans les rayonnements cosmiques primaires. Pour  $E > 2$  GeV, à cause de la contraction de Lorentz, le parcours moyen des muons devient plus grand ou égal à l'épaisseur d'atmosphère traversée et le rapport  $\nu_e/\nu_\mu$  diminue. On détecte les neutrinos uniquement dans des laboratoires souterrains grâce à leur réaction avec un noyau N de la cible (le détecteur) selon  $\nu_e(\nu_\mu) + N \rightarrow e(\mu) + \dots$ . Tous les détecteurs existants sont sensibles aux neutrinos d'énergies de quelques GeV. A ces énergies, 5 expériences (Fréjus, NUSEX, IMB, Soudan et Kamiokande [7]) ont observés les flux absolus de neutrinos atmosphériques. Les expériences IMB et Kamiokande ont observé un déficit de neutrinos muoniques (confirmé par SuperKamiokande). Ce déficit pourrait s'interpréter comme la confirmation de l'existence d'oscillations  $\nu_\mu - \nu_x$ . Comme ces neutrinos sont produits essentiellement dans la haute atmosphère, le pas de l'oscillation serait alors entre 10 et 100 km. D'autres expériences futures vont explorer en détail cette voie, comme l'expérience "Long base Line neutrino experiment" entre le KEK et SuperKamiokande qui débutera en 1999 [8].

### C) Sources, accélération et propagation

**Sources:** Comme on observe des rayonnements cosmiques à des énergies s'étalant sur environ 15 ordres de grandeur, on peut penser qu'il existe plusieurs sources de production de ces rayonnements.

Plusieurs expériences ont observé des événements d'énergies atteignant les  $10^{20}$  eV [9]. L'effet Compton inverse avec les photons fossiles dont la température est 2.7 K (mode principal pour les électrons de très grande énergie) ainsi que la production de pions par

l'interaction des protons avec les mêmes photons fossiles, limite les énergies des particules et par conséquent conduit à confiner ces particules à des distances inférieures à 50 Mpc (voir le paragraphe sur la coupure GZK en page 48). A ces énergies ultra-élevées, les particules sont pratiquement insensibles aux champs magnétiques et par conséquent leur direction devrait indiquer la direction de leur source. Les recherches entreprises pour étudier ces particules de très grandes énergies sont prometteuses et devraient se distinguer par la précision des mesures dans le futur, en particulier avec le projet AUGER [3].

A l'exception des particules de très grande énergie, les particules du rayonnement cosmique ayant interagi avec le milieu interstellaire et les champs magnétiques, ont perdu l'information de leur direction. C'est donc pour cela que les neutrinos, les neutrons de très grande énergie et les photons sont particulièrement intéressants à étudier dans la perspective de la recherche des sources de production des rayonnements cosmiques.

La densité d'énergie des rayonnements cosmiques est estimée à  $1 \text{ eV/cm}^3$ . La puissance nécessaire pour produire cette densité d'énergie dans un volume de la taille de notre galaxie (d'épaisseur  $\simeq 300 \text{ pc}$  et de rayon  $\simeq 15 \text{ kpc}$ ,  $1 \text{ pc}=3.26 \text{ années lumières}$ ), est estimée à :

$$P = \frac{V\rho}{\tau} \approx 5 \cdot 10^{40} \text{ ergs/s}$$

où  $\rho$  est la densité d'énergie et  $\tau$ , la durée de propagation des particules dans le volume  $V$  de la galaxie, c.a.d.  $6 \cdot 10^6$  années. Cette énergie peut être produite par l'explosion de supernovae. Les vents interstellaires amenés par les phases successives de l'évolution des supernovae pourrait y contribuer aussi. Les jeunes pulsars qui sont des étoiles à neutrons en rotation dont l'énergie de rotation au départ est de l'ordre de  $10^{53}$  ergs, sont également de bons candidats. Les systèmes binaires pourraient être aussi une des sources car l'un des deux compagnons est un objet compact qui attire (par accréation) de la matière fortement accélérée de son partenaire [11]. Tous ces candidats sont à la fois des sources et des accélérateurs de petite taille. D'autres types de source peuvent être importants, ce sont essentiellement des sources extra-galactiques telles que les AGN (noyaux actifs de galaxies) assimilés à des trous noirs super-massifs ( $\simeq 10^8 M_{\odot}$ ,  $M_{\odot}$ =masse solaire) qui attirent toute masse aux alentours. Ces objets appartiennent à la catégorie des objets énergétiquement les plus puissants dans l'univers et sont par ailleurs des sources de rayonnements X et  $\gamma$  intenses ainsi que de neutrinos de très grande énergie.

**Accélération:** Il est admis que la source de production et la source d'accélération des rayonnements cosmiques sont les mêmes. L'accélération est décrite principalement par deux mécanismes: accélération par les ondes de chocs et accélération par les plasmas magnétiques dynamiques, appelés aussi accélérations de Fermi de premier et de second ordre [5]. L'effet total du cycle d'accélération est un gain net en énergie. Cependant, l'énergie maximale atteinte ne peut dépasser les 100 TeV. Au delà de cette limite, d'autres mécanismes d'accélération ainsi que d'autres sources doivent être invoqués pour expliquer le phénomène.

**Propagation:** Les neutrinos voyagent le long d'une ligne droite puisqu'ils interagissent très faiblement, ce qui les rend particulièrement intéressants pour la recherche de la source.



Le rapport des produits de spallation tels que Be et B par rapports aux particules primaires telles que C et N, montre que dans la région du GeV, les particules ont traversé à peu près 5 à 10 g/cm<sup>2</sup> de matière. Cependant, lorsqu'on simule le passage d'une particule chargée le long de notre galaxie sur une ligne droite, on obtient une quantité de matière traversée de 10<sup>-3</sup> g/cm<sup>2</sup>. Ceci implique que les particules chargées du rayonnement cosmique ont parcouru un chemin aléatoire et ont subi de multiples déflexions le long de leur parcours. A des énergies plus grandes, la masse traversée diminue ce qui implique que le temps de circulation dans la galaxie est plus petit et que les mécanismes d'accélération sont prioritaires sur les mécanismes de propagation [1, 5].

Le modèle le plus simple pour décrire la propagation des rayonnements cosmiques est le modèle de "la boîte qui fuit" ou "leaky box" [12]. Ce modèle décrit des particules en expansion libre dans un volume fermé. Cette expansion est fonction de l'énergie de la particule et sa probabilité d'échappement du volume. D'autres modèles comme "nested leaky box" [14] ou "diffusion models" [24] semblent plus précis, voire plus réalistes. Alors que le modèle "leaky box" donne une distribution de densité de particules isotrope et homogène, les "modèles de diffusion" prévoient en plus, des gradients et des anisotropies dans l'opérateur de diffusion de l'équation de transport.

Les éléments tels que <sup>10</sup>Be et <sup>26</sup>Al sont des candidats adéquats pour mesurer le temps de circulation dans la galaxie puisque leur durée de vie est respectivement 1.5 10<sup>6</sup> et 7.4 10<sup>5</sup> années [13].

## D) Quelques cas intéressants

Les objets tels que les quasars, les étoiles à neutrons, les supernovae et les trous noirs émettent des rayonnements  $\gamma$  de haute énergie. Depuis les missions de ROSAT (ROentgen SATellite) [15] et de CGRO (Compton-Gamma-Ray-Observatory) [16], l'astronomie  $\gamma$  et celle des rayonnements X a fait faire un bond considérable à l'astrophysique et notre compréhension de l'Univers s'en est enrichie. C'est donc pour cela que des programmes très ambitieux vont explorer cette branche de l'astronomie avec minutie, tels que, GLAST et INTEGRAL dans l'espace [17] et HESS, CELESTE et VERITAS sur terre [18].

Parmi les autres phénomènes intéressants à étudier, il y a d'abord celui de l'émission de la raie  $\gamma$  des isotopes <sup>26</sup>Al et <sup>44</sup>Ti. <sup>26</sup>Al est un isotope radioactif qui se désintègre en  $\beta^+$  et un électron de capture avec une demi-durée de vie de l'ordre de 10<sup>6</sup> années. Il est produit essentiellement par la réaction <sup>25</sup>Mg(p, $\gamma$ )<sup>26</sup>Al. Cet isotope est produit principalement par les novae et supernovae. Grâce à l'observation de cette raie de 1.8 MeV d'énergie par la mission HEAO-3 [26] et en s'aidant d'un modèle [25], on prédit un taux de <sup>26</sup>Al de 1.7 à 3 M<sub>☉</sub> dans notre galaxie. Les restes de supernovae émettent une raie  $\gamma$  de 1.156 MeV, celle de l'isotope <sup>44</sup>Ti, observée par le satellite COMPTEL [28]. Les recherches de cette raie  $\gamma$  permettent d'identifier les restes de supernovae jeunes, c'est à dire d'âge inférieur à 100 années.

Une importante recherche en astrophysique est l'étude de la raie  $\gamma$  à 511 keV due à

l'annihilation  $e^+e^-$ . Lors de l'accélération de la matière autour d'un trou noir qui l'attire, un excès d'annihilation  $e^+e^-$  se produit et se manifeste par l'observation d'une raie à 511 keV [29]. Des observations récentes du satellite GRO ont montré une raie à 511 keV provenant du centre galactique.

D'autres phénomènes tels que les flashes  $\gamma$  ( $\gamma$  bursts) ne sont pas bien compris pour l'instant. Ces flashes durent en général de 10 ms à 100 s. Leurs énergies peuvent aller de quelques 10 keV jusqu'à quelques 100 MeV. Le satellite GRO a observé plus de 1800 de ces flashes, au taux de 1 flash par jour et leur distribution dans le ciel est complètement isotrope. L'origine, donc la source de production de ces flashes, est en cours de discussion et d'étude. On peut mentionner par exemple que l'accrétion des planétoïdes par les étoiles à neutrons peut produire ces types de flash. D'autre part, la fusion d'étoiles à neutrons est un autre scénario qui peut les expliquer.

En dehors des observations des rayonnements  $\gamma$  et des neutrinos de très haute énergie, l'astrophysique a besoin de connaître avec plus de précision la nature des rayonnements cosmiques ainsi que leur source. Ceci dans le but principal d'expliquer avec plus de cohérence la nucléosynthèse primordiale. Quelques expériences présentes et futures ont comme but principal l'étude des rayonnements cosmiques, rayonnements  $\gamma$  et neutrinos compris, telles que ACCESS qui sera installé sur la station internationale après le retour d'AMS, PAMELA [17] qui sera en orbite à 700 km d'altitude, HEAT, CAPRICE, BESS et bien d'autres expériences en ballon [19] qui étudient l'antimatière, tout un ensemble de projets de détecteurs de grande envergure "air shower array detectors" tels que AUGER, KASCADE, HEGRA, MILAGRO, AGASA et bien d'autres sur terre [20]. Sans oublier les expériences dans des laboratoires souterrains telles que CHORUS, COSMOS, NOMAD, OPERA etc.... [7]. En explorant la nature des particules et leur énergie, on peut remonter à la phase de la création de la matière et de l'antimatière et résoudre le mystère de l'asymétrie de l'Univers comme on le verra plus tard. D'autre part, on explore d'une manière directe ou indirecte, des domaines en masse qui devraient nous indiquer si la matière manquante qui représente environ 90% de la masse de l'Univers ne serait pas par exemple une matière non-baryonique non-relativiste dite matière froide. Les recherches de particules froides non-baryoniques (particules supersymétriques) sont d'ailleurs entreprises sur les grands accélérateurs de physique des particules comme le LEP et FERMILAB avec les expériences ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, D0 et CDF [21]. Ces programmes de recherches seront poursuivis au LHC. Cette recherche se fait aussi par des expériences dans des laboratoires souterrains ou sous-marins, utilisant des détecteurs de type bolomètres ou Čerenkov et on peut citer pour exemple EDELWEISS [22] et ANTARES [23]. Enfin, les rayonnements cosmiques, en général, sont encore un domaine de recherches en plein essor car très riches en information et par conséquent devraient nous permettre de préciser notre vision de l'Univers.

## 2.2.2 L'antimatière

Les lois de la physique traitent la matière et l'antimatière de façon symétrique. Dès 1928, Dirac a montré, à partir de la théorie quantique et des symétries fondamentales, que toute particule dans la nature est accompagnée par une anti-particule de même masse et de charge opposée. Les expériences sur accélérateur vérifient ceci tous les jours et les paires particule/anti-particules sont produites copieusement lors d'interactions de faisceaux énergétiques avec une cible. On a alors démontré que les lois de la nature n'avaient pas de préférence entre la matière et l'antimatière et que le nombre baryonique était conservé. Si ceci était vrai pour l'Univers entier, alors il y aurait autant de matière que d'antimatière cosmique.

Pourtant les galaxies, les étoiles, les gaz interstellaires et les poussières cosmiques ne sont faits que de matière et les observations permettent de déduire un rapport matière sur rayonnements  $\gamma$  de l'ordre de  $10^{-9}$ . D'autre part, on n'observe pas de rayonnements produits par de l'annihilation de matière et d'antimatière sur des distances inférieures à 20 Mpc (1 pc=3.26 années lumières), taille des amas de galaxies. Les données actuelles excluent la présence de grandes quantités d'antimatière jusqu'à des distances de 10 Mpc de la terre [30] car  $\frac{H_e}{H_e} \leq 3.10^{-6}$  et  $\frac{N_{Z>2}}{N_{Z>2}} \leq 8.10^{-5}$ .

Pourquoi l'Univers préfère-t-il la matière à l'antimatière? D'où provient la matière de l'Univers? Pourquoi la proportion de matière par rapport aux rayonnements  $\gamma$  est-elle caractérisée par un chiffre si bas?

Ces faits sont à priori surprenants pour la théorie du Big-Bang, communément acceptée et corroborée par les résultats de COBE [50], qui donne à l'origine de l'univers égalité de matière et d'antimatière. Certains cosmologistes pensent que la domination de la matière sur l'antimatière devrait se vérifier sur tout l'Univers visible. D'autres essaient de démontrer que l'asymétrie baryonique fait partie des conditions initiales du Big-Bang. Pour d'autres encore, si la nature privilégie la matière sur l'antimatière, c'est qu'il doit y avoir des raisons et que ces données ne peuvent pas faire partie des conditions initiales.

La preuve observationnelle d'une asymétrie baryonique universelle est très faible. Pour cette raison, les recherches de l'antimatière dans les rayonnements cosmiques ont été proposées par certaines expériences comme BESS en ballon, AMS ou encore PAMELA dans l'espace. La détection d'antimatière cosmique aurait des conséquences profondes sur la physique. La découverte d'un anti-alpha ( $\bar{\alpha}$ ) cosmique indiquerait l'existence de l'antimatière primordiale et celle d'un anti-noyau de  $Z>2$ , impliquerait l'existence d'anti-étoiles extra-galactiques.

### D'un point de vue théorique

Pour l'évolution d'un univers symétrique vers un univers antisymétrique, le mécanisme de baryogénèse a été avancé. Sakharov [31] a fait remarquer, en 1967, que la baryogénèse

impliquait quatre conditions :

1. Violation du nombre baryonique,
2. Violation de CP,
3. Violation de la conjugaison de charge,
4. Baryogénèse dans un Univers hors de l'équilibre thermique.

Si la violation de la conjugaison de charge a été observée dans les interactions faibles, une faible violation de CP n'a été observée actuellement que dans le système  $K^0 - \overline{K}^0$  (à des échelles d'énergie très différentes de celle de la baryogénèse) et la violation du nombre baryonique n'a jamais été observée expérimentalement.

Trois types principaux de modèles théoriques sont proposés pour expliquer les mécanismes de baryogénèse. Deux d'entre eux supposent un Univers sans antimatière basé soit sur les théories de grande unification (GUT)[32], soit sur le modèle électrofaible supersymétrique [33]; ce dernier autorise l'existence d'antimatière [27], les domaines de matière et d'antimatière étant éloignés par des distances supérieures à celles séparant les amas galactiques (20 Mpc).

Les modèles basés sur les théories de grande unification (GUT) doivent introduire de façon arbitraire la quantité de violation de CP. Le modèle minimal SU(5) n'est pas satisfaisant et les modèles non-minimaux impliquent l'existence de neutrinos lourds ou de monopôles, non encore observés expérimentalement.

La baryogénèse électrofaible implique que le Higgs ait une masse  $M_H \leq M_W$ , cette limite sur le boson de Higgs est une des bases de recherches à LEP2; elle impliquerait également par la violation de CP, présente dans les phases de la matrice CKM, un rapport du nombre de baryons à celui de photons de  $10^{-19}$ , soit un facteur  $10^{10}$  plus petit que celui observé expérimentalement. Toutefois de nouvelles sources de violation de CP apparaissent dans les extensions du Modèle Standard: dans le modèle à deux doublets de Higgs, la phase entre les deux doublets contribue à la violation de CP; dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM, voir le développement en page 61), la matrice de masse du gaugino introduit une phase supplémentaire dans le processus de violation de CP.

Dans les théories qui admettent l'existence d'antimatière selon la nature de la violation de CP, en particulier dans le cas d'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, il est possible d'avoir un univers symétrique en baryons à très grande échelle[27]. Dans ce cas différentes régions de l'espace contiendraient soit de la matière soit de l'antimatière, l'asymétrie matière antimatière devenant alors une manifestation locale.

De ces considérations il ressort que la détection d'antinoyaux (anti-hélium ou anti-carbone) aurait des conséquences très profondes en physique des particules, aussi bien pour la compréhension de l'origine de la violation de CP que pour celle de la non-conservation du nombre baryonique.

## D'un point de vue observationnel

Considérons que la matière et l'antimatière sont séparées par des distances cosmologiques supérieures à 20 Mpc. Sous certaines conditions,  $\Omega=1$  (paramètre cosmologique exprimant la géométrie de l'Univers, dans notre hypothèse univers plat),  $\Omega_\Lambda=0$  (constante cosmologique) et  $H_0=75$  km/s (constante de Hubble), les rayonnements produits lors d'annihilations aux frontières des deux mondes (monde de matière et monde d'antimatière) se manifesteraient par des signaux de distorsion dans les rayonnements fossiles et par la production de flux de  $\gamma$  diffusés [34]. En effet, une partie de l'énergie produite par les annihilations à des distances cosmologiques finit comme des photons du fond cosmologique fossile (CMB). Les photons de plus grande énergie sont décalés vers le rouge et se manifestent aux énergies de l'ordre du MeV, contribuant au spectre de  $\gamma$  diffusés.

La conservation du nombre baryonique peut par exemple être testée. Une des implications de la théorie GUT est la désintégration du proton, sa demi-vie étant estimée à  $10^{29}$ - $10^{33}$  années. Les limites expérimentales actuelles donnent une valeur  $\geq 10^{32}$ .

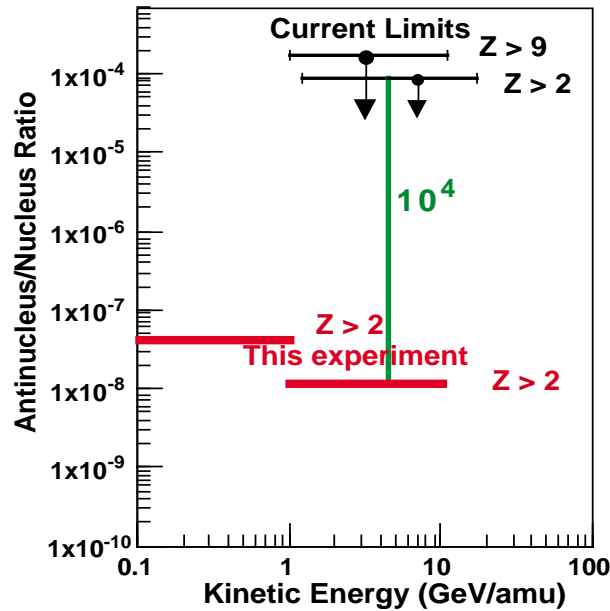


FIG. 2.4: Sensibilité d'AMS à la détection d'antinoyaux

Il reste néanmoins plus crédible de tester l'existence de l'antimatière par une détection directe d'anti-noyaux. La figure 2.4 illustre ce que l'expérience AMS, après trois ans de prise de données sur la Station Spatiale Internationale, pourrait amener vis à vis de la compréhension de ce problème: un facteur  $10^4$  sur la sensibilité pour une gamme d'énergie cinétique allant de 0.1 à 100 GeV/nucléon et pour un domaine s'étendant jusqu'à 1000 Mpc.

La figure 2.5 illustre comment la mesure du rapport  $\frac{\overline{He}}{He}$  mesurable par AMS se compare avec les prédictions d'un modèle d'univers symétrique [27].

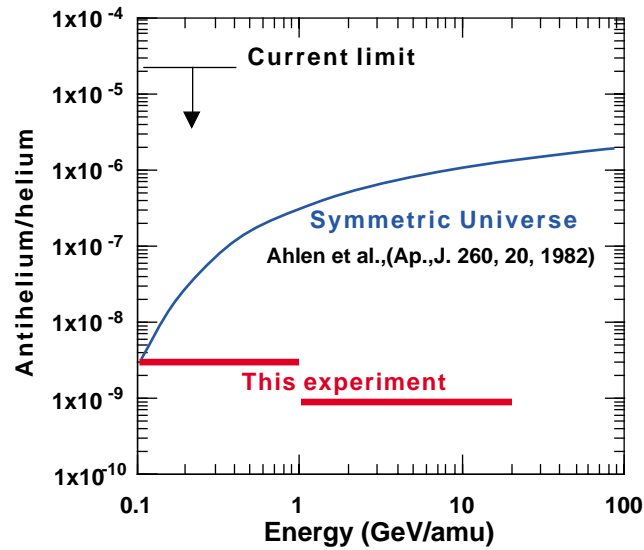


FIG. 2.5: Sensibilité d'AMS à la détection d'antihélium et comparaisons avec les prédictions dans le cas d'un univers symétrique

### 2.2.3 La matière noire

Le problème de l'existence de la matière noire est l'un des problèmes les plus intéressants de l'astrophysique moderne. Ce problème nécessite une forte coopération entre la physique des particules et l'astrophysique. L'énergie qui rayonne donne une idée sur la masse: plus une galaxie brille, plus elle compte d'étoiles, plus elle est massive. Les observations et la théorie montrent que les galaxies sont plus massives que ne le révèlent les télescopes, c'est à dire plus de 80% de la masse est manquante. D'où peut-être l'existence de matière noire , ou bien la théorie de la gravitation est fausse !!!!

#### A) Arguments en faveur de l'existence de la matière noire

##### Rotation des galaxies et problèmes à grandes échelles:

Grâce à la mécanique Newtonienne et en supposant que les étoiles ont une orbite circulaire autour du centre galactique, la vitesse de rotation d'une étoile peut alors être calculée grâce à l'égalité entre la force de gravitation et les forces centrifuges. Ce qui donne:

$$F_G = \frac{G m M_r}{r^2} = \frac{m v^2}{r} = F_c ,$$

où  $m, v, M_r$  et  $G$  sont respectivement la masse et la vitesse de l'étoile, la masse d'un objet sur l'orbite de rayon  $r$  et la constante de gravitation. La vitesse de rotation est alors  $v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}$ . On suppose que le noyau central de la galaxie est sphérique, de densité constante  $\rho$ , il s'ensuit que  $M_r = \rho V_r = \rho \frac{4}{3}\pi r^3$ . Ceci veut dire qu'à l'intérieur de la galaxie,  $v(r) \sim r$  alors qu'un objet à l'extérieur aura une vitesse  $v(r) \sim r^{-1/2}$  car  $M_r$  est assimilée cette fois-ci à la masse totale de la galaxie.

Lorsqu'on mesure la vitesse de rotation des galaxies spirales, on déduit que  $v(r) = \text{constante}$  à des distances  $r$  grandes, Fig 2.6, ce qui correspond à  $M_r \approx r$ . Ceci indique l'existence d'une masse énorme, bien loin des estimations déduites des observations optiques [35]. On en déduit qu'il devrait exister un halo de matière invisible ou matière noire .

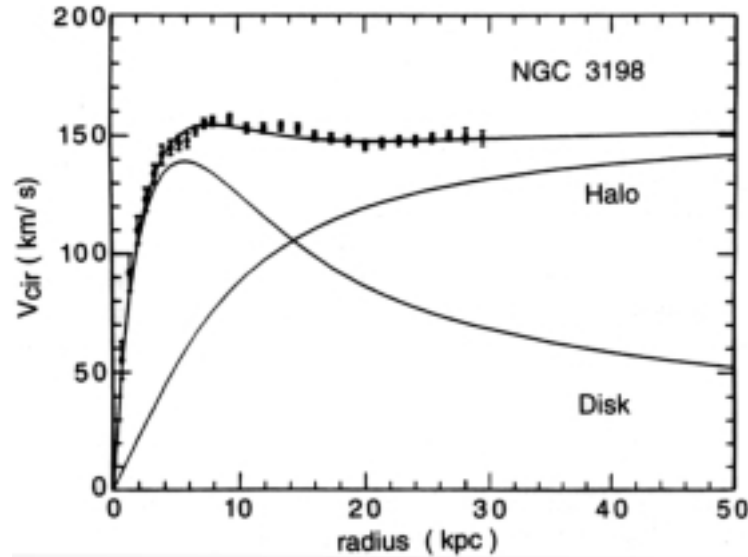


FIG. 2.6: Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198. Les points correspondent à l'observation et les courbes en trait plein aux modèles théoriques montrant les contributions du disque et du halo [36].

Une autre méthode, peut-être plus adéquate, consiste en l'examen des gaz chauds des amas de galaxies dans le domaine des rayons X. Ceci a été effectué par la mission ROSAT [37] qui a montré que le gaz représente typiquement de 10 à 40% de la masse totale attendue. D'autre part, comme le pourcentage de galaxies visibles est de 1 à 7%, on peut en déduire que, plus du tiers de la masse de l'amas de gaz serait de nature "sombre".

D'autres observations nécessitent absolument la présence de la matière noire comme pour expliquer, avec le potentiel gravitationnel, le pont d'hydrogène entre le nuage de Magellan et la voie lactée. Dans ce cas, il est indispensable d'introduire un halo massif de matière noire dans notre galaxie [42].

### Aspect cosmologique:

La matière noire pose le problème de la destinée de l'Univers, quantifiée par la valeur de  $\Omega = \frac{\rho_0}{\rho_c}$  qui exprime le rapport de la densité actuelle de l'Univers à la densité critique. Les modèles théoriques les plus attractifs, par exemple le modèle inflatoire, prédisent  $\Omega=1$ , c'est à dire un Univers plat. Les observations donnent  $\Omega_{visible}=0.005$  [48], observations qui d'ailleurs confirment la nucléosynthèse primordiale. Les études à grande échelle limitent la valeur de  $\Omega$  à une valeur minimum  $\Omega_0=0.3$  [38].

L'estimation de la contribution baryonique à la masse totale de l'Univers dépend de la valeur de la constante de Hubble  $H_0$  de la façon suivante [40]:

$$\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c} = \frac{0.013}{h^2}$$

où  $\Omega_B$  est le rapport de la densité baryonique  $\rho_B$  à la densité critique de l'univers  $\rho_c$ ,  $0.5 \leq h \leq 0.85$  et  $H_0=100 h$  ( $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ ). En conséquence, une limite supérieure à cette contribution peut être estimée à  $\Omega_B \leq 0.11$ . Ceci implique que, sous condition d'un univers inflatoire et sous condition que la constante cosmologique  $\Lambda$  soit nulle, la matière manquante doit être de nature "non baryonique".

Si par contre, le vide possède une densité d'énergie non nulle, la constante cosmologique  $\Lambda$  n'est pas nulle et la densité critique de l'Univers s'exprime comme suit:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2 - \Lambda^2}{8\pi G} .$$

Dans ce cas, la matière noire, si elle existait, serait distribuée de façon homogène [51]. Les observations récentes de l'expérience "Supernovae Cosmology Project" [39] montrent que l'Univers est emporté par le vide, c'est à dire que l'expansion de l'Univers, loin de se ralentir avec le temps, serait en fait en pleine accélération. Une sorte de présence d'énergie répulsive se manifesterait qui contrebalancerait les effets de la gravitation. Ces observations permettent de déduire une valeur de la constante cosmologique de 0.7. Comme  $\Omega_0=0.3$  dont  $\Omega_B \leq 0.11$ , la somme des paramètres cosmologiques ( $\Omega_0 + \Omega_\Lambda$ ) tend finalement vers  $\Omega=1$ , l'Univers plat idéal, avec moins de matière non-baryonique que prévu avec  $\Omega_\Lambda=0$ . Cependant  $\Omega_\Lambda=0.7$  est en contradiction profonde avec la physique des particules qui donne une énergie du vide colossale puisqu'elle est plus élevée de 120 ordres de grandeur [51] !!!! A ce régime l'Univers aurait eu à peine le temps de naître qu'il se serait dilué instantanément. Mais ceci est un autre problème.

En résumé, la matière noire sous forme baryonique pourrait résoudre le problème des courbes de rotation des galaxies mais n'expliquerait par la formation des grandes structures. L'inflation et la nucléosynthèse primordiale démontrent cependant qu'il y a plus de 80% de matière noire non-baryonique dans l'Univers.



## B) Candidats à la matière noire

Si nous acceptons que  $\Omega \simeq 1$ , valeur proposée par la plupart des modèles cosmologiques, alors une contribution substantielle à la masse totale provenant de cette matière noire doit être de nature non-baryonique et interagir faiblement avec la matière. Cette matière noire hypothétique est appelée en général **WIMPs** (Weakly Interacting Massive Particle). Parmi les différents candidats que nous offrent la physique des particules et l'astrophysique pour ces WIMPs, le **neutralino** ( $\tilde{\chi}$ ) vérifie la plupart des hypothèses théoriques. Le neutralino de plus faible masse est la particule la plus légère prédite par la théorie supersymétrique (théorie développée plus bas en section C). Elle est neutre et stable si l'on admet la conservation de la R parité, symétrie discrète du Lagrangian d'interaction. Cette particule étant massive, elle présente toutes les caractéristiques pour devenir un candidat privilégié, responsable de la matière manquante non-baryonique de l'univers. Les données récentes de COBE[50] et celles obtenues précédemment vont dans ce sens, puisqu'elles semblent indiquer que notre halo galactique est composé de matière noire non relativiste dite matière noire froide qui pourrait être constituée de neutralinos.

Les **neutrinos** sont des particules relativistes pouvant également contribuer à expliquer la matière noire. Pour être cosmologiquement intéressants et produire  $\Omega=1$ , ils doivent être stables et de masse inférieure à 100 eV ou supérieure à 2 GeV (neutrinos de Dirac) ou à 5 GeV (neutrinos de Majorana) [43].

Les candidats à la matière noire peuvent se manifester aussi par l'intermédiaire de la **matière noire baryonique**: les planètes, planétoïdes, naines brunes, naines blanches, trous noirs... Cependant, la nucléosynthèse primordiale limite la fraction de la contribution de la matière noire baryonique comme nous l'avons déjà mentionné. Des expériences, utilisant les méthodes des lentilles gravitationnelles prévues par la théorie de la relativité générale, telles que MACHOs [44] ou EROS [45] ont entrepris de traquer les objets massifs et compacts qu'on n'observe pas facilement par des méthodes classiques d'observations astronomiques.

**D'autres phénomènes** tels que les défauts topologiques, les monopôles magnétiques, les cordes cosmiques et bien d'autres, pourraient fournir, s'ils existent, une contribution à la densité d'énergie de l'Univers.

Nous allons nous concentrer sur le neutralino, sa production et sa détection puisque AMS s'intéresse à son mode indirect de détection.

## C) Le Neutralino et La Supersymétrie

Le Modèle Standard décrit 3 des 4 interactions fondamentales. Le groupe de jauge du Modèle Standard est :  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , où  $SU(3)_C$  est celui de la Chromodynamique Quantique (QCD) et  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  celui des interactions électrofaibles. Les particules du Modèle Standard sont séparées en 3 secteurs (correspondant aux trois termes de la densité Lagrangienne) : le secteur de jauge contenant les bosons de jauge, qui sont les médiateurs des 3 interactions, le secteur des fermions contenant les 3 familles de quarks

et de leptons, et enfin le secteur de Higgs constitué du doublet de Higgs (H). Les H participent au mécanisme de Higgs (nécessaire à la brisure de l'invariance électrofaible) et donnent la masse aux bosons de jauge. Malgré des vérifications expérimentales (découverte du  $W^\pm$ , du  $Z^0$  ou plus récemment du quark top), le Modèle Standard semble n'être qu'une théorie effective à basse énergie ( $E < 1$  TeV). De nombreuses autres théories ont été avancées (condensats  $t\bar{t}$ , technicouleur,...). Il semble que les théories GUT (Grand Unified Theory), qui consistent à considérer un groupe de jauge plus étendu (SU(5), SO(10),...) ou les théories Supersymétriques (SUSY) soient plus prometteuses.

**La Supersymétrie (SUSY):** Il s'agit d'une nouvelle symétrie qui associe à chaque boson un fermion (et vice versa). Les générateurs  $Q_\alpha$  (des spineurs de Majorana) modifient le spin d'une demi unité:  $Q_\alpha | S \rangle = | S \pm \frac{1}{2} \rangle$ . Ils forment une algèbre graduée (commutateurs et anti-commutateurs), vérifiant les relations suivantes:

$$[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] = i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta \quad (2.1)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 \quad (2.2)$$

$$[Q_\alpha, P^\mu] = 0 \quad (2.3)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} P^\mu \quad (2.4)$$

où  $M^{\mu\nu}$  et  $P^\mu$  sont les rotations et les translations dans l'espace-temps.

La relation 2.1 implique que  $Q_\alpha$  est un spineur et la relation 2.3 que la supersymétrie laisse  $P$  invariant. Il semble donc exister une dégénérescence de masse entre membres du supermultiplet. Les supermultiplets de la SUSY doivent donc contenir un nombre égal de degrés de libertés fermioniques et bosoniques. La relation 2.4 indique que 2 transformations supersymétriques représentent une translation dans l'espace-temps. Ainsi, la gravitation est naturellement incluse dans les théories supersymétriques. Après avoir essayé de trouver les superpartenaires parmi les particules existantes (un boson de 511 keV aurait dû être observé, au même titre que l'électron<sup>1</sup>), on a été amené à supposer que la symétrie SUSY était brisée. On introduit donc un superpartenaire pour chaque particule existante. Les fermions sont associés à des super-bosons de spin 0 (quark et lepton scalaires ou squark et slepton), alors que les bosons sont associés à des super-fermions de spin 1/2 (photino, jaugino et gluino). Par ailleurs, la SUSY nécessite l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs. En effet, dans le cadre de la SUSY, un seul doublet de Higgs ne peut donner la masse à la fois aux quarks "up" d'une part et aux leptons et quarks "down" d'autre part [46]. Aucune expérience sur accélérateur n'a encore permis de découvrir une s-particule<sup>2</sup>. Leur masse dépendant des paramètres arbitraires de la SUSY ( $\tan \beta, \mu, M_0, M_2, \dots$ ), les résultats des expériences sur accélérateur permettent d'exclure

---

1. On a également essayé d'associer le  $\gamma$  et le  $\nu$ .

2. Les jauginos, par exemple, peuvent être produits, s'ils sont suffisamment légers, dans les désintégrations des  $W^\pm$ :  $W^\pm \rightarrow \tilde{W} \tilde{\gamma}$  ou des  $Z^0$ :  $Z^0 \rightarrow \tilde{Z} \tilde{H}$ .

des régions de l'espace des paramètres (plan  $\mu$ - $M_2$  pour  $\tan\beta$  et  $M_0$  donnés dans le cas du  $\tilde{\chi}$  [47]). Il existe de nombreuses théories SUSY (suivant le nombre N de générateurs par exemple), la plus simple et la plus facile à vérifier expérimentalement étant le Modèle Minimal (N=1).

Le Modèle Minimal (MSSM : Minimal Supersymmetric Standard Model) est défini par l'adjonction d'un superpartenaire à chaque particule existante, les interactions demeurant celles autorisées par le groupe  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . On introduit ensuite un nombre quantique multiplicatif, pour chaque particule, la R-parité<sup>3</sup>:

$$R = (-1)^{3B-3L+2S}$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule concernée. Les particules sont ainsi caractérisées par  $R=+1$ , et leurs superpartenaires par  $R=-1$ . Dans le cas où la R-parité est conservée (il existe des théories avec violation de R) les conséquences sont les suivantes :

- La production de particules supersymétriques se fait par paires.
- Une superparticule se désintègre en un nombre impair de s-particules.
- La particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable.

Etant massif et ayant une interaction faible avec la matière ordinaire, le LSP entre dans la catégorie des WIMPs, et contribue à  $\Omega=1$ . Ainsi, la théorie de la Supersymétrie, introduite pour des considérations éloignées des problèmes cosmologiques, fournit un candidat naturel à la matière noire .

**Le Neutralino:** Les résultats de LEP1 semblent indiquer que le sneutrino n'est pas le LSP ( $m_{\tilde{\nu}} > 43 \text{ GeV} \rightarrow \Omega_{\tilde{\nu}} < 10^{-3}$ ). Dans la majeure partie de l'espace des paramètres, le neutralino est le LSP. Il s'agit d'une combinaison linéaire de photino, Zino et Higgsino<sup>4</sup>.

$$\tilde{\chi} = a\tilde{B} + b\tilde{W} + c\tilde{H}_1^0 + d\tilde{H}_2^0$$

où  $\tilde{H}_1^0$  et  $\tilde{H}_2^0$  sont les higgsinos,  $\tilde{B}$  et  $\tilde{W}$  les partenaires supersymétriques de B et W (les champs de jauge qui, lors de la brisure de l'invariance électrofaible, se combinent pour donner le  $\gamma$  et le  $Z^0$ ). Si  $a^2+b^2 > 0.5$ , le neutralino est principalement un jaugino, sinon il est plutôt un higgsino. La masse du neutralino est contrainte par les résultats de LEP1 :  $M_{\tilde{\chi}} > 23 \text{ GeV}$ <sup>5</sup> [48].

---

3. La R-parité est introduite afin d'exclure les termes qui, dans le superpotentiel, ne conservent pas les nombres leptonique et baryonique.

4. Il y a en fait 4 neutralinos. Par simplicité, on notera  $\tilde{\chi}$  le neutralino le plus léger.

5. A la fois par recherche directe et par la mesure de la largeur de désintégration du  $Z^0$  ( $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i \tilde{\chi}_j$ ).

Trois types d'expériences sont menées pour mettre en évidence les neutralinos: une première stratégie repose sur leur éventuelle **capture au centre du soleil**. Leurs annihilations produiraient alors diverses particules comme les neutrinos ( $\nu_\mu$ ). Ceux-ci, de par leur faible interaction avec la matière échapperaient à l'attraction solaire. L'énergie de tels  $\nu_\mu$  étant typiquement de  $\frac{1}{3}$  à  $\frac{1}{2}M_{\tilde{\chi}}$ , soit de l'ordre de grandeur du GeV, ils ne peuvent être confondus avec les neutrinos solaires (dont l'énergie est de l'ordre de grandeur du MeV). Lors de leur traversée de la Terre, ces  $\nu_\mu$  produiraient un flux de  $\mu$  ascendant. De nombreuses expériences recherchent ces  $\nu_\mu$  énergétiques: Kamiokande ou Fréjus ainsi que des détecteurs plus spécifiquement dédiés à cet objectif: DUMAND, NESTOR, AMANDA ou ANTARES qui utilisent l'eau de mer ou la glace comme radiateurs Čerenkov. L'avantage de cette méthode de détection (par  $\nu_\mu$  énergétiques) réside dans le fait que le bruit de fond de neutrinos est relativement bien étudié.

**La détection directe** par contre est soumise à un bruit de fond très important et varié (rayons cosmiques, radioactivité). Les expériences se font donc sous-terre. Le principe est de mesurer l'énergie déposée dans le matériau constituant le détecteur (Ge,Xe). Pour un neutralino ( $M \simeq 20 - 400$  GeV) de vitesse  $v \simeq 270$  kms $^{-1}$  (typique du halo), l'énergie déposée lors d'une diffusion élastique sur de tels noyaux est  $E \simeq 1-100$  keV avec un taux journalier de  $10^{-4}$  kg $^{-1}$ . A titre de comparaison, le rayonnement cosmique, et le rayonnement gamma induit par celui-ci, dans la gamme  $E \simeq 1$  keV-1 MeV est évalué à  $100$  kg $^{-1}$ jour $^{-1}$  [47].

**La détection de rayonnement cosmique** permet également de signer la présence de neutralinos dans le halo. Leur annihilation en matière ordinaire (quarks, leptons, bosons de jauge) peut être mise en évidence par une composante exotique dans le spectre des particules produites après hadronisation. Afin de limiter le bruit de fond, on s'intéresse aux  $\bar{p}$  et aux  $e^+$ , beaucoup moins présents dans le rayonnement cosmique ( $\bar{p}/p \simeq 10^{-5}$ ,  $e^+/e^- \simeq 0.05$ ). La composante ordinaire des antiprotons du rayonnement cosmique provient de la spallation du rayonnement cosmique primaire sur les atomes d'hydrogène présents dans le milieu interstellaire ( $pp \rightarrow \bar{p} + X$ ).

La figure 2.7 présente le spectre de  $\bar{p}$  produits par la spallation, dans le cadre du modèle le plus simple qui est le modèle "Leaky Box". Pour des raisons cinématiques, le flux de  $\bar{p}$  en dessous de 1 GeV est très faible. L'annihilation de neutralinos en quarks et gluons, produit, après hadronisation, entre autres particules, des antiprotons. Il n'y a pas de raisons particulières pour que le flux de  $\bar{p}$  soit faible à basses énergies ( $E < 1$  GeV). En conséquence, l'observation des  $\bar{p}$  de faible énergie peut être le signe d'annihilation de neutralinos. La figure 2.7 présente également (en traits pleins) la contribution due à l'annihilation de neutralinos de 30 GeV et 60 GeV. Les résultats expérimentaux (obtenus avec des détecteurs embarqués à bord de ballons) sont aussi présentés. Le très faible nombre de  $\bar{p}$  observés ne permet certainement pas de conclure. Les points verts sont les résultats attendus par AMS, dans le cas de  $\bar{p}$  produits par spallation. Toute déviation par rapport à cette courbe peut être due à un signal supersymétrique.

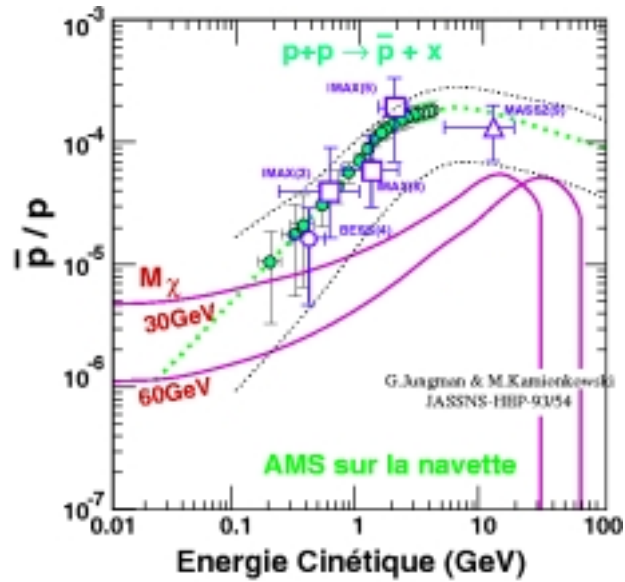


FIG. 2.7: Spectre de  $\bar{p}$ : en traits pleins, la contribution due à l'annihilation de neutralinos de 30 GeV et 60 GeV. Les résultats expérimentaux (obtenus avec des détecteurs embarqués à bord de ballons) sont aussi présentés. Les points verts sont les résultats attendus par AMS dans le cas où les  $\bar{p}$  ne proviennent pas de l'annihilation de  $\tilde{\chi}$ .

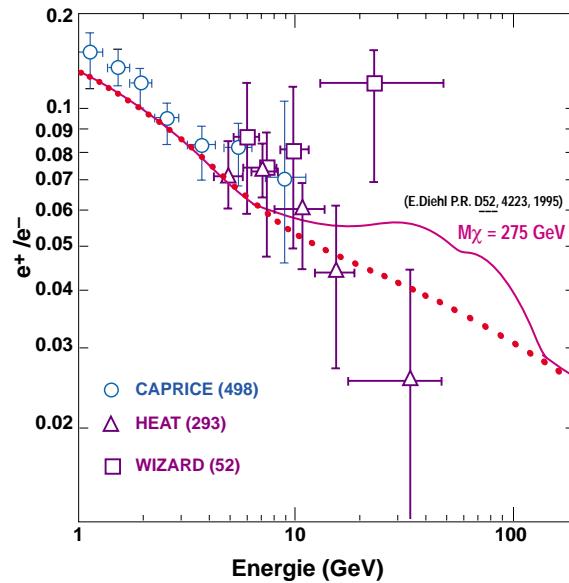


FIG. 2.8: Rapport  $e^+/e^-$  en fonction de l'énergie. Les données expérimentales (expériences en ballon) sont représentées par des cercles, carrés et triangles avec des barres d'erreurs. Les points en rouge représentent l'estimation du rapport pour une prise de données de 3 ans dans AMS dans le cas classique et la courbe en mauve est l'estimation de la distribution s'il y a une contribution de  $\tilde{\chi}$  de masse 275 GeV.

Les positrons présents dans le rayonnement cosmique sont principalement des produits de désintégration (de  $\pi$  en  $\mu$  puis en  $e^+$ ). Au delà de 10 GeV, le flux de  $e^+$  est une fonction décroissante de l'énergie ( $E^{-3.3}$ ) [49]. A la différence de  $\bar{p}$ , les positrons peuvent être produits directement par l'annihilation de  $\tilde{\chi}$  en paire  $e^+e^-$ , les  $e^-$  ont alors une énergie bien déterminée. Malgré la propagation, et à cause de la perte d'énergie par effet synchrotron et par diffusion Compton inverse, on peut s'attendre à observer un pic dans le spectre de  $e^+$ . Le problème qui se pose est que l'annihilation en paire  $e^+e^-$ , dans les modèles les plus simples, est caractérisée par un rapport d'embranchement très faible ( $BR=10^{-5}$ ) à cause de la conservation de l'hélicité (le  $\tilde{\chi}$  est une particule de Majorana). Dans le cas particulier où les s-électrons droit et gauche ont une masse différente, ce rapport augmente sensiblement. Si la masse du  $\tilde{\chi}$  est suffisante, l'annihilation en paire  $W^+W^-$  ou  $Z^0Z^0$  produit également des positrons d'énergie bien déterminée ( $E \simeq 40\text{GeV}$ ), voir Fig 2.8.

A titre de conclusion, on peut dire que, à cause du manque de connaissance sur la propagation des rayons cosmiques, toute prédiction est difficile, et l'absence de signal ne saurait être interprétée comme une absence de neutralinos [47].

## 2.3 Le détecteur AMS et les 2 phases du projet

Le détecteur AMS a été le premier spectromètre magnétique embarqué dans l'espace. Le but d'AMS est de mesurer les paramètres cinématiques de chaque rayon cosmique traversant le spectromètre et d'en déterminer la nature. Le spectromètre AMS a déjà fait un vol exploratoire en juin 1998 à bord de la navette DISCOVERY, il s'envolera pour être installé sur la Station Spatiale Internationale (ISS) pour une durée de 3 ans en 2003.

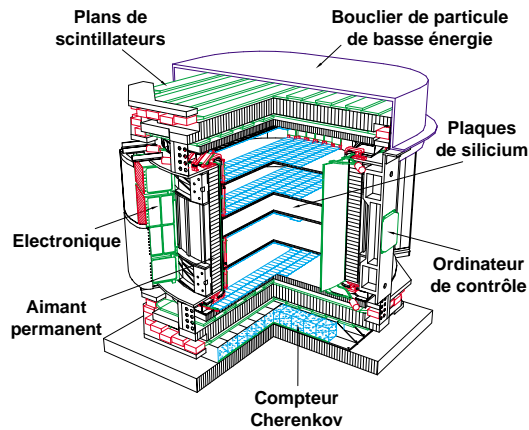


FIG. 2.9: Coupe du spectromètre AMS de la Phase 1.

Une particule cosmique traversant complètement le détecteur AMS de la troisième phase rencontrera successivement 16 plans de détecteur à radiation de transition (TRD)

avec un convertisseur au tungstène de  $0.3 X_0$  pour signer la trace du passage des  $e^-/\gamma$ , 2 plans de scintillateur ( $S_1, S_2$ ) pour le temps de vol, 6 plans de détecteurs au silicium pour la mesure des traces (dans l'aimant), 2 plans de scintillateur ( $S_3, S_4$ ), un Compteur Čerenkov RICH et un calorimètre électromagnétique. Une description détaillée du détecteur de la phase 1 est faite dans la proposition d'expérience AMS [52] dont est extrait le schéma d'implantation Fig. 2.9.

Il n'avait pas été possible jusqu'à présent d'envoyer dans l'espace un détecteur magnétique en raison de la difficulté technique et du coût très élevé d'un aimant mis en orbite. Des progrès très récents dans la technologie des aimants permanents à terres rares (et particulièrement l'alliage Nd-B-Fe) ont rendu maintenant possible la réalisation d'un spectromètre magnétique formé d'un tel aimant offrant une puissance de courbure  $B.l^2 = 0.15 \text{ Tm}^2$ , avec une acceptation de  $0.82 \text{ m}^2\text{sr}$  et ne pesant que 2 tonnes. C'est l'aimant d'AMS de la phase 1. Lors de la mission finale de la phase 2, AMS sera équipé d'un aimant supra-conducteur de 1 Tesla de champ magnétique. Cet aimant est en cours d'étude.

AMS va mesurer les paramètres suivants:

- La charge  $|Q|$  des particules par la perte d'énergie ( $\frac{dE}{dX}$ ) dans le détecteur de traces au silicium et dans les compteurs à scintillation.
- L'impulsion et le signe des particules chargées par la mesure de leur déflexion dans le champ magnétique grâce aux 6 plans de détecteur de traces au silicium. La résolution en impulsion  $\Delta p/p$  était de l'ordre de 15% pour une particule de 10 GeV/c pour le détecteur phase 1 et sera typiquement de 1% lors du vol d'AMS vers l'ISS.
- La vitesse  $\beta$  par le détecteur Čerenkov RICH, et donc la masse des particules en associant cette mesure à celle de l'impulsion des traces. D'autre part le RICH devrait avoir un pouvoir important de réjection des particules de l'albedo, contribuer à l'identification des  $\bar{p}$  et  $e^+$  et faire une bonne séparation en masse des ions légers et une bonne mesure de la charge des particules jusqu'à des  $Z \leq 26$  dans un domaine d'impulsions s'étendant jusqu'au TeV/nucléon.
- Les temps de vol et les mesures d'ionisation des particules par le TOF et les mesures de trace par le détecteur à radiation de transition pour des électrons/gammas de haute énergie, ce qui permettra de signer la nature de ces particules.
- L'énergie grâce à un calorimètre électromagnétique qui permettra aussi la discrimination des électrons et la mesure des rayonnements  $\gamma$ .

Une première prise de données de 100 heures avec le détecteur embarqué sur la navette spatiale DISCOVERY a eu lieu la première semaine de juin 1998. Ce vol a permis de tester le fonctionnement du détecteur, de comprendre d'éventuels problèmes environnementaux et de recueillir, en plus des données physiques, des indications précieuses sur les bruits

de fond. Dans ce vol, il n'y avait pas de détecteur à radiation de transition, et faute de temps, le détecteur RICH a été remplacé par un détecteur Čerenkov aérogel à seuil pour l'identification des protons et antiprotons en dessous de 3.5 GeV/c [53].

Il est prévu d'installer le détecteur AMS sur la future station spatiale internationale [54] en 2003, pour une durée de 3 à 5 ans. La station spatiale internationale sera assemblée progressivement de 1998 à 2003 et évoluera entre 350 et 420 kilomètres d'altitude sur une orbite inclinée de  $51.6^\circ$  sur l'équateur, avec une période de rotation de 90 minutes.

## 2.4 Les mesures attendues

### 2.4.1 L'antimatière et la matière noire

Outre la détection d'antinoyaux (cf page 54), l'expérience AMS propose de signer l'existence des annihilations de neutralinos  $\chi^0$  (cf page 57), en étudiant les spectres d'antiprotons ( $\bar{p}$ ) et de positons ( $e^+$ ). Le choix des  $\bar{p}$  ou des  $e^+$  est associé au problème des flux des spectres de rayons cosmiques. En effet les rayons cosmiques ordinaires introduisent un fond qui est proportionnel au flux de chaque type de particule. Pour étudier une composante exotique aux rayons cosmiques provenant de l'annihilation de neutralinos, on doit choisir une particule dont le flux ne soit pas très intense. La proportion relative des  $\bar{p}$  par rapport aux protons cosmiques est de l'ordre de  $10^{-5}$  à 1 GeV, provenant principalement des réactions de spallation des cosmiques primaires sur le milieu interstellaire. Le spectre des  $\bar{p}$  produits par spallation diminue fortement à basse énergie, au-dessous d'1 GeV, du fait des contraintes cinématiques.

Durant le vol sur la navette, quelques centaines d'antiprotons dans une gamme d'impulsion comprise entre 0.1 et 3.5 GeV/c ont été collectés (données actuellement en cours d'analyse [55]). Cette gamme d'énergie est couverte grâce à l'adjonction d'un détecteur Čerenkov aérogel à seuil.

Lors du séjour d'AMS sur la Station Spatiale Internationale, on devrait collecter  $5 \cdot 10^5$   $\bar{p}$  dans la même gamme d'énergie. La gamme d'énergie sera élargie en améliorant l'identification des particules par l'addition d'un détecteur Čerenkov de type RICH. La mesure du rapport  $\bar{p}/p$  atteindrait alors une précision de l'ordre de 1% et d'éventuels neutralinos de masse  $\leq 100$  GeV deviendraient détectables.

D'une manière analogue, alors qu'un total de 1000  $e^+$  ont été détectés à ce jour par différentes expériences, AMS devrait en collecter environ  $10^8$  lors de la phase 3 sur l'ISS.

### 2.4.2 Les mesures d'astrophysique

Le spectromètre AMS, grâce à son pouvoir d'identification des particules et son acceptance, permettra une amélioration considérable d'un grand nombre de mesures en astrophysique; plus particulièrement des avancées intéressantes dans les mesures de flux des



noyaux légers, de l'hélium à l'oxygène, sont attendues. Ces mesures permettront d'améliorer les connaissances sur la structure et la composition élémentaire de l'univers primordial ainsi que les processus de propagation de rayons cosmiques dans notre galaxie, contraignant alors les modèles phénoménologiques.

Le détecteur Čerenkov de type RICH et les mesures d'ionisation dans les détecteurs au silicium devraient permettre d'identifier les noyaux légers de l'hélium à l'oxygène, à partir de la mesure de leur charge et de leur impulsion, jusqu'à des impulsions de 200 MeV/nucléon.

Grâce à l'aimant supra-conducteur d'AMS qui devrait avoir un champ magnétique de 1 Tesla, l'impulsion maximale par nucléon qui sera mesurable est de l'ordre du TeV par nucléon. On pourra en particulier séparer les masses et les charges des isotopes jusqu'à  $A \simeq 28$ , jusqu'à des énergies de 15 GeV/c pour les éléments légers comme H et He et jusqu'à 8 GeV/c pour les noyaux les plus lourds comme Al ou Si [56]. D'autre part, AMS aura la possibilité de collecter des données des éléments jusqu'à  $Z \leq 26$  et jusqu'à des énergies du TeV/nucléon. On pourra en particulier collecter quelque centaines de noyaux de Fe aux énergies du TeV/nucléon pendant les 3 années de prise de données.

L'expérience devrait collecter environ  $10^4$  noyaux de Beryllium, dont 430  $^{10}\text{Be}$  par jour, permettant d'atteindre une précision de quelques pour cent sur le rapport  $\frac{{}^9\text{Be}}{{}^{10}\text{Be}}$ , alors qu'actuellement seulement quelques dizaines de  $^{10}\text{Be}$  ont été collectés en 14 ans d'expériences sur satellite.

Enfin la grande durée de l'expérience permettra des mesures de flux de particules en fonction du temps et de les relier par exemple au cycle solaire, qui devrait atteindre son activité maximale en l'an 2000.

### 2.4.3 En résumé

Pour conclure, les principaux domaines de physique accessibles sont résumés dans la table 2.1 où sont rappelées les mesures attendues par l'expérience AMS comparées aux mesures actuelles dans chacun des domaines.

Éléments	Sensibilité	Mesures actuelles	Energie GeV	Physique
$\bar{H}e/He$	$10^{-9}$	$10^{-5}$	0.5-100	Antimatière GUT
$\bar{C}/C$	$10^{-8}$	$10^{-4}$	0.5-100	Théorie EW Violation CP
$e^+$	$10^8$	$10^3$	0.1 – 100	Matière noire
$\bar{p}$	$5 * 10^5$	50	0.1-100	Supersymétrie
$D, H_2$	$10^9$		1-20	Astrophysique
${}^3He, {}^4He$	$10^9$		1-20	
${}^9Be/{}^{10}Be$	0.02		1-20	

TAB. 2.1: *Sensibilité de l'expérience AMS dans les différents domaines de physique*

## 2.5 Principe du détecteur RICH pour AMS

Un compteur Čerenkov de type RICH permet de mesurer la vitesse  $\beta$  des particules en mesurant l'angle d'émission du rayonnement Čerenkov, et leur charge  $Z$  en mesurant le nombre de photons détectés. Dans le spectromètre AMS, le compteur Čerenkov RICH permettra d'identifier la masse des particules au moyen de  $\beta$  et de la rigidité mesurée par l'aimant, ainsi que la charge. La contrainte de très haute fiabilité requise pour l'ensemble des éléments du spectromètre, et donc pour les matériaux et composants utilisés, impose le recours à des solutions instrumentales éprouvées. La solution retenue utilise le principe de la focalisation de proximité, qui n'inclut en fait aucun dispositif optique de focalisation. Le choix approuvé pour le scénario de base du compteur s'inspire largement du RICH construit pour le spectromètre embarqué sur ballon CAPRICE [57].

Le principe de fonctionnement de ce type de compteur est le suivant: un radiateur mince d'indice de réfraction  $n$  est placé face à un plan de détection. Les particules de vitesse supérieure à  $c/n$  engendrent un cône de rayonnement Čerenkov qui est réfracté par l'interface de sortie du radiateur et qui se développe dans l'espace le séparant du plan de détection. L'angle polaire par rapport à la direction de la trajectoire de la particule incidente,  $\theta_c$ , est exprimé par  $\cos \theta_c = (n\beta)^{-1}$ , l'indice de réfraction  $n = n(\lambda)$  dépendant de la longueur d'onde du photon émis.

Dans le plan du détecteur, pour un compteur idéal utilisant un milieu non dispersif

et un radiateur infiniment mince, les photons sont distribués sur un cercle dont le rayon détermine directement la vitesse de la particule. Pour un compteur réel, ils sont distribués à l'intérieur d'un anneau dont le rayon moyen est d'autant plus grand que l'espace de glissement est grand, et d'autant plus large que le radiateur est épais et le milieu dispersif. Ceci introduit alors une incertitude expérimentale sur la mesure de la vitesse qu'il est nécessaire d'évaluer. L'erreur sur la détermination expérimentale de  $\beta$  s'écrit comme:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \tan\theta_c \Delta\theta_c ,$$

où  $\Delta\theta_c$  contient l'erreur due au chromatisme  $\frac{\Delta n}{n}$  et la dispersion due à l'épaisseur du cristal. la résolution en  $\beta$  contribue à la résolution en masse selon:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta p}{p} + \gamma^2 \frac{\Delta\beta}{\beta} ,$$

où  $\frac{\Delta p}{p}$  est la résolution en impulsion. Notre objectif est d'arriver à une résolution proche de la limite chromatique , c'est à dire meilleure que  $10^{-3}$  pour un radiateur de type NaF.

Un plan de radiateur couvre l'acceptance de l'aimant du spectromètre et les photons sont détectés par une matrice de photomultiplicateurs (PM). Le radiateur est constitué d'une mosaïque de cristaux dont le bas indice de réfraction permettra la sortie du cône Čerenkov . On pourra par exemple utiliser le radiateur aérogel dont l'indice moyen de réfraction est de 1.035 ou le fluorure de sodium dont l'indice moyen de réfraction est de 1.336, ou encore une combinaison des deux. L'épaisseur de l'élément de base sera de 5 à 20 mm selon l'indice.

La structure de l'ensemble doit avoir des caractéristiques vibratoires conformes au cahier des charges très rigoureux, imposé par la NASA. En particulier elle doit offrir une sensibilité minimum aux vibrations de basse fréquence et avoir ses modes propres au-delà de 100 Hz.

## 2.6 Le prototype 1 du RICH d'AMS

Un prototype de compteur basé sur ce principe a été construit pour être testé en particules. Ce prototype est destiné à :

- l'étude de la structure des événements réels et test de l'algorithme de traitement.
- tester l'électronique dédiée [58, 59], qui devrait par la suite être de qualification spatiale.
- l'étude de la dynamique de l'électronique et le rendement en photons des PM. Par conséquent, l'étude de l'efficacité du compteur dans la mesure de la charge  $Z$  et domaine en  $Z$  accessible.

Ce prototype est réalisé au moyen d'un ensemble de photomultiplicateurs de type PHILIPS XP2802 de diamètre  $\phi \approx 19$  mm [60], montés sur une plaque d'aluminium placée à une distance de glissement variable  $D$ , d'un radiateur (NaF, Aérogel, ...) d'épaisseur  $d$ . L'ensemble est disposé dans une chambre à vide de 1 m de diamètre, voir Fig. 2.10.

Un algorithme de reconstruction de la vitesse  $\beta = [n \cos \theta_c]^{-1}$  de la particule, où  $\theta_c$  est l'angle Čerenkov, a été élaboré. Le détail des calculs et des algorithmes se trouve dans la notice référencée en [61]. D'autre part, nous savons que le nombre de photons détectés est proportionnel au carré de la charge  $Z$  selon la formule  $N_{\gamma e^-} = cste Z^2 \sin^2 \theta_c d$  [62, 61]. La charge peut donc être déterminée si le nombre de photons Čerenkov détectés  $N_{\gamma e^-}$  est bien mesuré.

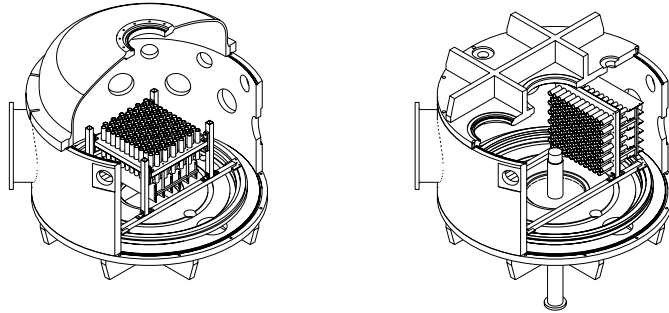


FIG. 2.10: *Vue en coupe de la chambre à réaction dans la configuration “tests aux rayons cosmiques” (image de gauche) et “tests sur faisceau” (image de droite).*

## 2.6.1 Tests aux rayons cosmiques

### Dispositif expérimental

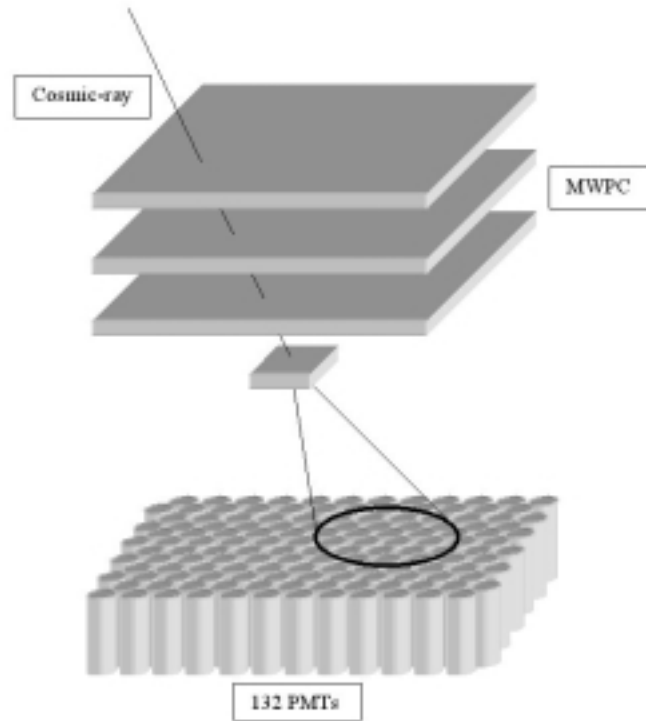


FIG. 2.11: *Schéma de principe du mini-RICH, configuration "cosmiques".*

Pour tester l'ensemble du dispositif en rayonnement cosmique, 3 chambres à fils sont placées au dessus de la chambre à réaction pour la détermination de la trajectoire de la particule ainsi que 3 scintillateurs pour définir le déclenchement, voir le schéma de principe en Fig. 2.11. La distance inter PM est de 26 mm en X et 30 mm en Y. La matrice est composée de 132 PM et a donc une acceptation géométrique de surface de 25%. Par ailleurs 35% de ces PM n'ont pas une bonne réponse au photon unique.

Ces tests se font dans le Hall B de l'ISN, voir la photographie de l'ensemble instrumental en Fig. 2.12. Une particule qui traverse le dispositif expérimental est retenue si elle est détectée en coïncidence par les 3 scintillateurs. Le premier scintillateur est le premier détecteur que la particule rencontre et le troisième est celui qu'elle traverse avant d'atteindre le radiateur. La géométrie de celui-ci est plus petite que les précédents afin de contraindre la détection aux événements qui passent dans le radiateur. Entre les scintillateurs, sont placées les 3 chambres à fils. Celles-ci sont identiques ( $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ) et possèdent chacune 2 plans de fils (X et Y), au pas de 2 mm. Elles sont lues par des lignes à retard. Comme

attendu, compte tenu de l'acceptance du détecteur, le taux de cosmiques acquis est de 0.5 Hz. Lorsqu'un photon Čerenkov est détecté par le PM, la charge du signal d'anode est mesurée par un ASIC [58] puis transmise via l'électronique de lecture à l'acquisition de données.



FIG. 2.12: *Photo du dispositif expérimental du mini-RICH installé dans le Hall B de l'ISN dans sa configuration "détection en rayons cosmiques".*

La première période de tests a duré 4 mois à partir du mois d'avril 98, ce qui nous a permis d'étudier les configurations suivantes:

1. Radiateur NaF dont l'indice moyen de réfraction est 1.336 avec une épaisseur de 5 et 10 mm, la surface du radiateur étant de  $85 \times 85 \text{ mm}^2$ . Trois distances de glissement sont choisies selon le radiateur et son épaisseur, soit 5.5 cm, 9.5 cm et 13 cm.
2. Radiateur Aéro-gel: 2 types ont été testés, l'un avec un indice moyen de réfraction de 1.035, une épaisseur de 33 mm et une surface de  $110 \times 110 \text{ mm}^2$ , et l'autre avec un indice moyen de réfraction de 1.05, une épaisseur de 25 mm et une surface de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ . Trois distances de glissement sont choisies selon le radiateur et son épaisseur, soit 13 cm, 14 cm et 29 cm.

Après cette campagne de mesures, une amélioration de l'instrumentation a été effectuée. Il s'agissait de compacter la matrice de PM pour augmenter l'acceptance géométrique de surface à 40% en ramenant la distance inter PM à 22.5 mm en X et 19.5 mm en Y. La matrice est composée de 126 PM, ce qui a permis, entre autres, d'améliorer l'efficacité

de détection et dans le même temps la résolution en  $\beta$ . La seconde période de tests qui a débuté en décembre 98 et qui a duré 1 mois, a permis d'étudier les configurations suivantes:

1. Combinaison de radiateurs: NaF d'épaisseur 10 mm + Aérogel de  $\langle n \rangle = 1.035$  d'épaisseur 22 mm, espacés par 3 mm d'air. La distance de glissement est à peu près de 8.7 cm à partir de la face de sortie du radiateur aérogel.
2. Configuration Albedo avec la matrice de PM retournée vers le bas.
3. Configurations standard avec NaF ou aérogel seul

### Traitement des données

Lorsque la particule est détectée, l'événement est retenu seulement si, elle a traversé les 3 chambres en fournissant les 3 points d'espace et si au moins 3 photons Čerenkov ont été détectés. Lorsque cette condition est vérifiée, 30% des événements sont retenus avec la possibilité de reconstruire leur trajectoire. La Fig. 2.13 montre la distribution des impacts de la particule incidente sur les plans X-Y des 3 chambres et la projection de la trajectoire reconstruite sur le plan du radiateur.

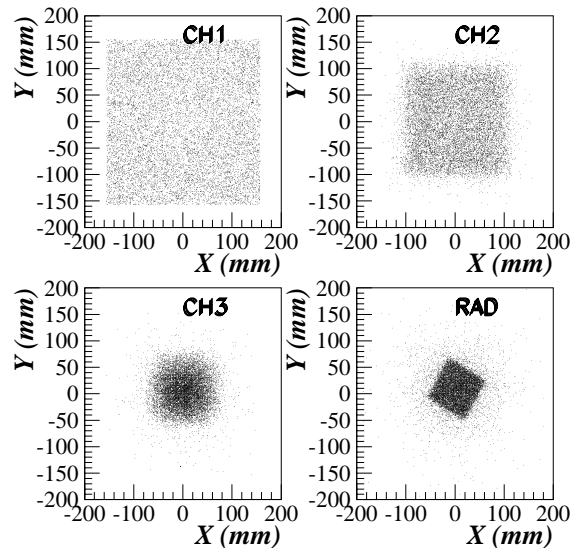


FIG. 2.13: Impacts des particules incidentes sur les 3 chambres ( $CH1, CH2, CH3$ ) et la projection de la trajectoire reconstruite sur le plan du radiateur ( $RAD$ ).

On constate d'ailleurs grâce à ce dernier spectre ( $RAD$ ) que le radiateur n'est pas centré sur l'axe des chambres et qu'il est tourné d'un angle d'environ  $30^\circ$ . Grâce à ce spectre on délimite le contour du radiateur afin de contraindre les événements à ces limites géométriques. Ceci élimine par conséquent les événements dont la reconstruction

de la trajectoire est mauvaise et ceux qui physiquement ne passent pas par le radiateur, malgré l'enregistrement des 3 photons Čerenkov exigés pour accepter l'événement.

La Fig. 2.14 montre 4 événements dont les photons Čerenkov ont été détectés par les PM. Les distributions sont en forme d'anneaux ou de demi-lune selon l'angle d'incidence  $\tau$ . Certains de ces événements contiennent un point d'impact qui correspond au passage de la particule incidente, telle la figure en haut à droite et en bas à gauche, ou bien des coups de bruits de fond, telle la figure en bas à droite. Il faut donc s'affranchir du bruit parasite des PM et des signaux provenant des impacts des particules incidentes afin de reconstruire l'angle Čerenkov proprement.

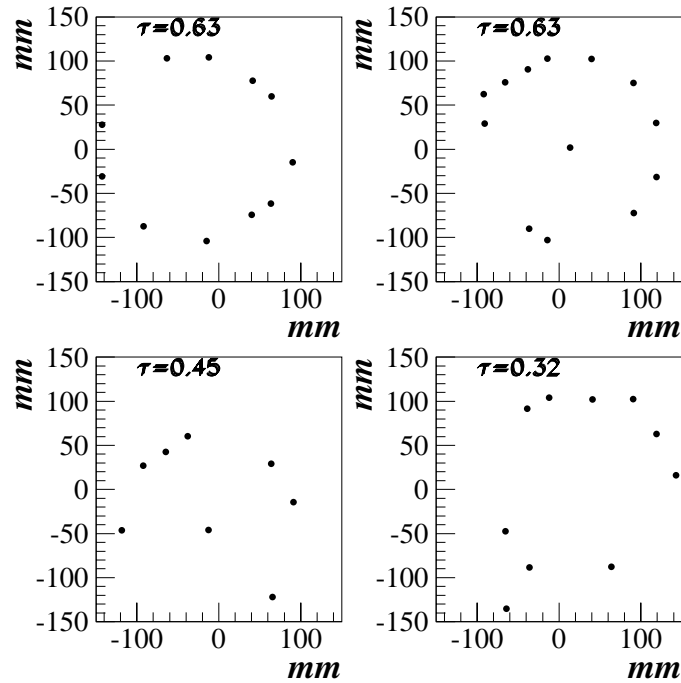


FIG. 2.14: *Distribution des impacts des photons Čerenkov sur la matrice des PM,  $\tau$  est l'angle d'incidence en degrés.*

Lorsque la particule incidente traverse le verre de la fenêtre d'entrée du PM, elle produit un nombre important de photons Čerenkov et l'amplitude enregistrée par l'ADC de ce PM est grande. D'autre part, si on essaye de reconstruire l'angle Čerenkov de cet impact, il sera forcément de petite valeur. Le point d'impact de la particule incidente sur le PM en question devrait coïncider avec l'extrapolation de la trajectoire reconstruite sur le détecteur. Il faut noter aussi que l'angle Čerenkov est calculé, comme indiqué dans la note [61], à partir de la position de la particule incidente sur le détecteur.



La distribution de l'angle Čerenkov en fonction de l'amplitude des ADC des PM touchés est illustrée sur la Fig. 2.15: on peut observer, en effet la corrélation attendue entre les grandes amplitudes et les petits angles reconstruits. On peut donc appliquer une coupure globale qui consiste à rejeter les valeurs en amplitude des ADC des PM supérieures à une valeur limite  $ADC_{cut}$  et les angles Čerenkov inférieurs à  $\theta_c^{cut}$ . Ces valeurs sont déterminées empiriquement sur la base des distributions d'amplitudes et d'angles observés pour les photons Čerenkov de chaque système. Ceci élimine efficacement les signaux provenant de l'impact de la particule incidente sur la matrice des PM. Cette coupure permet de garder 83% des impacts détectés.

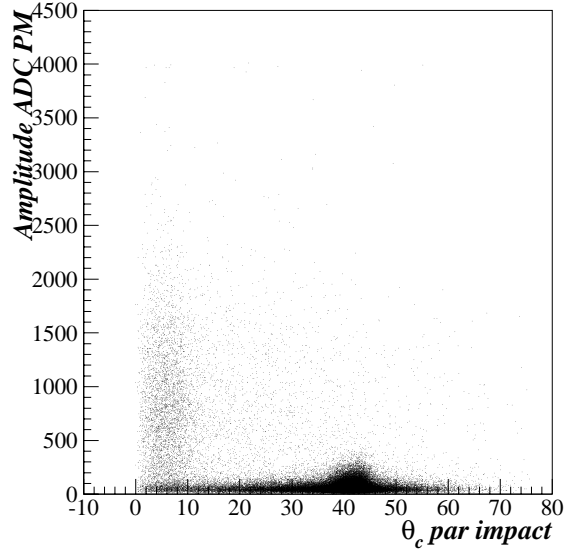


FIG. 2.15: *Distribution des valeurs ADC des PM touchés en fonction de l'angle Čerenkov reconstruit pour tous les événements acceptés provenant du système avec radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm. Les grandes amplitudes proches de  $\theta_c=0$  correspondent aux impacts de particules incidentes sur les PM.*

On observe que la valeur moyenne de la distribution des angles Čerenkov des photons détectés par les PM est proche de la valeur de l'angle Čerenkov associé à  $\beta=1$ . Pour certains événements, quelques points sont excentrées de la valeur moyenne de la distribution comme illustré par la Fig. 2.16. Ces points correspondent au bruit de fond généré par les PM ou par des impacts parasites. La méthode dite “de la médiane” consiste à garder les valeurs des angles Čerenkov qui sont distribuées autour de la valeur médiane de la distribution à l'intérieur d'une fenêtre de valeurs choisies empiriquement (dans notre cas,  $\Delta\theta_c = \pm 3^\circ$ ). Cette méthode s'applique événement par événement et permet de garder 64% des photons détectés, après suppression des impacts des particules incidentes.

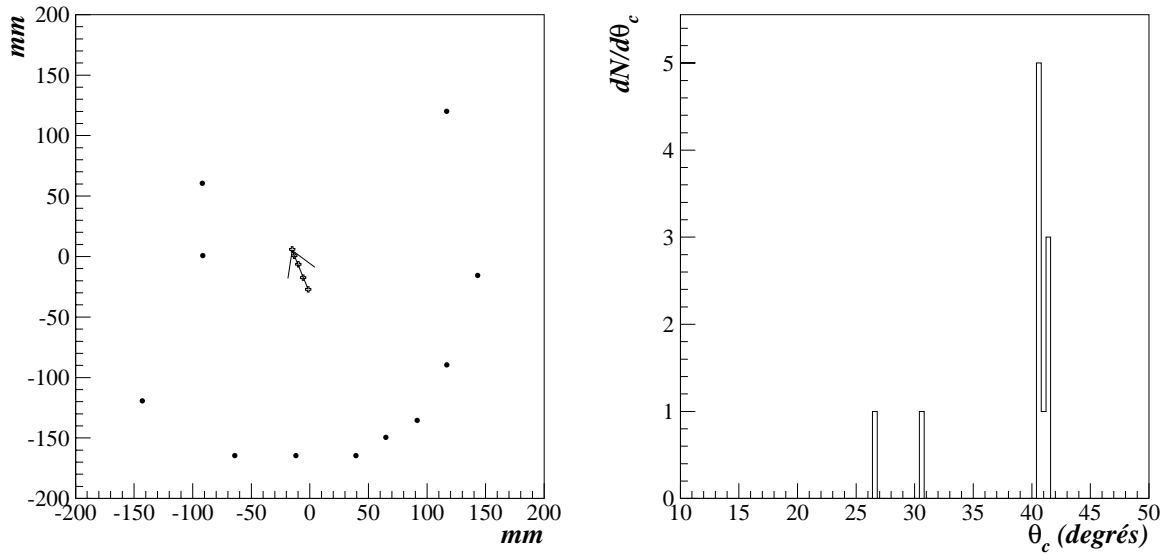


FIG. 2.16: **Figure de gauche:** distribution des impacts des photons Čerenkov sur la matrice des PM pour un événement accepté provenant du système avec radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm. **Figure de droite:** Distribution des angles Čerenkov des impacts de l'événement décrit par la figure de gauche.

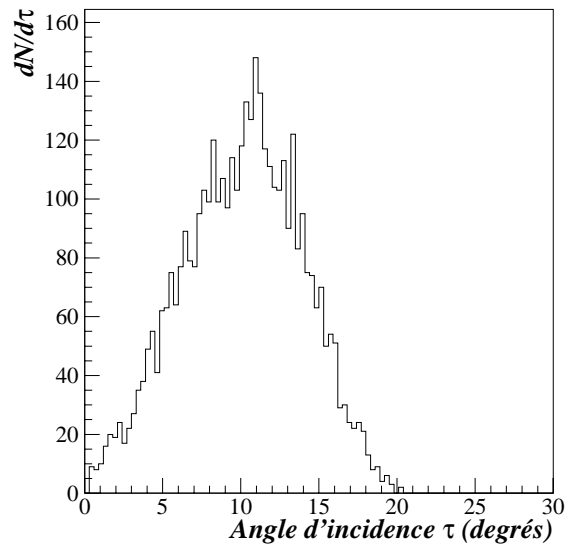


FIG. 2.17: Distribution typique de l'angle d'incidence des cosmiques dans notre détecteur.

## Analyse et comparaison aux simulations

L'acceptance angulaire des particules incidentes est illustrée par la distribution de l'angle incident en Fig. 2.17 (valeur moyenne de  $11^\circ$  et valeur maximum de  $20^\circ$ ). La multiplicité moyenne détectée est de l'ordre de 5 lorsque le radiateur est du NaF et de 3 lorsque le radiateur est de l'aérogel. Les histogrammes de la Fig. 2.18 illustrent les distributions typiques de l'angle Čerenkov et de la vitesse  $\beta$  pour tous les impacts propres de tous les événements pour le système NaF 10 mm, D=95 mm. On vérifie que la distribution  $\theta_c$  pour ce radiateur a une valeur moyenne de  $41^\circ$ , valeur attendue pour les particules dont le  $\beta$  est proche de 1.

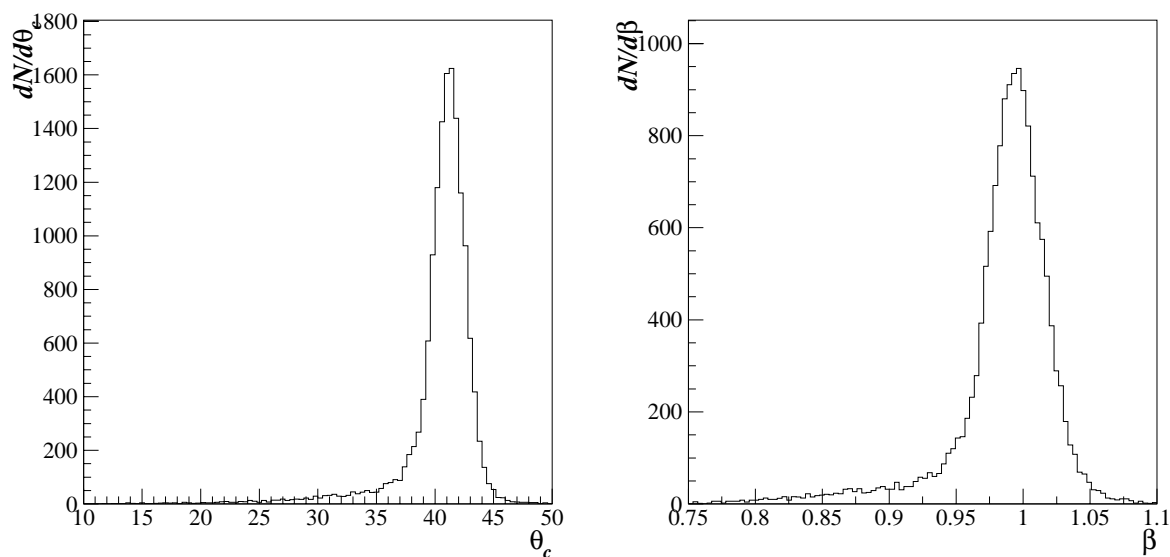


FIG. 2.18: Distributions typiques de l'angle Čerenkov par impact et de la vitesse  $\beta$  correspondante pour les événements provenant du système avec radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm.

Les distributions des impacts des photons Čerenkov produits sur la matrice des PM des divers systèmes étudiés sont tout à fait compatibles avec ce qu'on en attend. Les distributions de la Fig. 2.19, montrent que pour un événement donné (angle d'incidence  $\tau$  et angle azimuthal  $\phi$ ) la distribution de ces photons correspond bien à l'évolution du cône Čerenkov selon la distance et selon l'incidence de la particule. Les points provenant des impacts de la particule incidente sur les 3 chambres et extrapolés sur le radiateur et le plan des PM sont indiqués sur la figure par les 5 points (croix) ajustés par une flèche qui indique la trajectoire de la particule incidente.

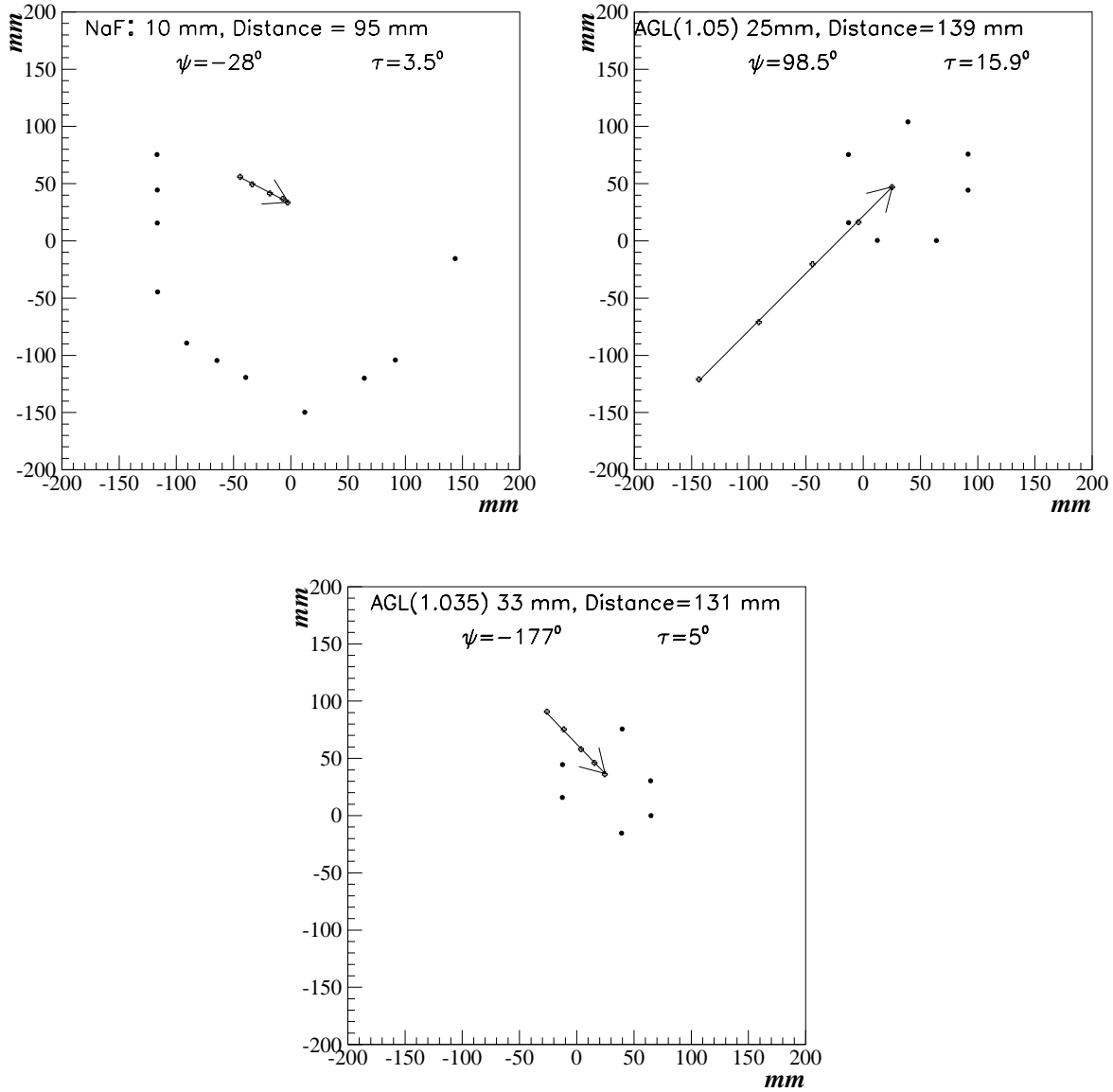


FIG. 2.19: Distribution des impacts des photons Čerenkov pour 3 systèmes: (*gauche*) radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm, (*droite*) radiateur aérogel(1.05) 25 mm, distance de glissement de 139 mm, (*centre bas*) radiateur aérogel(1.035) 33 mm, distance de glissement de 131 mm.

Les distributions du  $\theta_c$  moyen calculé pour chaque événement, Fig. 2.20, ont des valeurs moyennes identiques aux valeurs attendues pour des particules de  $\beta = 1$ , c'est à dire  $41^\circ$  pour le NaF,  $19^\circ$  pour l'aérogel de  $\langle n \rangle = 1.05$  et  $15^\circ$  pour l'aérogel de  $\langle n \rangle = 1.035$ .

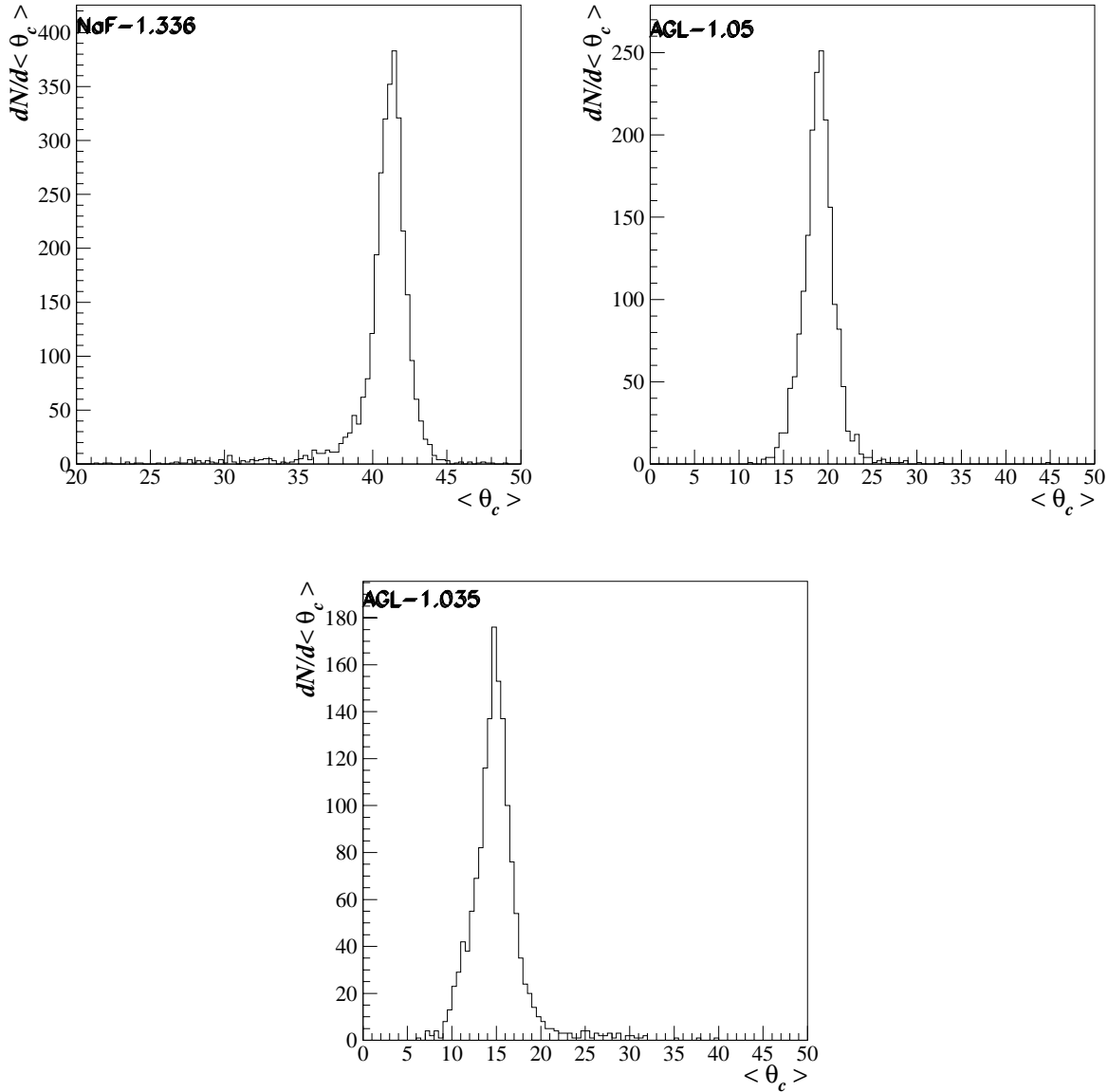


FIG. 2.20: *Distribution de l'angle Čerenkov moyen par événement pour 3 systèmes: (gauche) radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm, (droite) radiateur aérogel(1.05) 25 mm, distance de glissement de 139 mm, (centre bas) radiateur aérogel(1.035) 30 mm, distance de glissement de 134 mm.*

Pour le NaF de  $\langle n \rangle = 1.336$ , le seuil de production est à  $\beta_{seuil} = 0.75$ . Pour l'aérogel de  $\langle n \rangle = 1.035$ , il est à  $\beta_{seuil} = 0.96$ . Lorsqu'on observe les distributions de la vitesse moyenne par événement, Fig. 2.21, la valeur moyenne est autour de 1 comme attendu et le  $\beta_{seuil}$  est compatible avec les prévisions. L'ajustement de la distribution avec une gaussienne permet d'extraire la résolution, exprimée en unités de déviation standard,  $\sigma$ .

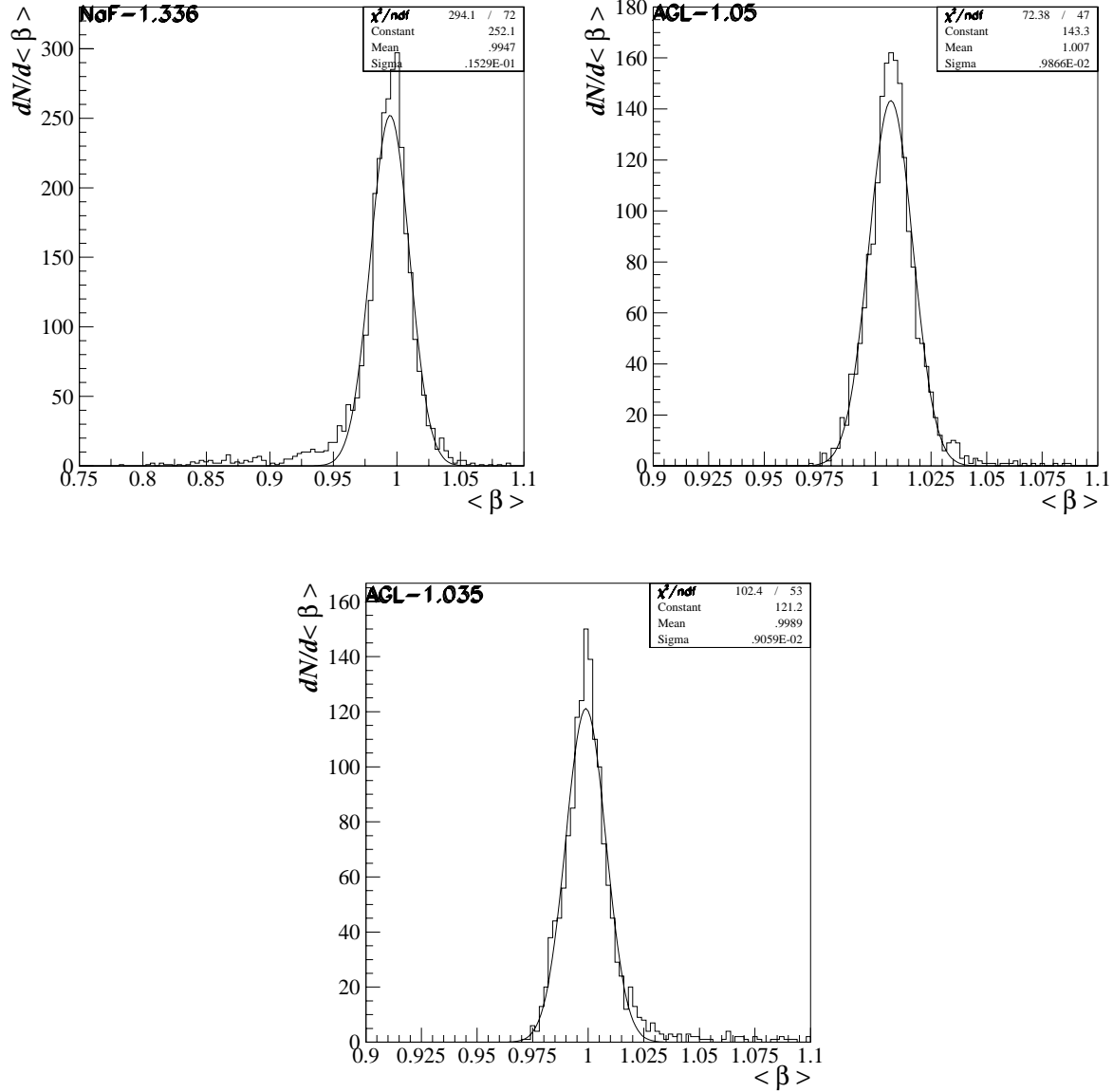


FIG. 2.21: Distribution de la vitesse moyenne par événement pour 3 systèmes: (*gauche*) radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm, (*droite*) radiateur aérogel(1.05) 25 mm, distance de glissement de 139 mm, (*centre bas*) radiateur aérogel(1.035) 30 mm, distance de glissement de 134 mm.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus avec tous les systèmes étudiés (les systèmes indiqués par (\*) proviennent de la deuxième campagne de mesures):  $\langle \mu \rangle$ ,  $\langle d_c \rangle$ ,  $\langle \theta_c \rangle$  et  $\langle \beta \rangle$  sont la multiplicité moyenne, la distance Čerenkov moyenne, angle Čerenkov moyen et vitesse moyenne par événement.

Radiateur	$\langle n \rangle$	$d$ mm	$D$ mm	$\langle \mu \rangle$	$\langle d_c \rangle$ mm	$\langle \theta_c \rangle$ degrés	$\langle \beta \rangle$	$\sigma \times 10^2$
Aérogel	1.05	25	139	3.6	60.	19.	1.00	0.98
Aérogel	1.035	30	134	3.3	40.	15.	0.99	0.90
Aérogel	1.035	33	131	3.3	50.	15.	0.99	0.86
Aérogel	1.035	33	291	3.7	80.	15.	0.99	0.59
Aérogel(*)	1.035	22	189	4.38	58	15.5	0.99	0.52
NaF(*)	1.336	5	92	4.26	120.	41.2	0.99	1.37
NaF	1.336	5	95	3.	130.	41.	0.99	1.59
NaF(*)	1.336	10	52	8.83	87.	41.2	0.99	1.15
NaF	1.336	10	95	4.8	150.	41.	0.99	1.65
NaF	1.336	10	131	4.	160.	41.	1.00	1.58

On observe que la meilleure résolution ( $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ ) est obtenue avec le système dont le radiateur est l'aérogel d'indice moyen 1.035, d'une épaisseur de 22 mm, la distance de glissement étant de 19 cm.

La configuration "Albedo" est composée de 5 mm de NaF placés a environ 84 mm de la matrice de PM mais le tout renversé (PM et radiateur face au sol). La multiplicité moyenne obtenue est de l'ordre de 3. Seuls 13 événements ont réussi à passer les coupures d'analyse sur les 7325 événements reconstruits proprement. Ce qui nous donne un taux de réjection de  $1.7 \cdot 10^{-3}$ .

En ce qui concerne la configuration à 2 radiateurs, voir les Fig 2.22, elle est bien plus compliquée puisque la séparation des événements produits dans le NaF et ceux produits dans l'aérogel a nécessité une analyse particulière que je ne développerai pas. Sur les 20118 événements reconstruits proprement, 8024 événements ont échappé aux coupures classiques de l'analyse, c'est à dire près de 80% de la statistique. La multiplicité moyenne est de 4.5 et les résolutions de  $\langle \beta \rangle$  obtenus pour les événements identifiés sont: 2% pour le NaF (d=10 mm et D=112 mm) et 1.13% pour l'aérogel (d=22 mm et D=87 mm). Ce qui est en complet accord avec les précédents résultats issus des configurations individuelles.

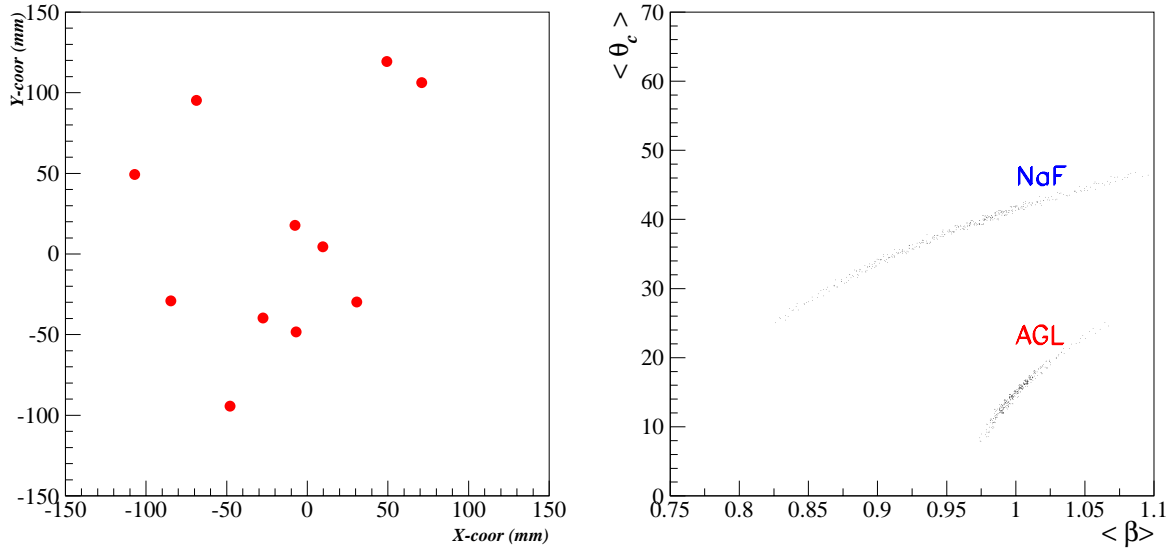


FIG. 2.22: Configuration avec 2 radiateurs: (*gauche*) un événement type où les points extérieurs en arc de cercle représentent les photons provenant du NaF et les points centraux proviennent de l'aérogel. (*droite*) Distribution des angles Čerenkov moyens en fonction de la vitesse moyenne.

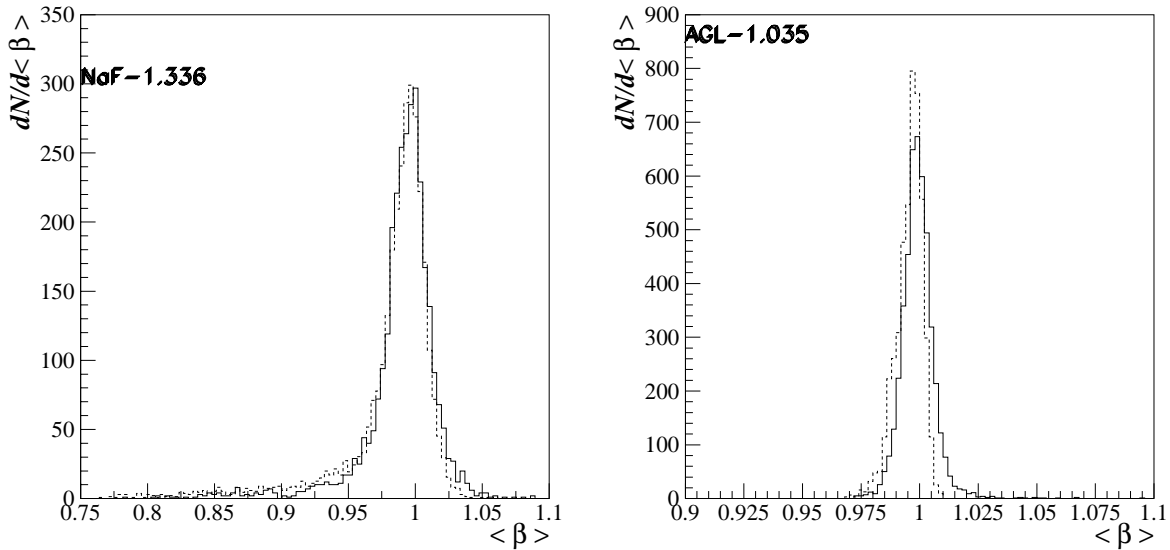


FIG. 2.23: Distribution de la vitesse moyenne par événement expérimentale et simulée pour 2 systèmes: (*gauche*) radiateur NaF 10 mm, distance de glissement de 95 mm, (*droite*) radiateur aérogel(1.035) 33 mm, distance de glissement de 291 mm.



La comparaison avec les résultats de la simulation est illustrée sur la Fig. 2.23 où les distributions  $\langle \beta \rangle$  expérimentales (trait plein) sont superposées aux distributions simulées (tirets) pour 2 systèmes étudiés. On peut voir la bonne compatibilité des 2 distributions expérimentales avec celles de la simulation.

Ce résultat est exprimé dans le tableau ci-dessous: les résultats expérimentaux sont les valeurs de gauche et les résultats de la simulation sont les valeurs de droite de la même colonne. Sont comparées dans les deux avant dernières colonnes, la multiplicité moyenne par événement et la résolution de la distribution de la vitesse moyenne  $\beta$ . La dernière colonne représente le rapport de la résolution expérimentale sur celle de la simulation. On observe que les résolutions obtenues par simulation reproduisent les valeurs expérimentales à 30% près pour le plus mauvais accord et à 15% près pour le meilleur.

Radiateur	$\langle n \rangle$	$d$ mm	$D$ mm	$\langle \mu \rangle$	$\sigma \times 10^2$	$\sigma_{exp}/\sigma_{simu}$
Aérogel	1.05	25	139	3.6/3.8	0.98/0.79	1.24
Aérogel	1.035	33	131	3.3/3.5	0.86/0.66	1.30
aérogel	1.035	33	291	3.7/3.6	0.59/0.51	1.15
NaF	1.336	10	95	4.8/4.7	1.65/1.41	1.17

Notre but est d'obtenir une résolution meilleure que  $10^{-3}$ . Il faudra donc choisir le bon radiateur avec le bon indice de réfraction et la meilleure distance de glissement. L'objectif semble être à notre portée puisque comme le montre la simulation faite pour l'étude d'un RICH à focalisation de proximité pour AMS [61], une bonne séparation en masse des noyaux légers est possible si le radiateur utilisé est du NaF ou de l'aérogel ou une combinaison des deux avec une pixélisation du détecteur de 10 mm, en tenant compte d'une résolution en impulsion meilleure que 3%. Grâce à ces optimisations, on pourra atteindre des résolutions en  $\beta$  de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^{-3}$  pour le NaF et  $5 \cdot 10^{-4}$  pour l'aérogel [61] dans le cas des faibles charges.

## 2.6.2 Tests en faisceau d'ions

Des tests sur faisceau d'ions  $^{12}\text{C}$  à GSI-Darmstadt ont été effectués en Mars 99. Ces tests ont eu pour but, essentiellement, l'étude de la dynamique de la reconstruction de la charge.

### Dispositif expérimental

La détecteur était installé dans la Cave C de l'accélérateur GSI à Darmstadt. Le réglage d'une optique dite "parallèle" permettait d'avoir un faisceau de dimension transversale

de  $1 \text{ cm}^2$  et le taux d'événements était de quelques centaines de Hz. Nous disposions d'une cible de polyéthylène de 8 cm d'épaisseur ( $0.2 L_R$ ) afin de produire, grâce à la fragmentation du  $^{12}\text{C}$ , un spectre de particules ayant des  $Z$  de 1 à 6. D'autre part, une cible en quartz de 3 mm, placée en amont du dernier dipôle de la ligne de faisceau, permettait d'obtenir des ions provenant de la fragmentation du  $^{12}\text{C}$  dans la cible. En effet, on sait que

$$B\rho \propto \frac{p}{Z} \propto \text{cte} \frac{A}{Z},$$

où  $B, \rho, p, Z$  et  $A$  sont respectivement la valeur du champ magnétique, la courbure de la trajectoire, l'impulsion, la charge et la masse de l'ion. Si on garde  $B\rho$  constant, tous les ions produits avec le même rapport masse sur charge sont délivrés à la même vitesse que le faisceau de  $^{12}\text{C}$  pur. Nous avons pu ainsi récolter des événements avec des ions de  $Z=1$  à  $Z=6$  avec des réglages de faisceau de  $^9\text{Be}$  ( $A/Z=\frac{9}{4}$ ,  $B\rho=1.668 \text{ Tm}$ ), de  $^7\text{Li}$  ( $A/Z=\frac{7}{4}$ ,  $B\rho=1.73 \text{ Tm}$ ), de  $^3\text{He}$  ( $A/Z=\frac{3}{2}$ ,  $B\rho=1.112 \text{ Tm}$ ) et de proton ( $A/Z=1$ ,  $B\rho=0.741 \text{ Tm}$ ).

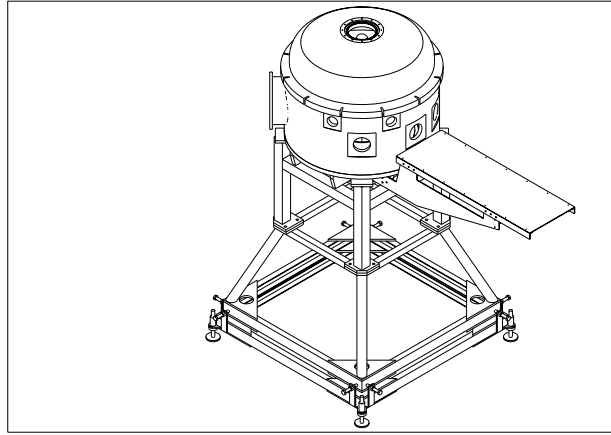


FIG. 2.24: Vue générale du dispositif expérimental, version configuration "faisceau".

Le plan de détection des photons Čerenkov était disposé en configuration "faisceau", Fig 2.10 (droite), la matrice de PM utilisée était celle de la deuxième campagne de mesures en rayonnements cosmiques. Deux chambres à fils (X-Y) de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  avec des fils espacés de 1 mm ont été utilisées pour la reconstruction de la trajectoire et 3 scintillateurs espacés d'environ 1 m les uns des autres ont servi à la détermination de l'énergie déposée  $dE/dX$  et la définition en temps de l'événement. Ces scintillateurs sont d'épaisseur 8 mm, 2.5 mm et 2.5 mm respectivement dans l'ordre de leur disposition à partir de 20 cm de la sortie du faisceau. Les deux derniers ainsi que les 2 chambres (X-Y) étaient placés sur un plateau installé devant la chambre à réaction, Fig 2.24. La matrice de PM était disposée sur une couronne mobile télécommandée permettant de faire varier l'angle d'incidence de la particule, le radiateur tournant avec la matrice, Fig 2.25.

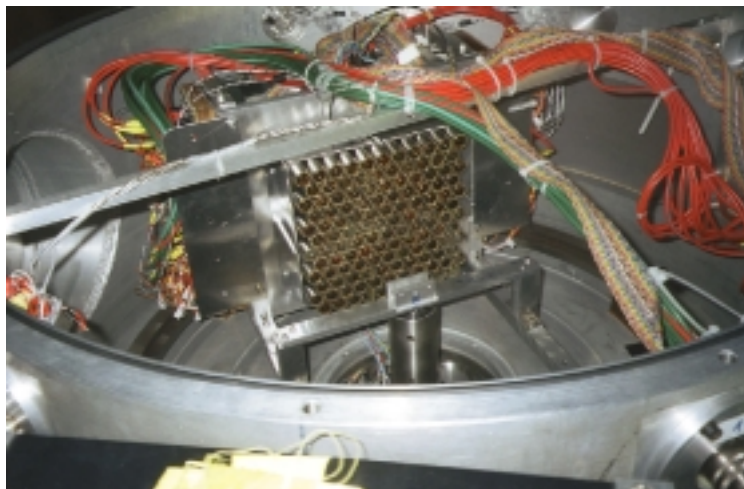


FIG. 2.25: Plan des PM placé sur la couronne mobile à l'intérieur de la chambre à réaction.

La prise de données a duré moins d'une semaine et les différentes configurations étudiées sont:

1. Energies de faisceau: de 0.6 GeV/nucléon à 1.5 GeV/nucléon, par pas de 200 MeV/nucléon jusqu'à 1.2 GeV/nucléon.
2. Différents types de particules, du proton au carbone et faisceau de  $^{12}\text{C}$  avec cible en polyéthylène.
3. Différents angles d'incidence, de 0 à 40 degrés.

Toutes ces configurations ont été étudiés avec un seul type de radiateur (NaF de 5 mm d'épaisseur) et la distance de glissement typique était de 70 mm.

### Traitements des données

Dans la problématique de la reconstruction de la charge, la caractéristique du PM individuel est importante. L'information de charge du PM est donnée, comme décrit auparavant, par la valeur de l'amplitude de charge ADC. Pour obtenir le nombre de photo-électrons produits dans le PM, il faut connaître la valeur de la charge ADC du photon-unique. Un test avec une diode a permis d'identifier la valeur moyenne ADC du photon-unique de chaque PM, notée  $spe$ . Le nombre de photo-électrons  $N_{\gamma e^-}^{exp}$  pour chaque événement, dont la multiplicité de PM touchés est  $npm$ , est obtenu en sommant sur toutes les charges des PM touchés:

$$N_{\gamma e^-}^{exp} = \sum_i^{npm} \frac{ADC_i}{spe_i} = \sum_i^{npm} w_i ,$$

$ADC_i$  et  $spe_i$  sont respectivement les valeurs de la charge ADC du signal et du photon unique de chaque PM touché  $i$ . Le poids de chaque PM,  $w_i$ , est utilisé dans la reconstruction de la vélocité  $\langle \beta \rangle$  pour chaque événement, c'est à dire :

$$\langle \beta \rangle = \frac{\sum_i^{n_{pm}} \beta_i w_i}{\sum_i^{n_{pm}} w_i} .$$

Comme dans la précédente analyse, les particules incidentes ayant interagi avec un PM sont identifiées grâce à leur petite valeur d'angle Čerenkov et donc éliminés. La pondération permet aussi de minimiser l'importance du bruit de fond électronique car dans ce cas les valeurs des charges ADC sont petites.

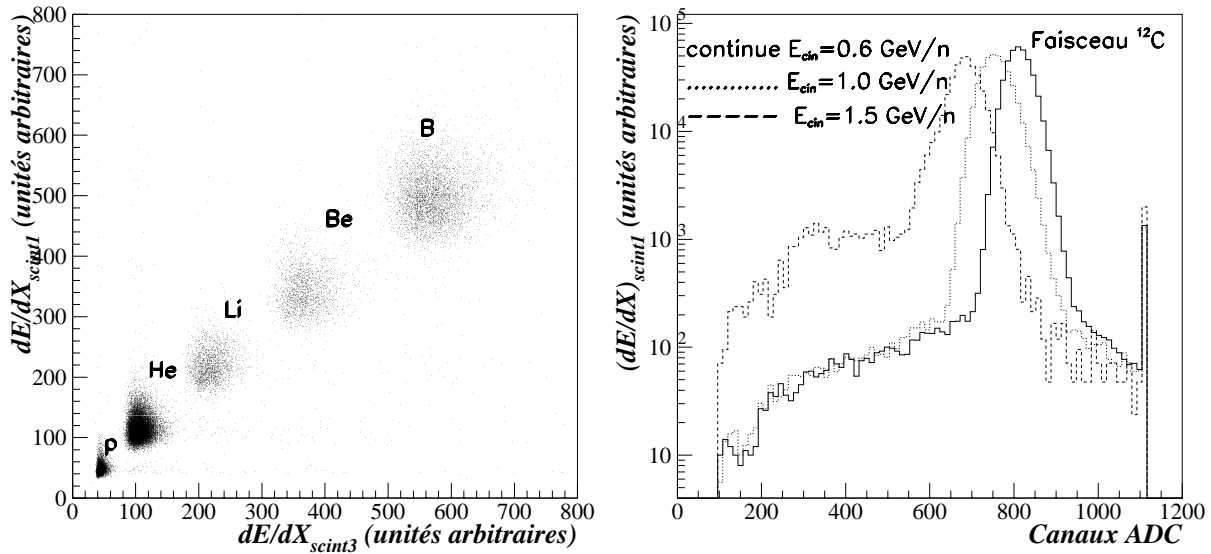


FIG. 2.26: **(Gauche)**  $(dE/dX)_{scint1}$  en fonction de  $(dE/dX)_{scint3}$  de différents ions du faisceau réglé sur  $^9\text{Be}$  à énergie cinétique de  $1.0 \text{ GeV/nucleon}$ . **(Droite)**  $(dE/dX)_{scint1}$  des particules du faisceau de  $^{12}\text{C}$  pour différentes énergies cinétiques, les spectres sont normalisés aux données à  $0.6 \text{ GeV/nucleon}$ ; dans les 3 cas, l'incidence du faisceau est normale.

Grâce au dépôt d'énergie ( $dE/dX$ ), dans les scintillateurs, on identifie parfaitement les différents ions, comme le montre la Fig 2.26 (gauche). On peut voir sur la Fig 2.26 (droite) que le pic du  $^{12}\text{C}$  se décale selon l'énergie cinétique de départ.

Le nombre de PM touchés (ou multiplicité) pour les différents ions est représenté sur la Fig 2.27 (gauche). On peut voir, qu'en moyenne, à une énergie cinétique de  $1.0 \text{ GeV/nucleon}$ , 30 PM sont touchés pour le  $^{12}\text{C}$ , 27 PM pour l'ion B, 25 pour le Be, 20 pour le Li, 12

pour l'He et 5 pour le proton. On remarque que les multiplicités se distribuent selon une loi logarithmique dont le plateau se situe autour de la multiplicité 30, effet dû essentiellement à l'acceptance géométrique. La distribution spatiale des impacts sur le plan des PM, typique d'un événement de  $^{12}\text{C}$ , est représentée sur la Fig 2.27 (droite). L'anneau Čerenkov fait 50 mm de rayon et l'épaisseur de l'anneau, épaisseur due au chromatisme et à l'épaisseur du radiateur, est d'environ 20 mm, soit la distance entre 2 axes de PM.

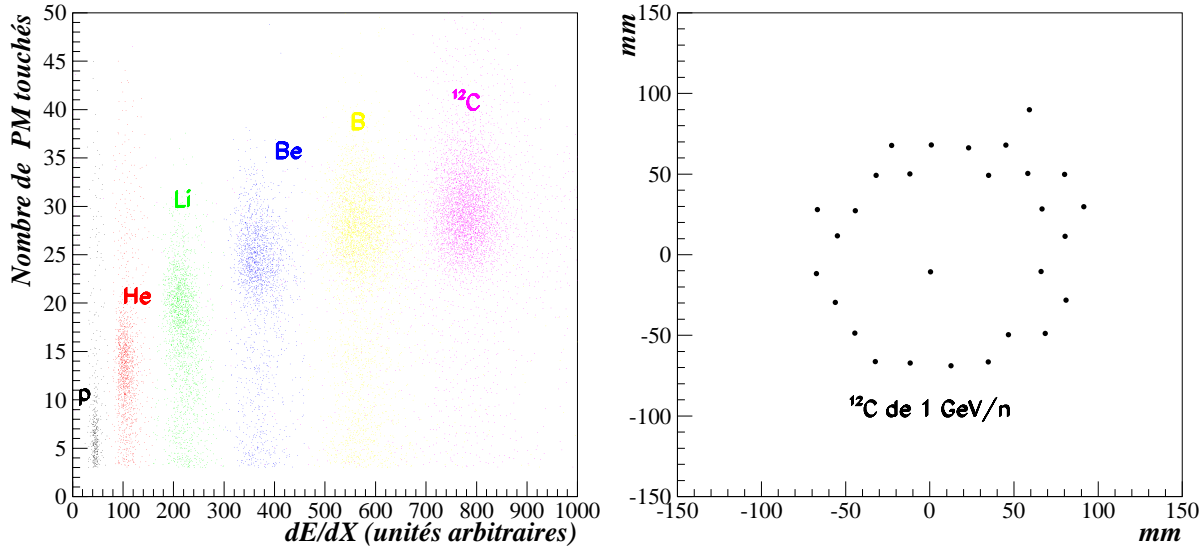


FIG. 2.27: *(Gauche)* Multiplicités typiques des différents ions du faisceau à  $E_{cin}=1.0 \text{ GeV/nucléon}$ . *(Droite)* Distribution spatiale des impacts sur le plan des PM pour un événement carbone de  $E_{cin}=1.0 \text{ GeV/nucléon}$  et dont l'incidence est normale.

## Résultats préliminaires

On peut estimer les valeurs de  $\beta$  sachant que

$$p = m_0 \gamma \beta = \sqrt{E_{cin}(E_{cin} + 2m_0)},$$

où  $p$ ,  $m_0$ ,  $\gamma$  et  $E_{cin}$  sont respectivement l'impulsion de la particule, la masse du proton, le facteur de contraction de Lorentz et l'énergie cinétique de la particule.

De même, on peut calculer le nombre de photo-électrons attendus pour chaque énergie

cinétique, quel que soit l'ion produit dans le faisceau par [63]:

$$\begin{aligned}
 N_{\gamma e^-} &= \epsilon_g d Z^2 \int \epsilon_q(E) \epsilon_c(E) \sin^2 \theta_c(E) dE \\
 &= cste Z^2 \langle \epsilon_q \rangle \langle \epsilon_c \rangle \sin^2 \langle \theta_c \rangle \int dE .
 \end{aligned}$$

Le nombre de photo-électrons est donc fonction de l'énergie du photon  $E = \frac{2\pi \hbar c}{\lambda}$ , de l'efficacité quantique des PM  $\langle \epsilon_q \rangle \simeq 20\%$ , de l'efficacité de collection des PM  $\epsilon_c \geq 70\%$ , de l'efficacité géométrique du système  $\langle \epsilon_g \rangle = 40\%$ , de l'épaisseur  $d=5$  mm du radiateur NaF d'indice  $n=1.336$  et de  $\langle \theta_c \rangle$ , l'angle Čerenkov moyen calculé grâce à l'expression  $\cos \langle \theta_c \rangle = \frac{1}{\langle \beta \rangle n}$ . Les valeurs attendues de  $\langle \theta_c \rangle$ , de  $\langle \beta \rangle$  et de  $\frac{N_{\gamma e^-}}{Z^2}$  pour différentes énergies cinétiques quel que soit l'ion et dans un intervalle de longueur d'onde entre 300 nm et 650 nm, sont résumées dans le tableau ci-dessous.  $(\frac{N_{\gamma e^-}}{Z^2})_{min}$  correspond à la valeur obtenue pour  $\langle \epsilon_c \rangle = 70\%$  et  $(\frac{N_{\gamma e^-}}{Z^2})_{max}$  pour celle obtenue avec  $\langle \epsilon_c \rangle = 100\%$ .

$E_{cin}$ (GeV/nucléon)	$\langle \theta_c \rangle$ (degrés)	$\langle \beta \rangle$	$(\frac{N_{\gamma e^-}}{Z^2})_{min}$	$(\frac{N_{\gamma e^-}}{Z^2})_{max}$
1.5	36.	0.92	8.	11.3
1.2	34.	0.89	7.	10.
1.0	31.	0.87	6.2	9.
0.8	27.	0.84	4.8	7.
0.6	19.	0.79	2.5	3.6

On prévoit pour le  $^{12}\text{C}$  à  $E_{cin}=1.0$  GeV/nucléon,  $223 < N_{\gamma e^-}^{exp} < 320$ , ce qui est d'ailleurs en accord avec les valeurs obtenues, voir Fig 2.28 (gauche). On peut voir sur cette même figure la distribution du nombre de photo-électrons obtenus pour les différents ions du faisceau réglé sur  $^9\text{Be}$  à  $E_{cin}=1.0$  GeV/nucléon. La Fig 2.28 (droite) illustre le pouvoir de résolution du détecteur qui ne semble pas mauvais, puisqu'on distingue facilement les distributions individuelles de chaque ion du faisceau.

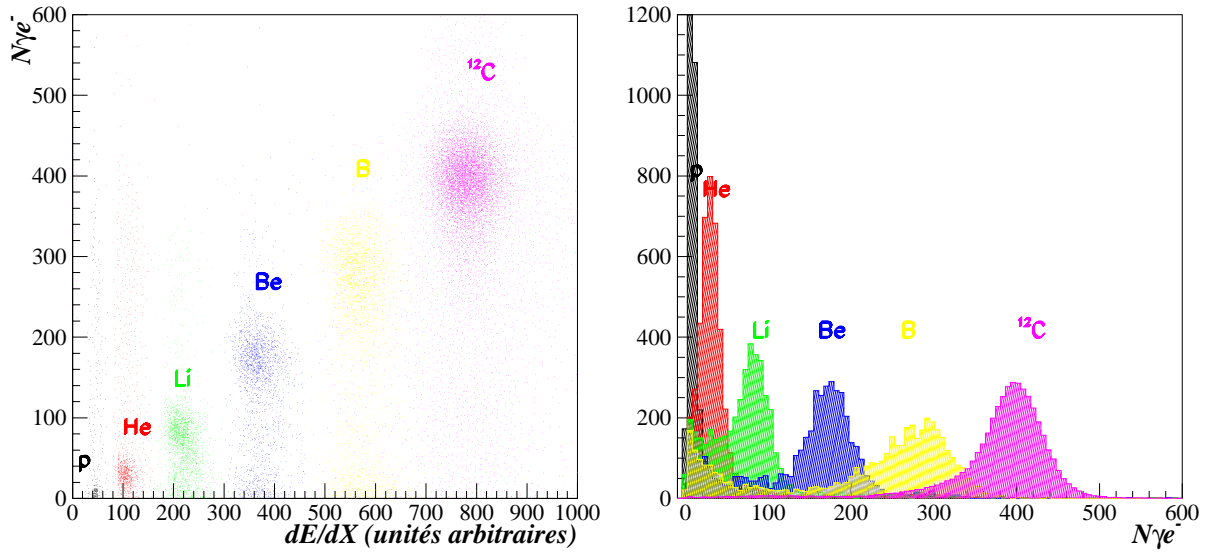


FIG. 2.28: (**Gauche**) Nombre de photo-électrons  $N_{\gamma e^-}^{exp}$  en fonction du dépôt d'énergie dans le premier scintillateur et (**Droite**) distribution en charge ( $N_{\gamma e^-}^{exp}$ ), des différents ions à  $E_{cin}=1.0$  GeV/nucléon, l'incidence du faisceau est normale.

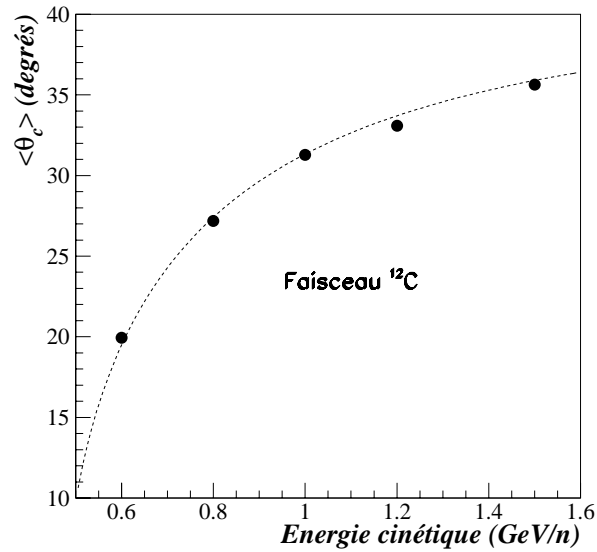


FIG. 2.29: Valeurs expérimentales de  $\langle \theta_c \rangle$  (cercles pleins) pour un faisceau de  $^{12}\text{C}$  d'incidence normale à différentes énergies cinétiques. La courbe en tirets est obtenue par un calcul analytique.

Les valeurs expérimentales du  $\langle \theta_c \rangle$  obtenues pour un faisceau de  $^{12}\text{C}$  d'incidence normale à différentes énergies cinétiques sont illustrées sur la Fig 2.29. Est superposée sur ces points expérimentaux, la courbe obtenue par un calcul analytique qui montre l'excellente compatibilité de nos résultats avec les prévisions théoriques.

Les distributions en charge ( $N_{\gamma e^-}^{exp}$ ) individuelles, ajustées avec une gaussienne, sont illustrées en Fig 2.30. On constate des traînées importantes à basse amplitude, formant parfois un 2ème pic. Ce phénomène est à ce jour incompris, mais nous suspectons un dysfonctionnement de l'électronique. Il est rappelé au lecteur que ces résultats sont préliminaires et que l'analyse se poursuit avec d'autres systèmes qui permettront, par comparaison, de nous éclairer sur cette question. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus concernant le nombre moyen de photo-électrons de chaque distribution, sa largeur exprimée par  $\sigma$  et la résolution exprimée par  $\frac{\sigma}{\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle}$ .

Elément	$Z^2$	$\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle$	$\sigma$	$\frac{\sigma}{\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle}$ (%)
$^{12}\text{C}$	36.	397.	33.	8.3
B	25.	283.	37.4	13.3
Be	16.	173.	26.4	15.2
Li	9.	82.	18.4	22.4
He	4.	29.	11.7	40.
p	1.	7.	3.3	47.

On peut constater tout d'abord que le rapport des charges est respecté à l'erreur statistique près; on le vérifie aisément avec  $\frac{N_{\gamma e^-}^{exp}(C)}{N_{\gamma e^-}^{exp}(B)} = \frac{36}{25}$  ou avec  $\frac{N_{\gamma e^-}^{exp}(He)}{N_{\gamma e^-}^{exp}(p)} = \frac{4}{1}$ . Le pic de la distribution en charge ( $N_{\gamma e^-}^{exp}$ ) du  $^{12}\text{C}$  est à la valeur moyenne 397 alors que celui du B est à 283, ce qui donne un  $\delta_{pic}=114=3.4 \sigma_{^{12}\text{C}}$ . Tous les pics sont résolus à environ  $3 \sigma$ .

Essayons d'évaluer la largeur attendue pour le  $^{12}\text{C}$ . Cette largeur,  $\sigma^{theo}$  s'exprime selon la formule suivante

$$\sigma^{theo} = \sqrt{\sigma_{phys}^2 + \sigma_{Res}^2 + \sigma_{Gain}^2 + \sigma_{Quant}^2},$$

où les termes de droite sont respectivement, la largeur physique, celle due aux effets de la résolution des PM, celle due à la dispersion de leur gain et celle due à la dispersion de leur efficacité quantique.

Le nombre moyen de photo-électrons pour le  $^{12}\text{C}$  est  $\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle = 397$  et la multiplicité moyenne est  $\langle N_{PM} \rangle = 30$ . D'autre part, à partir de l'ajustement des distributions en charge des PM (cf page 86), on déduit une résolution moyenne  $Reso$  pour le simple photo-électron de 55%, une erreur sur le gain  $Rgain$  de 10% et une erreur due à la dispersion



de l'efficacité quantique  $R_{quant}$  de 15%. Ce qui conduit à

$$\begin{aligned}\sigma_{phys} &= \sqrt{\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle} = 19.92 , \\ \sigma_{Res} &= Reso \times \sqrt{\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle} = 10.95 , \\ \sigma_{Gain}^2 &= \left\{ R_{gain} \times \frac{\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle}{\langle N_{PM} \rangle} \right\}^2 \times \langle N_{PM} \rangle = 7.25^2 , \\ \sigma_{Quant}^2 &= \left\{ R_{quant} \times \frac{\langle N_{\gamma e^-}^{exp} \rangle}{\langle N_{PM} \rangle} \right\}^2 \times \langle N_{PM} \rangle = 10.87^2 .\end{aligned}$$

Nous en déduisons alors  $\sigma_{theo}^{12C} = 25$ , ce qui donne une résolution de 6.3%. Les valeurs expérimentales sont ainsi compatibles avec les valeurs théoriques.

Les distributions  $\langle \beta \rangle$  obtenues pour chaque ion sont illustrées sur la Fig 2.31. Les résolutions des distributions  $\sigma_{\langle \beta \rangle}$ , obtenues par un ajustement avec une gaussienne, sont excellentes comme on peut le constater; voir aussi le tableau ci-dessous qui résume les résultats obtenus, à partir de l'ajustement, concernant les valeurs moyennes et les largeurs des distributions. La résolution de la distribution est de l'ordre de 1.4% pour  $Z=1$ , tout à fait similaire à celle obtenue avec les rayonnements cosmiques (cf page 82). Elle s'améliore avec  $Z$  croissant jusqu'à 0.19% pour  $Z=6$ . On peut constater aussi que la vitesse moyenne des fragments produits diminue avec  $\frac{1}{Z}$ , de près de 3% du  $^{12}\text{C}$  au proton.

Elément	$\langle \beta \rangle$	$\sigma_{\langle \beta \rangle}$ (%)
C	0.877	0.19
B	0.877	0.24
Be	0.875	0.36
Li	0.867	0.69
He	0.855	0.90
p	0.853	1.39

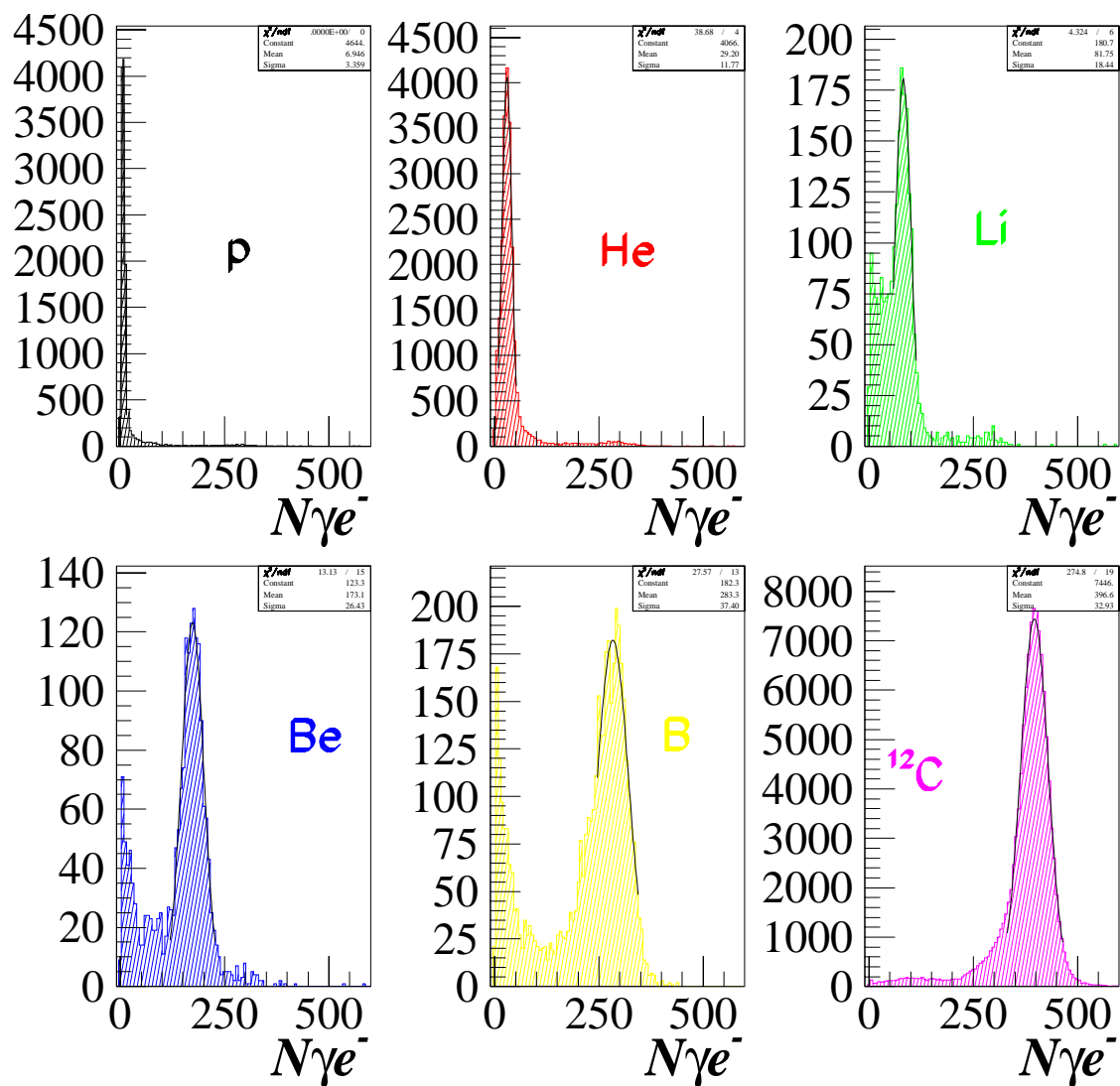


FIG. 2.30: Distributions en charge ( $N_{\gamma e^-}^{exp}$ ) des différents ions du faisceau à  $E_{cin}=1.0$  GeV/nucléon. L'incidence du faisceau est normale.

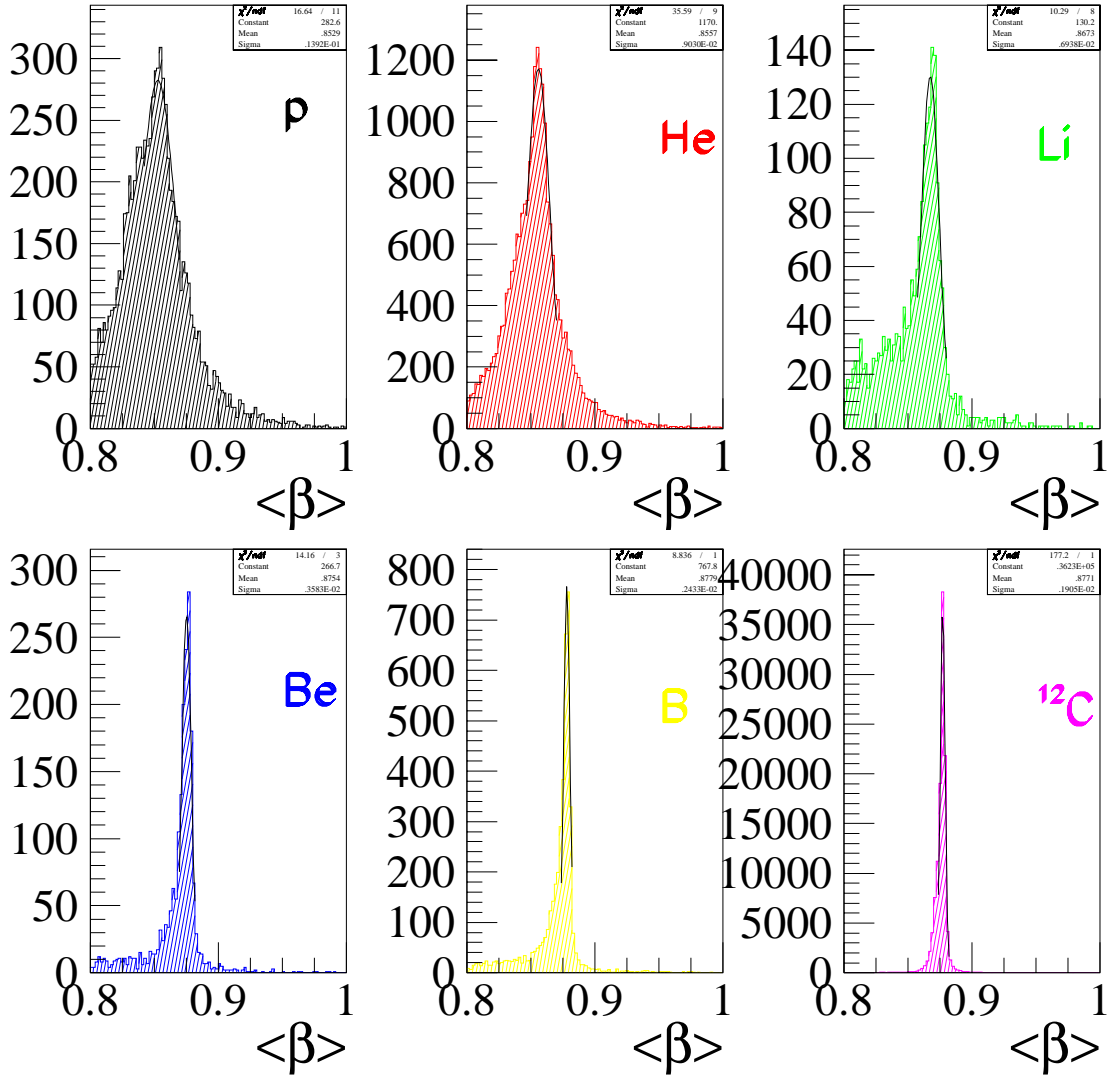


FIG. 2.31: Distributions  $\langle \beta \rangle$  des différents ions du faisceau à  $E_{cin}=1.0$  GeV/nucléon. L'incidence du faisceau est normale.

## 2.7 Conclusion et Futurs développements

AMS est une expérience de physique des particules qui traite de problématiques aussi diverses que l'asymétrie de l'Univers ou la matière noire cosmologique. C'est une expérience ambitieuse qui pourrait contribuer à résoudre les mystères cosmologiques. Pour cela, elle se dotera de détecteurs aussi performants que possible. Dans ce cadre, construire un RICH pour AMS n'est pas un luxe mais une nécessité. L'ISN de Grenoble y contribue fortement puisqu'il a construit un prototype de première génération, basé sur le principe d'un RICH à focalisation de proximité, qui a été testé en rayonnements cosmiques à l'ISN de Grenoble puis testé sur faisceau d'ions à GSI/Darmstadt.

En rayonnements cosmiques, trois types de radiateur (NaF de  $\langle n \rangle = 1.336$ , Aérogel de  $\langle n \rangle = 1.05$  et Aérogel de  $\langle n \rangle = 1.035$ ) ont été utilisés, ce qui a permis l'étude de l'optimisation du rendement en photons en fonction de la distance de glissement. D'autre part, l'angle Čerenkov reconstruit a permis d'obtenir les distributions en  $\beta$  des particules incidentes et d'étudier les résolutions en fonction du type de radiateur utilisé. Elles sont proches de  $10^{-3}$  pour l'aérogel, alors qu'elles sont de l'ordre de  $10^{-2}$  pour le NaF. Ces résultats sont en bon accord avec les simulations.

Les tests sur faisceau d'ions, avec le radiateur NaF de 5 mm d'épaisseur, ont permis l'étude de la reconstruction de la charge ( $N_{\gamma e^{\pm}}$ ) et du  $\beta$ , de  $Z=1$  à  $Z=6$ . Les résultats préliminaires, pour un faisceau d'incidence normale et d'énergie cinétique de 1.0 GeV/nucléon, ont montré que la séparation des distributions en charge se fait à  $3\sigma$  et que la résolution en  $\beta$  peut atteindre 0.19% pour  $Z=6$ .

Afin d'améliorer la résolution en  $\beta$  et en  $Z$ , il est indispensable d'améliorer la pixélisation, c'est à dire d'utiliser des PM de plus petite taille. Celle-ci doit être de 10 mm [61] si on veut obtenir une résolution en  $\beta$  inférieure à  $10^{-3}$  pour  $Z=1$  quel que soit le radiateur et une séparation en charge à plus que  $3\sigma$  afin de séparer les masses efficacement, en particulier le  $^9\text{Be}$  du  $^{10}\text{Be}$ . Cette instrumentation se fera dans le cadre d'une nouvelle génération de prototype, plus proche de la version définitive du compteur RICH d'AMS.

Le RICH d'AMS sera de type "focalisation de proximité" comme l'est le prototype que nous avons construit. Un plan de radiateur (NaF, aérogel ou combinaison des 2) recouvrant l'acceptance de l'aimant d'AMS, ayant une épaisseur de 5 à 10 mm, sera placé à environ 40 cm de la base d'un tétraèdre de miroirs plans, voir Fig 2.32. Les plans de PM seront disposés perpendiculairement au plan du radiateur, tout autour de l'aimant. Les PM ont été choisis et sont en cours d'études et de tests. Ils sont de type Hamamatsu RS5900U-M16; leur photocatode fait  $4 \times 4$  pixels. Le pixel fait environ  $0.4 \text{ cm}^2$  et des guides de lumières accroîtront la taille du pixel à  $0.6$  voire  $0.8 \text{ cm}^2$ .

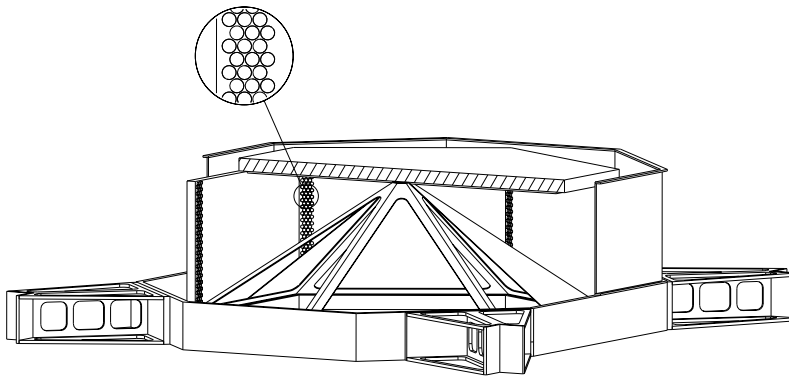


FIG. 2.32: Image C.A.O. mécanique en 3D d'une des dernières versions du RICH d'AMS.

L'étude mécanique et électronique de la faisabilité du détecteur est en cours. L'ISN de Grenoble a en charge, en particulier, la construction d'une unité de liaison logique type DSP pour le transfert des données à l'unité d'acquisition, et la conception d'un pré-amplificateur de type nouveau qui permettra d'avoir une dynamique de détection de la charge jusqu'au Fe.

# Bibliographie

- [1] J.A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33 (1983) 323.
- [2] D. Muller, *Astrophys. J.* 374 (1991) 356.
- [3] Figures et informations extraites du serveur de la collaboration AUGER:  
<http://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/welcome.html>.
- [4] Serveur Web de EGRET - Energetic Gamma Ray Experiment Telescope:  
<http://coss.c.gsfc.nasa.gov/coss/EGRET.html>.
- [5] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, 1990, Cambridge University Press.
- [6] A. Ball et al., CERN/LEPC 94-10.
- [7] Listes Web des expériences relatives à la détection de neutrinos et expériences souterraines pour la détection de rayons cosmiques:  
<http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites.html#nu+mu>.
- [8] Y. Suzuki, *Proc. NEUTRINO'96*, Helsinki 1996.
- [9] N.N. Efimov et al., 1988 Catalogue of the Highest Energy Cosmic Rays, WDC-C2 for Cosmic Rays 3, 1.  
N. Hayashida et al., *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 3491.  
D. Bird et al. (Fly's Eye Colaboration), *Astrophys. J.* 441 (1995) 144.
- [10] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.  
G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4 (1966) 53.  
V. Kuzmin, *Proc. Int. Conf on Particle Physics Beyond the Standard Model, "BEYOND THE DESERT'97"*, Castle Ringberg, Germany.
- [11] V.I. Ginzburg and S.I. Syrovatskii, *The origin of Cosmic Rays*, 1964, Pergamon eds. London.  
A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22 (1984) 425.  
P. Sokolsky, P. Sommers and B.R. Dawson, *Phys. Rep.* 217 (1992) 225.  
T.K. Gaisser, F. Halzen and T. Stanev, *Phys. Rep.* 258 (1995) 173.

- [12] M.M. Shapiro and M. Silberberg, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 20 (1970) 323.
- [13] Nuclear Wallet Cards, 5th edition, July 1995.
- [14] R. Cowsik and L. Wilson, *Proc. 13th Int. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1* (1973) 577.
- [15] ROSAT highlights Web site:  
<http://wave.xray.mpe.mpg.de/rosat/publications/highlights>.
- [16] Page Web relative au Compton Gamma Ray Observatory:  
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/journal/cgro7.html>
- [17] Liste de serveurs Web d'expériences spatiales:  
<http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites.html#space>.
- [18] Liste des serveurs Web d'expériences terrestres utilisant les techniques Čerenkov :  
<http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites.html#cherenkov>.
- [19] Liste des serveurs Web d'expériences en ballon:  
<http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites.html#balloon>.
- [20] Liste des serveurs Web d'expériences utilisant des détecteurs de grande envergure:  
<http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites.html#air-shower>.
- [21] Serveur Web ALEPH: <http://alephwww.cern.ch/WWW/>  
 Serveur Web DELPHI: <http://delinfo.cern.ch/Delphi/>  
 Serveur Web L3: <http://l3www.cern.ch/>  
 Serveur Web OPAL: <http://www.cern.ch/Opal/welcome.html>  
 Serveur Web CDF: <http://www-cdf.fnal.gov/>  
 Serveur Web D0: <http://www-d0.fnal.gov/> .
- [22] Serveur Web d'EDELWEISS:  
[http://lyoinfo.in2p3.fr/manoir/index\\_eng.html](http://lyoinfo.in2p3.fr/manoir/index_eng.html).
- [23] Serveur Web d'ANTARES:  
<http://antares.in2p3.fr/antares/antares.html>.
- [24] V.L. Ginzburg, Y.M. Khazan and V. Ptuskin, *Astron. Space Sci.* 68 (1980) 295.
- [25] W.A. Mahoney et al., *Astrophys. J.* 286 (1984) 578.
- [26] R. Ramaty and R.E. Lingenfelter, Preprint astro-ph/9503045.
- [27] S.Alhen et al, *Ap.J.*, 260 (1982) 20.  
 R.W Brown et al, *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 315.  
 K.Sato, *Phys. Lett.* B99(1981) 66.

- [28] R. Diehl et al., Proc. 17th TEXAS int. Symp. on Relativistic Astrophysics and Cosmology, Munich Germany, 1995.
- [29] S. Hawking, Nature 248 (1974) 30.
- [30] Buffington et al., Search for antihelium with calorimetric balloon experiment, Ap. J, 248 (1981) 1179 .  
G.F Smooth, A.Buffington, C.D Orth , Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 258.  
N.Lund and M.Rotenberg, Proc. 19th Inter.Cosmic Ray Conf., (1985) 330.  
G.Steigman, Ann. Rev. Astron and Astrophysics 14 (1976) 339.
- [31] A.D. Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 24.
- [32] S Dimopoulos, and L.Susskind, Phys. Rev. D18 (1978) 4500.  
V.A. Kuzmin, A.Yu. Ignatiev, N.V. Krasnikov, and A.N. Tavkhelidze, Phys. Lett. 76B, 436.  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 850.  
M. Yoshimura, Phys. Rev. Lett. 41 (1979) 281.  
H Georgi and S. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.
- [33] A.G. Cohen, D.B. Kaplan, and A.E. Nelson, Ann. Rev. Nucl. Part. Phys 43 (1993) 27.  
V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, and M.E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B155 (1985) 36.  
M. Dine, P.Huet, R.Singleton, and L.Susskind, Phys. Lett. B257 (1991) 351.  
A.G. Cohen, D.B. Kaplan, and A.E. Nelson, Phys. Lett. B294 (1992) 57.  
M. Masip and Y. Wang, Phys. Rev. D48 (1993) 1555.
- [34] A.G. Cohen, A. De Rujula and S.L. Glashow, astro-ph/9707087.
- [35] J.P. Ostriker, P.J.E. Peebles and A. Yahil, Astrophys. J. 193 (1973) L1.
- [36] T.S. van Albada et al., Astrophys. J. 295 (1985) 305.
- [37] J. Trumper, Ann. NY Acad. Sci. 688 (1993) 260.  
Science Magazine, 260 (1993) 1769.
- [38] A. Deckel, Ann. Rev. Astrophys. 32 (1994) 371.
- [39] S. Perlmutter et al., Measurements of the Cosmological Paramters Omega and Lambda from the First 7 Supernovae at  $z \geq 0.35$ . ApJ 483 (1997) 565.
- [40] K.A.Olive et al., Astrophys.J. 376 (1991) 51.  
B.W. Lee and S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 165.
- [41] H.V. Klapdor and K. Grotz, Astrophys. J. 304 (1986) L39.  
P.J.E. Peebles, Astrophys. J. 284 (1984) 439.



- [42] M. Fich and S. Tremaine, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 29 (1991) 409.
- [43] B.W. Lee and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 165.
- [44] A Search for Compact Halo Objects in Our Galaxy, D. Bennett et al., *BAAS* 23 (1991) 1331.
- [45] Search for very low mass objects in the galactic halo, E. Aubourg et al., *Astron. Astrophys.* 301 (1995) 1.
- [46] P. Fayet, *Introduction aux Théories Supersymétriques des particules*, GIF 82.
- [47] G.Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, *Phys. Rep.* , 267 (1996) 195-373.
- [48] *Review of Particle Physics 1996.*
- [49] *Phys. Rev. D* 42 (1990) 4.
- [50] COBE experiment Web server: [http://www.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe\\_home.html](http://www.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html).
- [51] H.V. Klapdor-Kleingrothaus and K. Zuber, *Particle Astrophysics*, IOP Publishing Ltd 1997, Bristol Philadelphia, page 163. ISBN 0 7503 0403 0.
- [52] Proposition d'expérience AMS: Alpha Magnetic Spectrometer for extraterrestrial study of Antimatter, Matter, and Missing Matter on the International Space Station Alpha.  
S.P. Ahlen et al (AMS collaboration) , "An antimatter spectrometer in Space", *Nucl. Instr. Meth A*350 (1994) 351.
- [53] F. Barao et al., Aerogel Threshold Čerenkov analysis with AMS flight data (STS-91), note interne AMS en préparation.
- [54] 1<sup>st</sup> Space Station Utilisation Symposium, Darmstadt (1996).
- [55] Frédéric Mayet, Doctorat d'Université de l'UJF sur l'analyse des données AMS phase 1, en cours.
- [56] A. Barrau et al., proposal for the RICH counter of AMS on the International Space Station, AMS internal report, December 1998. Rapport interne-ISN Grenoble 98-106.
- [57] P. Carlson, T. Francke, S. Löfgren, N. Weber, and M. Suffert, *NIM A*349 (1994) 577.
- [58] A. Barrau, L. Gallin-Martel, J. Poux and O. Rossetto, An integrated circuit for signal processing of the AMS RICH photomultiplier tubes, IEEE symp. on Nucl. Sci. and Med. Imaging, Toronto, November 15-20, 1998. ISN-rapport interne 98-102.

- [59] L. Gallin-Martel, J. Pouxé, O. Rossetto, and P. Stassi, Data Readout and formatting for PMT based RICH detectors, 3rd International Workshop on Ring Imaging Čerenkov Detectors, Ein-Gedi, November 15-20, 1998. ISN-rapport interne 98-104.
- [60] J. Ballon et al., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. A338 (1994) 310.
- [61] Z. Ren and M. Buénerd, Simulation study of a proximity focusing Čerenkov counter for the AMS experiment. ISN-rapport interne 98-86. Voir aussi section note interne sur le Web à l'adresse: <http://isnwww.in2p3.fr/ams/papers/doc/documentation.html>
- [62] R.C. Fernow, Introduction to experimental particle physics. Cambridge University Press, Page 178.
- [63] Review of particle physics, Eur. Phys. J. C (1998) 155.

# Conclusion générale et Perspectives

Les recherches sur le Plasma de Quarks et de Gluons et celles d'AMS sont entreprises dans le domaine de la physique des particules avec les moyens et les outils de celle-ci. Cependant, le premier thème s'étudie sur accélérateur et le second avec l'espace comme source de particules et partenaire indispensable.

Le programme de recherches au sein des expériences NA38 et NA50 sera poursuivi sur d'autres accélérateurs de particules comme le RHIC à Brookhaven ou le LHC au CERN. La recherche du Plasma de Quarks et de Gluons est une étude difficile puisqu'elle est basée sur des détections indirectes. Son aboutissement dépend fortement de la réussite des futures expériences comme STAR, PHENIX ou ALICE. Cette recherche est d'une importance capitale pour la compréhension de notre Univers. Quelque part entre  $10^{-43}$  et  $10^{-35}$  seconde après le Big-Bang, d'après le modèle standard, la "soupe primordiale" consistait en un état de matière chaude, dense et déconfinée. Un état où les quarks et les gluons étaient libres. Les observations "astronomiques" actuelles ne peuvent remonter jusqu'à cette époque et il est donc légitime d'essayer de reproduire cet état de la matière en laboratoire pour prouver au moins sa réalité.

AMS traite de problématiques aussi complexes que l'asymétrie baryonique de l'Univers ou l'existence de la matière noire froide non-baryonique. Nous ne savons pas non plus à quelle époque le divorce entre la matière et l'antimatière s'est produit et de ce fait, il est très difficile de faire des prédictions théoriques quand à l'existence de l'antimatière dans l'Univers actuel. D'autre part, la matière noire non-baryonique n'a jamais été détectée, mais elle n'a jamais été aussi présente dans la littérature, car sans sa présence, on aurait du mal à expliquer les phénomènes cosmologiques tels que la rotation des galaxies ou encore la formation des grandes structures comme les amas galactiques. Certaines théories prétendent même que le découplage de la matière noire non-baryonique s'est produit avant le découplage des neutrinos et de celui de la matière par rapport au rayonnement. Si c'est le cas, comme pour le QGP, il sera très difficile de remonter le temps et d'observer si loin. Les recherches sur accélérateur restent indispensables pour donner des limites et des directions à suivre pour les observations dans l'espace.

Il est clair que mes perspectives de recherche se dessinent au sein de l'expérience AMS si la phase 2 du projet se réalise et si l'ISN contribue à la construction du RICH . Il va falloir entreprendre une course contre la montre pour construire un détecteur fiable en à peu près 3 ans. Ceci requiert en effet des efforts considérables dans la conception

du détecteur puisque des spécifications strictes sont imposées par la problématique du vide spatial, des différences thermiques toutes les 90 minutes (période de rotation de l'ISS autour de la terre à 400 km d'altitude) ainsi que par les vibrations et l'accélération dues au décollage de la navette.

Hormis ces considérations, cette expérience est certainement comme beaucoup d'autres soumise à des incertitudes puisque prétendre scruter la matière noire ou rechercher l'antimatière relève plus d'une ambition scientifique que d'une recherche basée sur des théories prouvées. Il est en effet juste de rappeler que les particules supersymétriques n'ont toujours pas été mises en évidence par des expériences sur accélérateurs et que la non-observation, jusqu'à présent, de l'antimatière ne peut s'expliquer facilement.

Finalement, l'ambition d'un scientifique est de faire avancer la science au risque d'entamer des recherches longues et peut-être ... négatives.