ISN 00-47

Université Joseph Fourier - Grenoble I

Formation doctorale en physique expérimentale

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : Astroparticules - Physique des détecteurs

par

Thomas Thuillier

Un imageur d'anneaux Tcherenkov pour l'expérience AMS : simulation, prototypie et perspectives physiques

Soutenue le 15 Mai 2000 devant le Jury composé de :

M.	Buénerd,	Directeur de thèse
M.	Boratav,	Rapporteur
P.	Ferrando,	
G.	Sajot,	
T.	Ypsilantis,	Rapporteur

Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, Unité mixte de recherche UJF - IN2P3 - INPG

"Le barbier rase tous les gens qui ne se rasent pas eux-mêmes...

...Qui rase le barbier ?"

d'après Bertrand Russell

Remerciements

Je remercie Joël Chauvin, Directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, de m'avoir acceuilli dans son établissement et d'avoir encouragé la formation du collectif des doctorants de l'ISN (CDI).

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Michel Buénerd pour avoir dirigé mon travail pendant ses trois années et surtout pour m'avoir rapidement fait confiance et permi de prendre des responsabilités au sein de l'équipe AMS Grenoble.

Je tiens également à remercier Murat Boratav et Thomas Ypsilantis d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail, ainsi que Philippe Ferrando et Gérard Sajot pour leur participation au jury de thèse.

Je tiens à remercier Aurélien Barrau dont je partage le bureau, pour sa disponibilité et toutes les discussions que nous avons eu ensemble. J'ai également beaucoup apprécié de travailler avec la jeune équipe d'AMS et je remercie sincèrement Laurent, Fairouz, Fred, Alexi, Gaëlle, Huang pour tout le travail abattu ensemble dans la bonne humeur.

Je remercie tout particulièrement Jacques Berger qui a bien voulu prendre le temps de me former à l'instrumentation pendant le développement du prototype, ainsi que Jean Ballon, le roi des manips à base de serre-joint et d'adhésif. Merci aussi bien sûr à René Blanc pour tout le travail de mécanique, d'entretien et de mise à jour sur le prototype. Merci enfin à Guy Gimond à qui je souhaite une heureuse retraite.

Je tiens aussi à remercier Laurent Gallin-Martel pour le travail fait en commun sur le prototype et avec lequel j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler. Je n'oublie pas de remercier le facétieux Joseph Pouxe, heureux grand-père récemment "cristallisé". Merci à Jean-Pierre et Savine pour les cafés et l'aide aux soudures sur les cartes de l'imageur.

Je voudrais remercier George, Brigitte, Dominique et Joël avec lesquels j'ai pris plaisir à travailler et appris beaucoup sur les systèmes d'acquisition de données.

Merci a David du Lapp pour les discussions sur la physique des rayons cosmiques galactiques et pour la photographie des "cochons dans l'espace".

Merci aussi à Christophe, Caro, Luc, Luisa, Manue, Niko, Jacob et Seb pour les fêtes, les cafés, les cocktails lobotomisants et le super sac à dos !

Un énorme merci à Sophie pour son soutient durant toute la durée de la thèse et surtout pendant la période de la rédaction ; et merci à Arnaud, qui a débarqué dans nos vies il y a deux ans et qui est une source intarissable de bonheur et d'éveil.

Enfin, un grand merci à ma famille : parents, grands-parents, frère et soeur qui m'ont permis de faire des études dans d'excellentes conditions et qui ont tous contribués à leur manière à ce travail.

Table des matières

Introduction

L'expérience AMS s'est fixé comme objectif de recherche l'étude du rayonnement cosmique au dessus de l'atmosphère, avec un intérêt particulier pour sa composante d'antimatière. Pour arriver à ces fins, un spectromètre magnétique de grande acceptance sera installé sur la future station orbitale internationale ISS en 2003, pour une durée de trois ans. L'énorme statistique de rayons cosmiques attendue dans le détecteur pendant cette période fournit à AMS un potentiel de découverte exceptionnel.

Une première version du détecteur, baptisé AMS-01, a volé avec succès en 1998 au cours du vol navette STS-91. Après la participation à la construction du compteur Aérogel à seuil (ATC), sous-détecteur d'AMS-01, l'équipe AMS de l'ISN participe depuis 1997 au développement du successeur de l'ATC pour la mission d'AMS-02 : un imageur d'anneaux Tcherenkov (RICH).

Dans un premier temps, une introduction succinte au programme physique d'AMS et une présentation du spectromètre et de ses performances sont proposées, afin de replacer le travail dans son contexte.

Le mémoire se poursuit par une étude par simulation des résultats attendus grâce au RICH d'AMS, l'accent étant mis sur les capacités d'identification des noyaux cosmiques, dont les perpectives sont prometteuses. Ce chapitre contient une introduction à la physique des rayons cosmiques galactiques et présente un générateur d'événements de type Monte-Carlo simulant l'arrivée de noyaux cosmiques dans AMS. Après une présentation plus détaillée du RICH d'AMS et de ses performances attendues, les résultats d'un travail de simulation portant sur les isotopes de Béryllium et d'Aluminium détectés par le RICH d'AMS sont proposés.

Le chapitre suivant contient une étude analytique de la physique des RICH à focalisation de proximité, qui vient compléter le travail d'étude du détecteur par simulation. Une attention particulière est portée à l'étude de la résolution de la mesure en vélocité de ce type de compteur, en fonction de l'indice de réfraction du milieu radiateur et de l'angle d'incidence des particules.

Les chapitres suivants sont dédiés à l'étude du prototype de RICH qui a été développé et construit à l'ISN dès l'hiver 1997. Dans un premier temps, le dispositif expérimental incluant l'imageur, un télescope de scintillateurs plastiques et un trajectomètre est présenté. Le fonctionnement de l'électronique de traitement et d'acquisition des données est expliqué, ainsi que la procédure d'étalonnage des différents détecteurs.

Le travail se poursuit par l'analyse des données prises pendant plusieurs campagnes de test. En premier lieu, une présentation des techniques de reconstruction et des coupures des événements est proposée, ainsi qu'une étude du bruit de fond et du traitement de l'image sur le prototype.

L'étude continue avec la présentation des résultats des tests réalisés au moyen des rayons cosmiques au sol pour plusieurs types de radiateurs, à savoir essentiellement un cristal de NaF et plusieurs aérogels de silice d'indice de réfraction différents.

Les tests du prototype effectués sur faisceau d'ions sont ensuite présentés, avec un accent mis sur la reconstruction de la charge des ions (rendement de photoélectrons). Les résultats des deux campagnes sont comparés au programme de simulation.

Enfin, le travail se termine sur un test réalisé avec le prototype permettant d'évaluer les performances intrinsèques des RICH quant à la réjection des particules "albedo", entrant dans le mauvais sens dans le spectromètre AMS.

Chapitre 1

L'expérience AMS

La collaboration AMS, dirigée par S. Ting (MIT), est composée d'une large communauté de physiciens issus principalement des Etats-Unis, de la Communauté Européenne, de la Chine et de Taïwan. Les hommes et femmes impliqués dans AMS sont principalement des physicien(ne)s des hautes énergie reconvertis dans l'activité émergeante des astroparticules. La collaboration s'est fixée comme premier objectif d'étude la recherche d'antimatière primordiale parmi le rayonnement cosmique, afin de tester la validité de certains modèles cosmologiques. Cette mesure physique sera réalisée au moyen d'un spectromètre magnétique arrimé à la future station orbitale ISS (International Space Station) en 2003, actuellement en cours de construction. L'expérience, programmée pour durer 3 ans, permettra d'étudier avec une sensibilité inégalée le rayonnement de particules cosmiques chargées (RC) hors de l'atmosphère terrestre. Mais le potentiel de découverte d'AMS ne s'arrête pas à la seule antimatière. Le programme de physique inclut également la recherche de particules supersymétriques, candidates à la matière noire non-baryonique, signées par leurs produits de désintégration. D'autre part, l'étude de l'abondance des noyaux cosmiques permettra d'accroître la statistique mondiale de plusieurs ordres de grandeurs et débouchera sur une connaissance accrue du milieu galactique : temps de confinement, densité de matière moyenne rencontrée par les RC, abondances aux sources...Enfin, AMS, équipé d'un convertisseur électromagnétique permettrait d'étudier le rayonnement γ avec des performances comparables à EGRET dans un domaine d'énergie encore inexploré.

1.1 Objectifs de recherche

1.1.1 Anti-matière

Les observations astronomiques montrent que notre proche univers contient beaucoup de lumière, un peu de matière et extrêmement peu d'antimatière. Ainsi, le rapport typique de la densité de baryons n_B sur la densité de photons n_γ est :

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \approx 10^{-10}$$

La présence d'antimatière est signée par son interaction avec la matière dont la rencontre convertit leur masse en photons et autres produits d'annihilation. Les observations de nuages d'hydrogène dans notre galaxie ont révélés une émission de photons γ, mais dans des proportions qui la rendent compatible avec la désintégration du π^0, produit lors de l'interaction de rayons

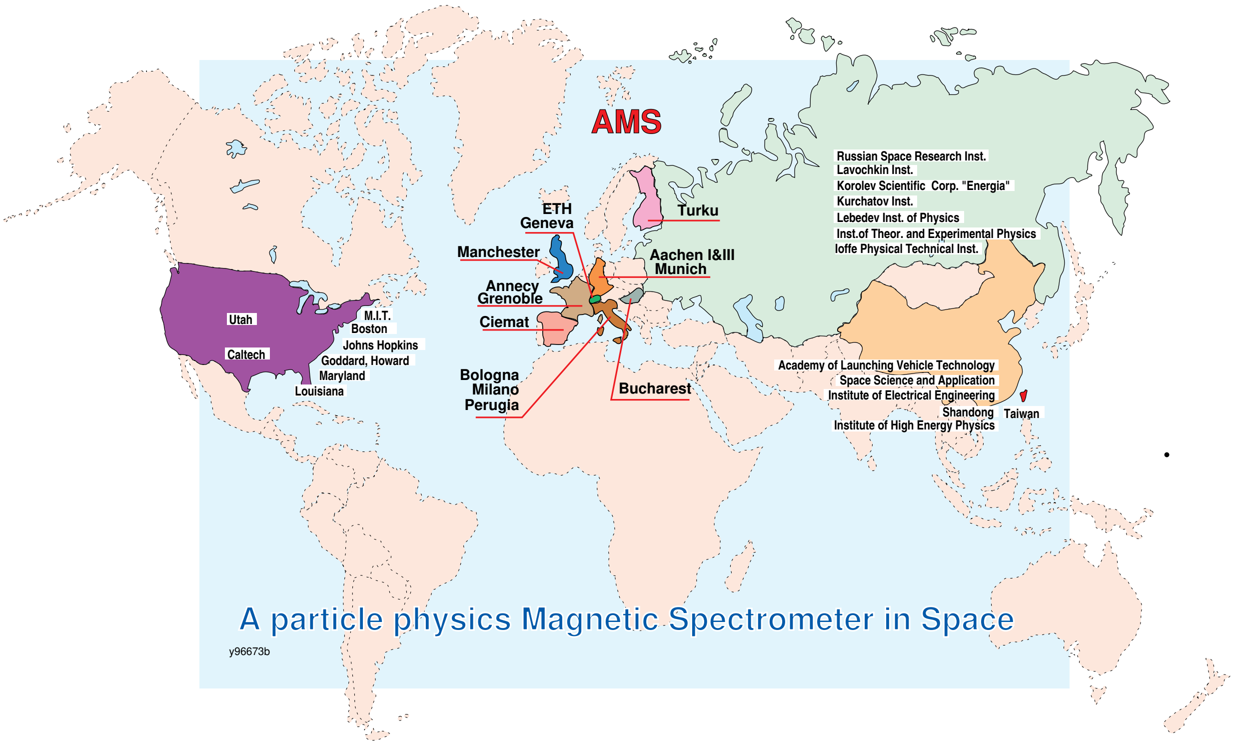


FIG. 1.1: *Pays participant à la collaboration AMS.*

cosmiques avec l'hydrogène. Le non-excès de photons γ dans notre galaxie permet d'exclure la présence d'antimatière avec un rapport antimatière/matière [1] :

$$\frac{n_{\overline{B}}}{n_B} \leq 10^{-15}.$$

Dès 1976, les observations expérimentales permettaient d'exclure la présence d'antimatière dans notre amas de galaxie, soit sur un échelle de distance de l'ordre de 20 Mparsecs[1].

Les modèles standards de création de notre univers prévoient une production symétrique de matière et d'antimatière. Au delà, on peut citer deux types de modèles de baryogenèse. Le premier propose une évolution avec une asymétrie baryonique : la disparition de l'antimatière après le "big bang" peut être atteinte avec les trois conditions de Sakharov [2] :

- violation du nombre baryonique, qui implique l'instabilité du proton,
- violation de CP (Charge - Parité) et de C,
- baryogenèse dans un univers hors équilibre thermodynamique

La violation du nombre baryonique est prévue par toutes les théories de type Grande Unification à très haute énergie. Ce phénomène n'a pour le moment jamais été expérimentalement mis en

[1] 1 parsec = 3.3 années lumières

évidence et la durée de vie minimale du proton est de $\sim 10^{31}$ ans. La violation de CP a elle été observée dans la désintégration du système $K^0\overline{K^0}$, mais à un niveau faible, insuffisant pour expliquer l'asymétrie actuelle. Cependant, cette réaction a été observée à des énergies voisines de 500 MeV et on ne sait par comment évolue la violation de CP à très haute énergie (10^{15} GeV), domaine d'application des théories de grande unification.

Les deux premières conditions mises bout à bout permettent de favoriser une population de charge baryonique par rapport à l'autre. La troisième condition est là pour permettre à la dissymétrie de se mettre en place, car à l'équilibre thermodynamique, matière et anti-matière s'annihilent rapidement et totalement avant qu'une dissymétrie ne puisse apparaître [3].

D'autres modèles à symétrie baryonique prévoient la survie de l'antimatière dans l'univers sur de grandes échelles de distances. Notre univers serait alors composé de larges zones alternées de matière et d'antimatière. Cependant, les frontières des domaines devraient être le siège de violentes annihilation matière/anti-matière. Comme il a déjà été dit, aucun signal n'a pu être mis en évidence pour affirmer cette théorie. En imaginant qu'il existe des anti-galaxies formées d'anti-étoiles, la lumière visible émise par ses hypothétiques objets ne nous renseigne pas sur leur constitution, puisque les émissions électromagnétiques d'anti-atomes ou d'antimolécules sont indiscernables de leurs équivalent de matière. Les rayons cosmiques chargés émis par ses astres ont eux une charge opposée. L'étude de la propagation du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de notre galaxie met en évidence une fuite des particules hors du plan galactique à haute énergie. Partant de ce constat, il est possible que les rayons cosmiques puissent traverser les espaces intergalactiques et changer de galaxie, voir d'amas de galaxie. Ainsi, la détection d'un seul anti-carbone par AMS serait un signe infaillible d'existence d'antiétoile. Inversement, la non détection d'antinoyaux contraindra les modèles d'univers symétriques avec une sensibilité expérimentale inégalée.

1.1.2 Matière noire

La problème de la masse manquante a été historiquement mis en évidence en étudiant les mouvements propres des galaxies dans leur amas. La quantité de matière "visible" des différentes galaxies, estimée par les flux de lumière observés, donnent une mesure approximative de leur masse propre. L'utilisation du thèorème du Viriel sur la dynamique des galaxies observées dans l'amas met en évidence un paradoxe : il manque de la matière pour expliquer leurs mouvements. Tout se passe comme si une masse invisible, la matière noire, interagissait gravitationellement avec la matière visible et contribuait à équilibrer dynamiquement le système. Le phénomène est également présent à l'échelle galactique : la vitesse de rotation observée des galaxies est en général imcompatible avec sa masse visible ; il manque là aussi de la masse. La matière noire serait présente dans un halo entourant les galaxies. Les rapports de masse de matière noire sur la masse observée $\frac{M_{mn}}{M_o}$ sont de l'ordre de $\approx \frac{3}{5}$ pour les galaxies spirales, $\gtrsim 10$ pour les galaxies elliptiques et de l'ordre de $\frac{1}{2}$ pour les amas de galaxie [4]. Les différentes contributions de masse ρ_i à la densité de l'univers s'expriment traditionnellement sous forme de leur rapport à la densité critique, $\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$, avec :

$$\rho_c = 10.5\, h^2 \mathrm{keVcm}^{-3}$$

où $h = \frac{H}{100}$ et $H \approx 50 - 100\mathrm{km.s}^{-1}.\mathrm{Mpc}^{-1}$ est la constante de Hubble.

Les contributions à la densité de l'univers sont au nombre de 3 :

$$\Omega_0 = \Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_\gamma$$

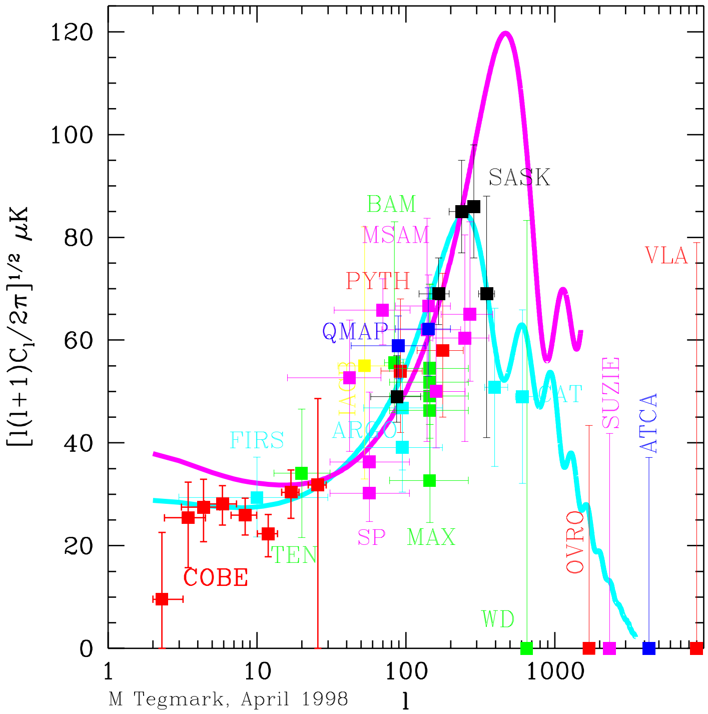


FIG. 1.2: *Résumé des mesures des anisotropies du rayonnement à "3 K" (CBR) [5]. Les anisotropies sont développées en harmoniques sphériques :* $\delta T(\theta,\phi) = \sum a_{lm} Y_{lm} S(\theta,\phi)$*, avec* $C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle$*. Cette figure montre la variation de la température entre deux lignes de visée séparées d'un angle* θ*, avec* $l = \frac{200^\circ}{\theta}$*. Les courbes sont des prédictions des modèles de CDM (matière noire froide, non baryonique) avec* $\Omega_0 = 1$ *(courbe claire) et* $\Omega_0 = 0.3$ *(coube foncée). L'ajustement est meilleur pour la première courbe et est compatible avec l'existence de pics acoustiques, qui signent le découplage de la matière et du rayonnement dans l'univers jeune.*

Il s'agit, dans l'ordre, de la densité de matière Ω_M, de la densité d'énergie "noire" Ω_Λ et de la densité de rayonnement Ω_γ. Pendant longtemps, un certain flou a régné sur les valeurs relatives des différentes contributions. Aujourd'hui, la situation semble plus claire, avec néanmoins encore beaucoup de questions en suspens [5].

La densité totale : Ω_0

La densité totale de l'Univers, Ω_0, peut être aujourd'hui estimée de trois façons différentes au moins, dont les résultats convergent vers $\Omega_0 \approx 1$. Le modèle inflationaire offre d'abord un cadre théorique cohérent qui conduit naturellement à Ω_0=1 en "lissant" les conditions initiales. Les mesures de fluctuation du fond de rayonnement cosmologique (CMB) permettent par ailleurs une localisation assez précise du premier pic accoustique. Or celle-ci est directement reliée à la valeur de la densité totale : on obtient alors $\Omega_0 = 1 \pm 0.2$ [6]. Cette mesure est illustrée sur la figure 1.2(a). Ce résultat sera bientôt affiné par les mesures des satellites Map et Planck.

La densité du rayonnement : Ω_γ

C'est la contribution du rayonnement, qui est négligeable devant les autres, qu'il s'agisse des photons (*i.e.* presque essentiellement du CMB) ou des neutrinos (supposés ici sans masse) : $\Omega_\gamma < 10^{-4}$ [7].

La densité d'énergie du vide : Ω_Λ

L'énergie "noire", liée à la présence d'une constante cosmologique Λ non nulle dans l'équation d'Enstein, est une densité d'énergie associée au vide. On parle aussi de pouvoir répulsif du vide. Cette contribution a été mesurée par les expériences de détection de supernovae à grand redshift. La méthode est simple : quand on observe des galaxies lointaines, on les voit dans un temps passé. Leur vitesse d'expansion devrait donc être plus faible que celle prédite par la loi de Hubble ($v = H \times d$) puisque l'expansion doit se ralentir sous l'effet de la gravité. Et c'est exactement l'inverse qui est obtenu : l'expansion s'accélère ! La mesure conduit à $\Omega_\Lambda = 0.8 \pm 0.2$ [8].

La densité de matière : Ω_M

La densité de matière, qui peut à son tour se décomposer en deux contributions $\Omega_M = \Omega_B + \Omega_{NB}$. - Le premier terme Ω_B est la contribution des baryons, constituant la matière ordinaire, dont la densité est aujourd'hui assez bien connue grâce à la comparaison des abondances relatives en éléments D,^{3}He,^{4}He,^{7}Li dont la distribution dépend fortement de Ω_B dans le cadre de la nucléosynthèse primordiale. Les avancées spectaculaires de ces dernières années sont essentiellement dues aux mesures sur le deutérium réalisées par le télescope Keck. Elles conduisent à $\Omega_B = 0.04 \pm 0.002$ [9]. Il est remarquable de noter que ces résultats sont corroborés par une approche totalement indépendante fondée sur l'amplitude (et non plus cette fois la position) du premier pic accoustique du CMB. La contribution baryonique se scinde en trois parties :

- la matière visible ordinaire (étoiles $\approx 10\%$ de Ω_B),
- les "naines brunes" (MACHO), objet composé de matière mais n'émettant pas de rayonnement, comme Jupiter par exemple, ou comme une étoile à neutron. La contribution de ces objets au halo galactique apparait comme négligeable, mais est encore un sujet de discussion.
- Le gaz X, plasma à haute température n'émettant pas dans le visible. Des mesures d'émissions X directes dans les amas de galaxies, ou indirectes, en étudiant les distorsions Sunyaev-Zeldovitch du CMB dans ses régions, montrent que cette contribution est majoritaire et compte pour 12 ± 0.3 % à la masse totale de l'amas. La masse des amas étant évaluée en étudiant le mouvement des galaxies entre elles par le théorème du Viriel ou par "weak lensing".

Connaissant Ω_B et la proportion de masse baryonique sur la matière totale constituant les amas, on peut en déduire que : $\Omega_M \approx 0.4 \pm 0.1$. Cette estimation a été confirmée par de nombreuses autres méthodes (évolution du nombre d'amas avec le décalage spectral, flux de matière autour des vides cosmiques, spectre de puissance de densités de perturbation...).
- Le deuxième terme Ω_{NB} représente la densité de matière "noire" non baryonique. Parmi les

candidats à la matière noire non baryonique, on peut citer une partie "chaude" : ce sont les neutrinos, dans l'hypothèse où ils possèdent une masse. Les mesures récentes de Super-Kamiokande laissent supposer que la contribution des neutrinos est très faible, ce qui est confirmé par les modèles de formation des grandes structures qui s'accomodent mal de quantités élevées de matière noire chaude. Les particules supersymétriques au delà du modèle standardconstituent une partie froide. La particule la plus légère de la version la plus populaire du bestiaire supersymétrique est le neutralino qui pourrait être présent en grande quantité dans le halo galactique où elle serait confinée par gravitation.

L'expérience AMS se propose de tenter de mettre en évidence cette composante en détectant les positons ou antiprotons résultant de l'annihilation des neutralinos [10]. Dans une telle démarche, il est d'abord nécessaire de connaître le bruit de fond constitué des positons et antiprotons secondaires induits par interaction des rayons cosmiques sur le milieu interstellaire. Dans une première estimation, il avait été supposé que le flux devait rapidement diminuer sous le GeV, précisément là ou la composante suspersymétrique devenait importante, offrant ainsi une grande sensibilité. La prise en compte plus précise de la perte d'énergie des antiprotons secondaires induit néanmoins un aplatissement du spectre qui rend délicate l'extraction du signal. Par ailleurs, des études sont en cours pour tenter d'utiliser les anti-deutons. Très récemment J. Silk a, par ailleurs, montré que la surdensité à proximité du trou noir central de notre galaxie pourrait être nettement plus importante que prévu et induire par la même des flux conséquents [11]. Ces derniers points laissent penser que le potentiel d'AMS vis-à-vis de cette recherche pourrait être important.

1.1.3 Rayons cosmiques

La physique des rayons cosmiques (RC) a bientôt un siècle. C'est Victor Hess qui, le premier, a pu montrer l'origine extra-terrestre de ce rayonnement en 1912, en mesurant l'augmentation de l'ionisation de l'atmosphère avec l'altitude au moyen d'un ballon dirigeable gonflé à l'hélium. L'essor de la physique des rayons cosmiques apparait ensuite avec l'invention du détecteur Geiger-Müller, qui permet de réaliser des déclenchements rapides d'expériences et de former les première coïncidences.

Le rayonnement cosmique est, au même titre que la lumière, une source d'information pour l'astrophysique. Les rayons cosmiques au voisinage de la terre sont essentiellement composés d'électrons, de protons ($\approx 90\%$), d'hélium ($\approx 9\%$) et de $\approx 1\%$ de noyaux plus lourds . Le flux des RC est pratiquement isotrope et s'étend sur une gamme d'énergie de l'ordre du keV jusqu'au ZeV (1 ZeV$=10^{21}$ eV). Ces énergies sont extrêmes : 1 ZeV$\approx$ 160 Joules !

Il est communément admis que les RC d'énergie $\leq 10^{15}$ eV sont d'origine galactique. La vie d'un noyau cosmique peut se scinder en trois phases :

- l'injection dans le cosmos depuis sa source,
- l'accélération,
- la propagation dans le milieu interstellaire (MIS).

La source des RC est un sujet encore débattu. Les meilleurs candidats sont les supernovaes (SN) qui éjectent de grande quantités de matière pendant leurs explosions. L'avantage des SN est qu'elles offrent un mécanisme d'accélération pouvant rendre compte de la dépendance en énergie du flux des cosmiques (processus d'accélération de Fermi). Une autre source de RC est vraissemblablement formée par les étoiles de type Wolf-Rayet qui expulsent un vent solaire rapide, dont la composition permet en particulier d'expliquer les rapports d'abondances isotopiques anormaux comme le ^{22}Ne/^{20}Ne [55]. Après l'éjection puis l'accélération, les RC "primaires" se propagent dans le milieu interstellaire où ils subissent d'une part l'effet du champ magnétique galactique et d'autre part des interactions avec le MIS. Le champ magnétique galactique local a pour effet de confiner les RC dans la galaxie et son halo. De plus, sa structure n'est pas régulière et il fait diffuser les particules. Mais le confinement n'est pas total : les rayons cosmiques finissent par s'échapper de la galaxie. Le temps de confinement diminue avec l'énergie et a pour effet d'augmenter la pente du flux de cosmique, dont les valeurs mesurées au voisinage de la terre sont de la forme $E^{-2.7}$ (alors que le flux à la source est de la forme $\approx E^{-2.2}$ [57]). Le RC primaire interagit avec la matière présente dans le MIS et produit par fragmentation des éléments plus légers dont l'étude se révèle riche d'enseignement. A l'aide de modèles du transport et de la diffusion des RC dans la galaxie, ainsi que des tables de sections efficaces de fragmentation des noyaux sur les protons, il est possible d'étudier la dynamique des rayons cosmiques dans la galaxie. Les flux de RC mesurés au voisinage de la Terre permettent de contraindre les modèles et d'estimer par exemple le temps de confinement, la densité de matière moyenne rencontrée par les RC, l'abondance aux sources...

La physique des RC a fait un bond en avant avec l'envoi des premières expériences satellites dans les années 1980. Ainsi, les rapports d'abondance isotopique mesurés du Béryllium permettent ils d'estimer le temps de confinement des rayons cosmiques dans la galaxie à $\tau \approx 10^7$ ans, tandis que la quantité de matière traversée ne dépasse pas 5 à 10 g/cm^2 [54], d'où l'intérêt d'étudier ces quantités depuis l'espace, vu que l'épaisseur de l'atmosphère est $\approx 10^3$ g/cm^2. Le détecteur AMS permettra, grâce à sa grande acceptance et à la durée de sa mission, de révolutioner notre connaissance des noyaux cosmiques, avec en outre une mesure des abondances relatives des éléments jusqu'au TeV et surtout, l'étude des abondances isotopiques des éléments dans la gamme d'impulsion $P \approx 1 - 13$ GeV/c dans laquelle il existe peu de données [14].

1.1.4 Photons Gamma

L'astrophysique des rayons γ a connu une avancée spectaculaire ces dernières années, notamment grâce aux expériences embarquées sur le satellite CGRO [15] (Compton Gamma Ray Observatory), incluant l'expérience EGRET [50], composée d'une chambre à étincelle couplée à un calorimètre, dont la plage de sensibilité est comprise entre 30 MeV et 30 GeV. Ce détecteur a permis de mettre en évidence une centaine de sources γ dont la moitié ont pour le moment pu être identifiée comme des blazars, grâce à une redondance de détection dans le domaine des ondes radiométriques,

Les blazars, ou noyaux actif de galaxie (AGN), sont des objets d'origine extragalactique composés d'un disque d'accrétion tombant sur un trou noir supermassif ($\approx 10^7\,M_\odot$) qui éjecte perpendiculairement au plan d'accrétion de la matière sous forme de jet très collimaté. La détection de photons γ est possible quand un des jets est orienté vers la Terre. La dynamique d'émission de lumière dans les jets est assez bien comprise et met en jeu d'une part l'émission synchrotron des particules présentes dans le jet (électrons ou protons ou leurs antiparticules), qui interagissent avec le champ magnétique local (issu du trou noir) et d'autre part un effet compton inverse des électrons sur des photons de basse énergie. L'origine de ces photons serait soit directement le rayonnement synchrotron déjà évoqué, soit une conséquence de l'échauffement

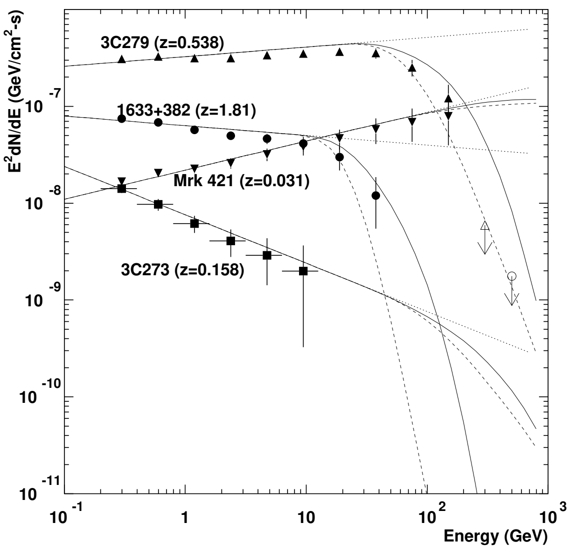


FIG. 1.3: *Résultat de la simulation Monte-carlo d'AMS pour la détection des γ [12]. Echantillon de spectre d'émission des blazars 1633+382, 3C273, 3C279 et Mrk421 extrapolés depuis les mesures d'EGRET. Les décalages spectraux des sources z sont indiqués sur la figure. Les lignes pointillées sont une extrapolation pure de la loi de puissance, tandis que les lignes pleines et tiretées sont des prédictions de deux modèles théoriques d'extinction du flux provoqueé par l'interaction des γ avec des photons intergalactiques. Le triangle et le cercle vides représentent les limites de flux de 3C279 et de 1633+382 respectivement, mesuré par le détecteur de gerbes atmosphériques Whipple. Les mesures attendues par AMS sur une période de 2 ans sont indiquées par les carrés, triangles et ronds noirs.*

du disque d'accrétion provoqué par le champ de gravité du trou noir. Les photons émis par le disque d'accrétion peuvent être réfléchis vers les jets (ou absorbés puis réemis) par des nébuleuses autour de l'AGN. La plage de détection d'EGRET est complétée à plus haute énergie par les détecteurs Tcherenkov de gerbes électromagnétiques [16], basés au sol et dont le seuil de détection est de l'ordre de 200 à 500 GeV (CAT,WHIPPLE,...). Après plusieurs années d'utilisation, la réserve de gaz de la chambre d'EGRET était presque épuisée et l'alimentation en gaz a été coupée, de manière à conserver du gaz pour des mesures intéressantes ("target opportunities"). La relève d'EGRET sera assurée avec le futur satellite GLAST dont le lancement n'est pas prévu avant 2005. Le satellite AGILE [51], prévu pour 2002 assurera une détection jusqu'à environ 50 GeV. Il existe une classification assez compliquée des blazars selon leur type d'émission et l'angle que fait leur jet par rapport à la Terre. Ainsi, le spectre d'émission des blazars détectés par EGRET s'étend jusqu'à quelques dizaines de GeV puis s'éteint au delà, puisqu'ils ne sont pas vus par les détecteurs au sol. La transition n'a jamais été observée précisément expérimentalement. Inversement, sur les 5 sources mises en évidence depuis le sol, donc à plus haute énergie, une seule a pu être mise en évidence par EGRET. La plage d'observation dans la zone $20 \leq E \leq 200$ GeV est donc vierge de toute mesure et ne sera pas observée avant 2005.

Parmi les scénarii de la version finale d'AMS, il est envisagé d'installer à l'entrée d'AMS un convertisseur de photons, constitué d'une plaque de tungstène et d'épaisseur 0.3 X_0 (longueur de radiation). Les photons γ incidents sont convertis en paire e^+/e^- dans la plaque dont l'énergie est mesurée par le trajectomètre et le calorimètre dans AMS. Les limitations de mesure en énergie des photons proviennent d'une part du champ magnétique dans l'aimant et d'autre part du rayonnement de freinage de la paire dans le convertisseur. A basse énergie, la trajectoire de la paire est fortement courbée et ne traverse pas le détecteur, à haute énergie, la mesure de courbure de la trajectoire est limitée par la résolution spatiale des micro-bandelettes en silicium dans le trajectomètre, soit pour $\sigma_x \approx 15\mu$m. La gamme d'énergie pour laquelle une résolution en énergie correcte est assurée parallèlement avec une mesure angulaire permettant de pointer vers la source est comprise entre 0.3 et $\approx$ 100 GeV. Une simulation Monte-Carlo a montré que les performances d'AMS pendant sa mission de trois ans sont comparables à celles d'EGRET pendant ses deux années de fonctionnement, et ce malgré le fait que AMS n'est pas orientable [12].

1.2 Le spectromètre AMS en 1998

Le détecteur AMS [53], dans sa version préliminaire, est composé d'un système de temps de vol, d'un aimant équipé d'un trajectomètre, d'un détecteur Tcherenkov à seuil et d'un système d'anti-coïncidence (voir figure 1.4).

L'aimant permanent est constitué de modules de $Nd - Fe - B$. De forme cylindrique, l'ensemble a un diamètre interne de 115 cm, une hauteur de 80 cm et une masse de 1.9 tonnes. Le champ magnétique est approximativement dipolaire et orienté perpendiculairement à l'axe du cylindre. Le champ au centre de l'aimant atteint 0.14 Tesla et son pouvoir d'analyse est $BL^2 \approx 0.14$Tm^2. La reconstruction de la trajectoire est assurée par 6 plans de microstrips Silicium double face, de technologie dérivée de l'expérience L3. La résolution spatiale atteint $\sim 10\mu$m dans la direction de courbure et $30\,\mu$m dans les autre directions. Quatre plans sont localisés dans l'aimant, tandis que le premier et le dernier, plus grand, se trouvent aux extrêmités du cylindre. La résolution typique de la mesure en impulsion est $\frac{\delta p}{p} \approx 7\%$ pour des protons de 1 GeV/c. La mesure à plus basse impulsion est dégradée par la diffusion multiple dans les plans de silicium. A plus grande énergie, l'erreur dominante vient de la mesure de la courbure : les particules très rigides n'étant plus suffisamment déviées pour asssurer une mesure correcte avec le trajectomètre. En plus de la mesure de position, le trajectomètre fournit 6 mesures indépendantes de $\frac{dE}{dX}$ des particules, proportionnelles au carré de la charge.

Le système de temps de vol (TOF) est composé de quatre plans de scintillateurs plastiques. Les plans $S1$ et $S2$ sont en amont de l'aimant, tandis que les plans $S3$ et $S4$ se trouvent en aval. Chaque plan couvre l'acceptance de l'aimant et est constitué de 14 plaques de 11 cm de largeur et 1 cm d'épaisseur avec un chevauchement de 5 mm. Les plaques sont orientées perpendiculairement d'un plan à l'autre. La distance entre les plans $S2$ et $S3$ est de 1 m. La résolution temporelle de chaque plaque est $\delta t \approx 150$ ps pour les protons, ce qui fournit une mesure de vélocité avec $\frac{\delta\beta}{\beta} \approx 3.3\%$. Le TOF permet en outre de discriminer les particules entrant par le haut et par le bas du détecteur (particules albedos, voir 8). Les signaux des scintillateurs fournisssent également une mesure de la charge (au carré) de la particule.

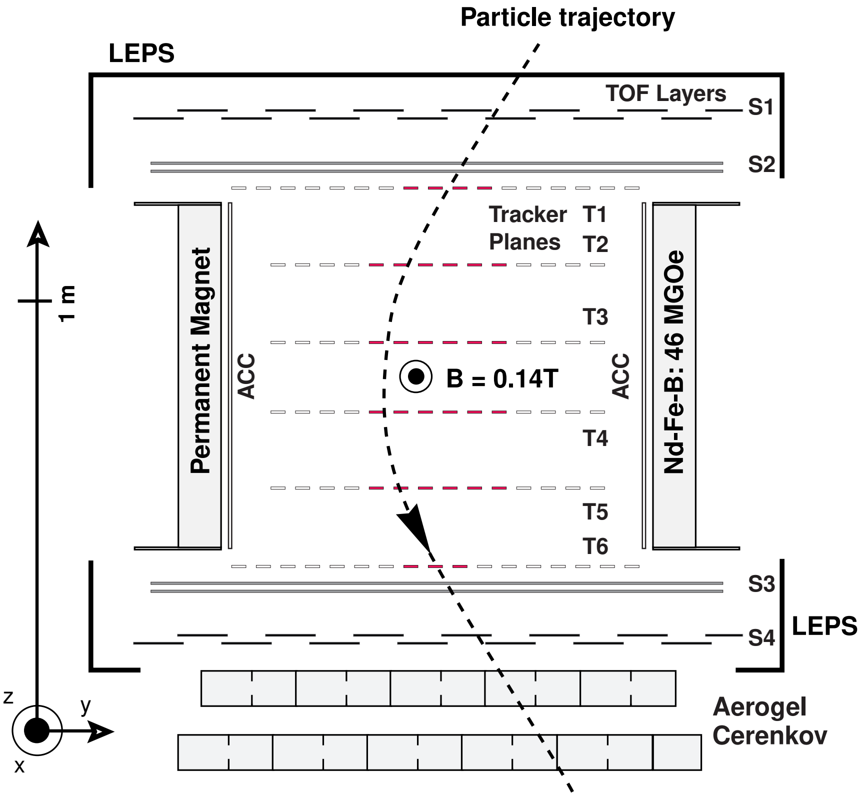


FIG. 1.4: *Vue schématique de AMS01, dans la version du vol navette STS-91.*

Le compteur Tcherenkov à effet de seuil (ATC) est composé de 168 cellules d'aérogel de Silice d'indice de réfraction moyen 1.035. Les cellules ont une épaisseur de 8 cm et sont réparties sur 2 plans de mesure. Les cellules produisent de la lumière Tcherenkov pour des vélocités supérieures à $\beta \approx 0.966$. L'ATC permet de renforcer la discrimination $\bar{p}/e^-$ et p/e^+ réalisée par le TOF dans la gamme 1.5 – 2 GeV/c et étend la séparation jusqu'à 3.5 GeV/c, seuil d'émission des protons.

Le système anti-coïcidence (VETO) est composé d'un ensemble de scintillateurs plastique qui ceinture totalement l'aimant et permet de rejeter les événements ne passant pas totalement dans l'acceptance de l'aimant, ainsi que les événements à problème ayant crée des particules secondaires.

Enfin, AMS est équipé d'un blindage fin, constitué de plaques de carbone, qui protège le spectromètre des particules de basse énergie.

Une première version du spectromètre AMS a volé en 1998 au cours de la mission STS-91 de la navette Discovery. Le détecteur était alors équipé de la moitié des plans de Silicium. $\sim 10^8$ événements ont été enregistrés pendant environ 100 heures de prises de données. Le vol a été un succès et a permis de valider les instruments de détection, l'électronique et le système de transmission des données au sol. L'analyse des données est en cours et les premiers articles sont

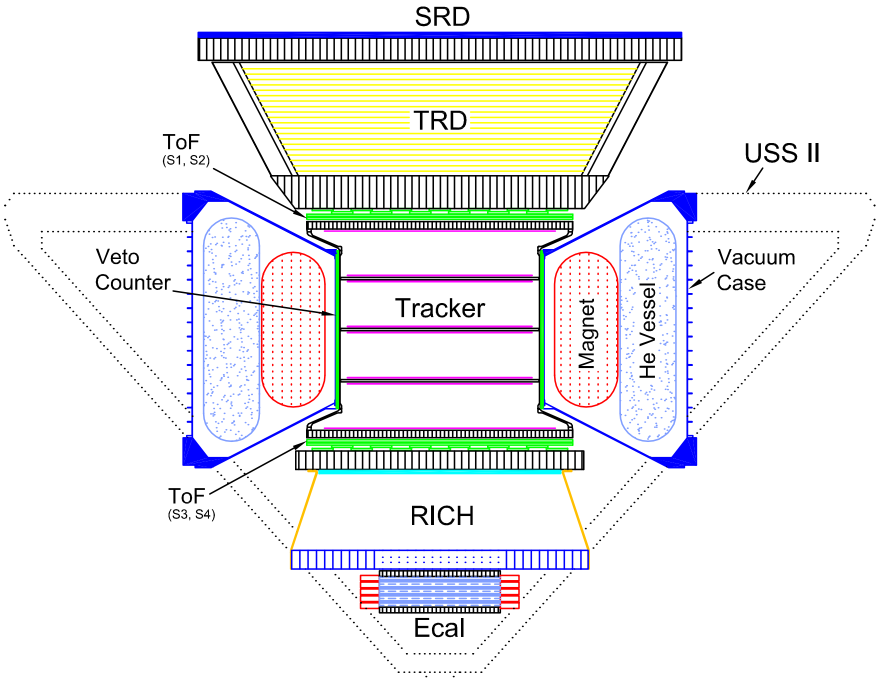


FIG. 1.5: *Vue schématique de AMS02, version ISS.*

publiés.

1.3 Le nouveau spectromètre pour la Mission sur la station ISS

Après le vol navette, la collaboration s'est lancée dans une nouvelle phase de recherche et développement, dans le but d'améliorer l'instrument pour sa mission sur la station ISS. A l'heure actuelle, les changements acquis sont profonds. Tout d'abord, l'aimant permanent sera remplacé par un aimant supraconducteur, délivrant un champ magnétique au centre du cylindre de l'ordre du Tesla. La résolution du trajectomètre sera accrue (8 plans) et tangentera le pour cent pour des protons de 1 GeV. De plus, de nouveaux détecteurs seront installés pour compléter l'étude des rayons cosmiques.

Détecteur de Rayonnement Synchrotron [52]

Tout d'abord, un détecteur de rayonnement synchrotron de grande surface (SRD) serait localisé en amont du TOF. Il s'agit d'étudier les spectres d'électrons et positons d'énergie de l'ordre du TeV. Les mesures expérimentales actuelles s'étendent jusqu'à la gamme 0.1 – 1 TeV, mais aucune mesure n'existe au delà. Quelques dizaines d'événements par an sont attendus dans l'acceptance d'AMS avec une énergie > 1 TeV. Le principe de la mesure consiste à détecter en coïncidence la particule et la lumière synchrotron qu'elle a générée en se déplaçant dans le champ magnétique Terrestre. La mesure de la charge Z de la particule est directement assurée

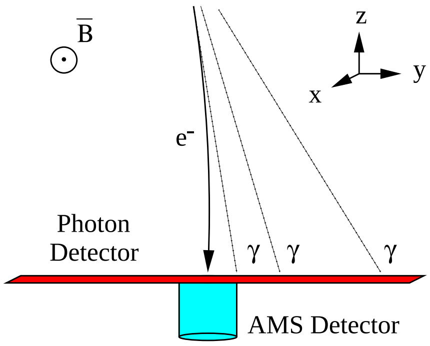


FIG. 1.6: *Schéma de principe d'une détection simultanée d'un électron et de sa lumière synchrotron.*

par la position des photons synchrotrons par rapport à la trajectoire reconstruite de la particule dans AMS, puisque la direction d'émission des photons change avec la courbure, dont le signe dépend de Z (voir figure 1.6). La combinaison du nombre de photons détectés avec la somme de leur énergie fournit une mesure de l'énergie totale de la particule avec une précision de l'ordre de 20%. Le spectre en énergie des photons attendus pour des positrons et des électrons est de l'ordre du keV. Les noyaux cosmiques de très haute énergie peuvent éventuellement être étudiés sur le SRD dans la zone du "genou" à $T \approx 1$ PeV, dont l'origine est encore mal comprise. Les mesures expérimentales de ce type d'événements, très rares, sont réalisées jusqu'à présent au sol au moyen de détecteurs de gerbes dans l'atmosphère. L'étude de ces événements hors de l'atmosphère est donc d'un grand intérêt. L'énergie des photons attendus pour les noyaux cosmiques est plus faible et nécessite des détecteurs sensibles dans l'UV.

Détecteur à Radiation de Transition

Entre le SRD et l'entrée de l'aimant devrait se trouver également un détecteur à effet de radiation de transition (TRD). Le TRD est constitué de 20 couches de milieu radiateur, séparés par des plans de détecteurs de photons X (détecteurs gazeux cylindriques). Chaque milieu radiateur est composé de l'alternance d'un grand nombre de fines couches de matériau plastique et de vide. Le passage d'une particule chargée dans les interfaces d'entrée et de sortie de chaque couche génère un rayonnement de transition, dont la théorie est assez voisine de l'effet Tcherenkov. La probabilité d'émission par interface est faible et c'est la multiplication des couches qui procure un signal détectable. L'alternance des couches de densité variable crée des interférences entre le rayonnement de transition généré par la particule dans chaque couche et provoque un effet de seuil en vélocité, ajustable en fonction des matériaux utilisés. Les photons produits dans les radiateurs sont énergétiques ($E \approx 1$ keV) et sont émis avec un maximum de probabilité pour un angle azimutal $\theta_c \sim \frac{1}{\gamma}$. Le nombre de photons produits est de plus proportionnel à γ. le TRD a la même fonction que l'ATC : il fournit un moyen de discriminer les particules de même impulsion et de vitesse différente, mais avec une efficacité accrue. Ainsi, la réjection e^+/p et $e^-/\bar{p}$ attendue est meilleure que 10^3 sur une large gamme d'énergie s'étendant de ≈ 0.3 GeV à 10^3 GeV.

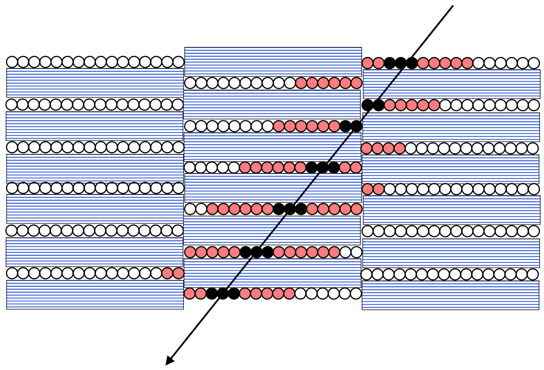


Fig. 1.7: *Fraction du détecteur SRD.*

RICH

Sous le dernier plan de TOF se trouvera l'imageur d'anneaux Tcherenkov (RICH) à focalisation de proximité, dont la définition fait l'objet de ce mémoire. Ce détecteur est présenté spécifiquement dans le chapitre 2. Le RICH est costitué de trois parties. La première est le plan de radiateur composé d'un matériau d'indice de réfraction $n > 1$ et couvrant un cercle de rayon $r \sim 80$ cm. Le passage d'une particule, avec une vélocité β supérieure au seuil de production β_s, génère une émission de lumière Tcherenkov distribuée sur un cône. La deuxième partie est un espace de glissement, "vide", d'indice de réfraction $n = 1$ dans lequel l'anneau réfracté se développe. La troisième partie contient le plan de détection composé d'un réseau de photomultiplicateurs répartis sur un cercle de rayon $R \approx 75$ cm, avec un trou central qui correspond à l'entrée du calorimètre. Le RICH fournira une mesure de vélocité avec une précision de l'ordre de 10^{-3} pour les particules de charge $Z = 1$ et une mesure en charge jusqu'à $Z \approx 20$. Le croisement des mesures d'impulsion et de vélocité permettra en particulier d'identifier les ions cosmiques dans une gamme d'impulsion $P \sim 1 - 13$ GeV/A/c avec $A \lesssim 25 - 30$, dans le cas de l'utilisation d'un sandwich de radiateur de fort indice (Fluorure de Sodium) et de bas indice (aérogel de silice). Le détecteur signera également les particules albedo. Ce point est spécifiquement étudié dans le chapitre 8.

Calorimètre

AMS sera également équipé d'un calorimètre, dérivé d'une technologie développée pour l'expérience KLOE. Il s'agit d'un sandwich de fibres scintillantes et de plomb d'une épaisseur équivalente à $16\,X_0$. Les fibres sont noyées dans la matrice de plomb et arrangées en couches planes orientées alternativement selon les directions X et Y. Les fibres sont lues à chaque extrêmité par des photomultiplicateurs. La reconstruction des événements permet non seulement de mesurer la fraction d'énergie déposée mais donne également une image longitudinale et transverse de la gerbe. La forme de la gerbe permet de séparer son origine hadronique ou électromagnétique avec une réjection de l'ordre de 10^4. Un ajustement du développement de la gerbe permet de reconstituer l'énergie totale de la particule jusqu'à $\approx$ 1 TeV, énergie où le maximum de développement de la gerbe est encore inclu dans le calorimètre. La résolution en énergie attendue est $\approx$ 2% à 30 GeV. En outre, moyennant un système d'auto-déclenchement, le calorimètre pourrait reconstruire l'angle d'arrivée de photons γ avec une précision mieux que le degré pour des énergies jusqu'à $E \approx 30\,GeV$.

Chapitre 2

Etude du rayonnement cosmique nucléaire avec le RICH d'AMS

Notre galaxie contient environ 10^{11} étoiles. Une image reconstruite par Hubble à partir de l'observation de la voie lactée fait apparaitre en son centre une structure sphérique entourée d'un disque de diamètre $\approx$ 40 kpc et d'épaisseur $\approx$ 400 pc. La masse manquante de notre galaxie suggère l'existence d'un halo étendu de matière noire. Notre soleil est une étoile banale, située approximativement à mi-course du disque galactique. Le disque a une structure spirale, mais la topologie d'ensemble de la galaxie est encore un sujet de recherche, compte tenu du fait qu'il est difficile d'observer sa structure de l'intérieur.

Une introduction à la propagation des RC galactiques jusqu'à leur détection au voisinage de la Terre est proposée dans ce chapitre. Le compteur RICH d'AMS est ensuite présenté avec plus de détail, ainsi que ses fonctions principales attendues pour l'étude du RC. Enfin, le chapitre aboutit aux résultats préliminaires de la simulation de détections des chronomètres galactiques ^{10}Be et ^{26}Al dans AMS.

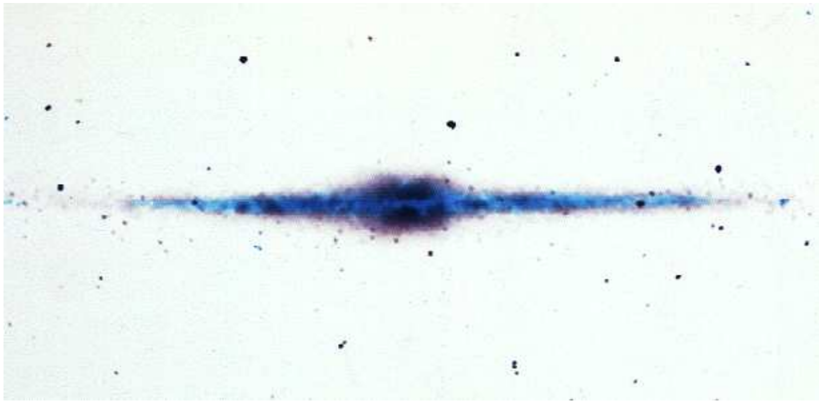


FIG. 2.1: *Image de notre galaxie en couleur inversée, reconstruite à partir des observations du satellite COBE.*

2.1 Complément sur les rayonnements cosmique galactique

2.1.1 Sources

Comme il a déjà été dit dans le chapitre d'introduction, l'origine des sources de RC galactique est un sujet encore contreversé. L'abondance des éléments lourds dans le RC (métallicité) est bien plus grande que ce qui est prédit par la nucléosynthèse primordiale ; ce point est un indice qui oriente naturellement vers les supernovae (SN) dont on sait qu'elles en produisent beaucoup par leurs explosions (fin de cycle de nucléosynthèse du Fe). Les observations des supernovae permettent d'estimer les abondances des éléments présents à la source, qui sont assez bien connues. D'autre part, la quantité de matière éjectée par les SN est très importante et rend secondaires les contributions des vents stellaires des étoiles standards, comme notre soleil. L'abondance aux sources, calculée à partir des données expérimentales des noyaux cosmiques est en fait en bon accord avec les abondances du système solaire, à la lumière des corrélations observées des abondances avec les valeurs du potentiel de première ionisation des atomes (FIP). L'accord est remarquable pour les éléments avec un FIP$<$ 10 eV [65]. Pour des FIP supérieurs, les abondances cosmiques sont en moyenne sous-abondantes par rapport à celles du système solaire. Cet écart s'explique justement par la plus difficile extraction des éléments depuis la source. Cependant, certains rapports isotopiques comme ^{22}Ne/^{20}Ne, ^{13}C/^{12}C et le ^{18}O/^{16}O demeurent inexpliqués avec l'effet du FIP. Ces abondances isotopiques anormales dans le RC suggèrent que les étoiles de type Wolf-Rayet participent d'une manière significative à la production de RC [55], [56]. En effet, ces étoiles ont la propriété de perdre sur des intervalles de temps relativement courts une fraction non négligeable de leur masse et d'émettre justement ces éléments en quantité importante par l'intermédiaire de leur vent solaire, qui atteint des vitesses bien plus élevées que celui d'une étoile standard. Les éléments chimiques émis par les sources de RC sont dits primaires (C,N,O,Fe..) et leur abondance relative parmi le RC nous renseigne sur l'abondance aux sources.

2.1.2 Processus d'accélération

Les rayons cosmiques sont-ils directement accélérés depuis la source ou bien sont-ils accélérés plus tard après leur éjection dans le milieu interstellaire ? Une mesure du temps entre l'éjection de la source et l'accélération peut être déduite de l'étude de l'abondance relative de certains primaires radioactifs, dont la survie dépend de leur état d'ionisation. Il s'agit en particulier des noyaux de ^{59}Ni, ^{57}Co et ^{44}Ti qui se désintègrent par capture électronique (CE). L'émission des primaires par vent stellaire à basse vitesse ($T \lesssim 300$ MeV) se fait dans des états de charge variés et si les primaires ne sont pas accélérés rapidement après leur éjection, les électrons de valence auront le temps d'induire une désintégration par CE. Ces noyaux primaires sont donc des horloges cosmiques intéressantes. Les mesures les plus récentes semblent montrer que la phase d'injection est séparée de la phase d'accélération avec un temps de l'ordre de 10^5 ans [78].

Le premier principe d'accélération des RC permettant de rendre compte des spectres expérimentaux a été proposé par Fermi en 1949. Le processus met en jeu l'interaction d'une particule cosmique avec une structure magnétique, portée par un nuage d'hydrogène par exemple, se déplacant en bloc avec une vitesse V dans le milieu interstellaire. La particule "rebondit" sur le nuage (par effet miroir) et récupère une fraction d'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \left(\frac{V}{c}\right)^2$$

On voit que le gain par collision est du deuxième ordre en V. En supposant que la zone de choc est grande, la particule interagit plusieurs fois, et les calculs montrent qu'au total, le spectre en énergie généré est du type $E^{-\gamma}$ [54]. Cependant, les énergies d'accélération sont limitées par le fait que la vitesse des nuages est faible ($\frac{V}{c} \leq 10^{-4}$) et que la prise en compte des pertes par ionisation dans le nuage réduit le gain net. C'est dans les années 1970-1980 qu'un autre processus est proposé : l'accélération par onde de choc forte. Il s'agit ici d'un processus d'accélération du premier ordre, donc beaucoup plus efficace. La structure magnétique turbulente en aval du choc fait diffuser fortement les particules qui peuvent repasser de l'arrière vers l'avant du front plusieurs fois, ce qui fournit un processus d'accélération très efficace avant que la particule ne parvienne à s'échapper. Les ondes de choc fortes permettent de rendre compte de spectre en énergie de la forme $E^{-2.2}$ et jusqu'à des énergies $E \lesssim 10^{14}$ V [62], et n'explique donc pas la formation des RC de très haute énergie. Encore une fois, ce sont les explosions de supernovae qui sont les meilleurs générateurs d'ondes de chocs au niveau galactique. ($\frac{V}{c} \approx 10^{-2}$). Plus récemment, la mise en évidence des spectres d'émission γ des quasars extragalactiques laisse également imaginer l'existence d'onde de choc forte sur ce type d'objet.

2.1.3 Le milieu interstellaire

Le milieu interstellaire (MIS) est un milieu très hétérogène, dont la composition peut être étudiée grâce aux raies d'absorption et d'émission de ses constituants. La matière est regroupée en nuages de plusieurs types [54] :

- les nuages moléculaires (H_2, CO, CS...), dont la densité est forte avec $n \geq 10^3$ cm^{-3}. Ces nuages sont froids avec une température de l'ordre de quelques dizaines de Kelvins. Ils représentent environ 40% de la masse totale du MIS.

- Les nuages "diffus" (H, C, O...) de densité $n \approx 1 - 10^2$ cm^{-3} et de température $T \approx 80$ K. Ils représentent également $\approx 40\%$ de la masse totale du MIS.

- Les nuages interstellaires thermalisés (H,H^+, e^-) comptent pour $\approx 20\%$ de la fraction de masse. Leur densité est de l'ordre de $0.1 - 1$ cm^{-3} et leur température est de l'ordre de 10^4 K.

- Les nuages de gaz chaud, fortement ionisés (essentiellement H^+, e^-) ont une densité faible ($n \approx 10^{-3}$ cm^{-3}) et représentent $\approx 0.1\%$ de la fraction de masse de MIS, mais occupent en fait 50% de son volume. La température du plasma est de l'ordre de 10^6 K.

Une modélisation simple du MIS consiste à supposer que celui-ci est rempli d'hydrogène avec une densité moyenne $n \approx 1$ cm^{-3} constante sur l'ensemble du disque galactique. La densité du halo est plus faible et approximée par $n \approx 10^{-3}$ cm^{-3}.

Le passage des rayons cosmiques dans le MIS se traduit d'une part par des pertes d'énergie par ionisations et d'autre part par des réactions de fragmentation des noyaux primaires en noyaux secondaires. L'étude des noyaux secondaires est riche d'enseignement sur la propagation des RC.

2.1.4 Le champ magnétique galactique

La structure magnétique galactique peut être étudiée grâce à l'interaction du champ magnétique local avec la propagation d'ondes électromagnétiques polarisées, émises par exemple par

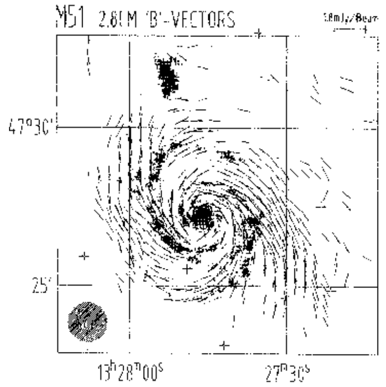


FIG. 2.2: *Distribution du champ magnétique galactique de la galaxie spirale M51 d'après [63].*

des pulsars. Le passage de l'onde se traduit par une rotation du champ électrique dans son plan de polarisation, connue sous le nom de "rotation Faraday". L'angle de la rotation dépend de la densité électronique locale, du champ magnétique parallèle à l'onde et de la fréquence d'observation. L'étude à différentes longueurs d'onde fournit une mesure de $B_{||}$. Cette étude montre que le champ magnétique suit approximativement la structure en spirale de notre galaxie. Ce type d'alignement est observé sur d'autres galaxies spirales (voir figure 2.2). Le champ se décompose en une composante assez régulière d'intensité $B \approx 0.25$ nT, et une composante chaotique, de même intensité. Son effet sur les RC est double :

- d'une part ses irrégularités à petite échelle font diffuser le rayonnement cosmique,
- et d'autre part à grande échelle, il confine les particules dans la galaxie.

Les turbulences du champ magnétique galactique peuvent également ré-accélérer les RC de basse énergie par un processus d'accélération de Fermi du deuxième ordre [69], ce point est repris plus loin dans le texte.

2.2 Le rayonnement cosmique mesuré au voisinage de la Terre

2.2.1 Abondances des éléments

Le flux de rayonnement cosmique est essentiellement composé de protons ($\approx 90\%$), d'hélium ($\approx 10\%$) et d'environ 1% de noyaux plus lourds. Le spectre en énergie cinétique par nucléon des RC à la limite de l'héliosphère suit une loi de puissance, de la forme :

$$\frac{dN}{dT} \propto T^{-\gamma}$$

avec typiquement un exposant $\gamma \approx 2.7$ [67] pour les particules d'énergie au delà de ~ 1 GeV/A. Cette formule est valable à haute énergie où $\beta \sim 1$ et $P \sim T \sim E$. A plus basse énergie, d'autres formules semi-empiriques existent également et reproduisent mieux les données expérimentales [61] :

$$\frac{dN}{dP} \propto \frac{P^{-\gamma}}{\beta}$$

La figure 2.3 représente l'abondance relative des éléments présents dans les RC (cercles) et dans le système solaire (losange), extraits de la référence [21].

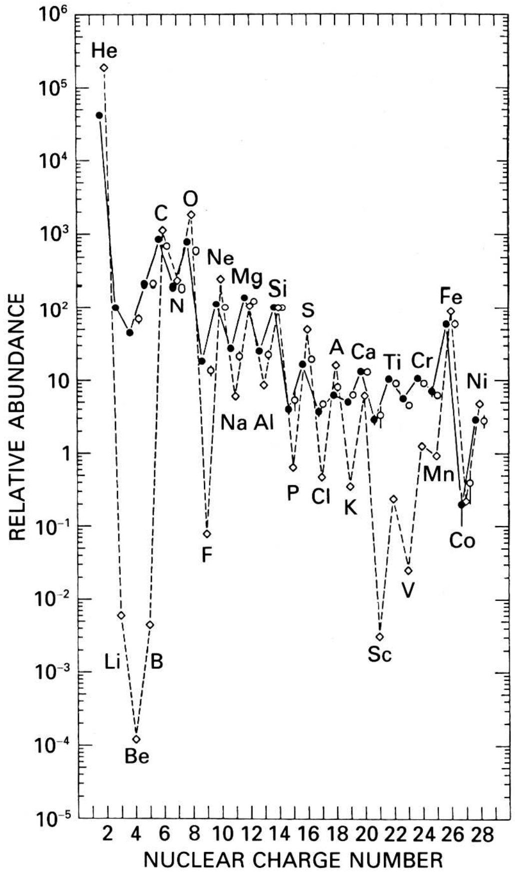


FIG. 2.3: *Abondance relative des éléments présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère. (○) : données basse énergie (70−280 MeV/A). (•) : compilation de données à 1−2 GeV/A. (◇) : Référence des abondances relatives dans le système solaire. Les données sont normalisées à [Si] = 100. d'après J.A. Simpson(1983) [21].*

On peut distinguer essentiellement trois différences entre les deux distributions. La première concerne les noyaux de Li, Be et B. Ceux-ci sont beaucoup plus abondants dans le RC que dans le système solaire. Ces noyaux sont des noyaux secondaires : ils sont créées principalement par la fragmentation des noyaux primaires C,N,O sur le milieu interstellaire et leur spectre en énergie est une image du spectre primaire en $T^{-\gamma}$ convolué avec la section efficace de production de l'ion à partir de son géniteur primaire. Expérimentalement, leur dépendance en énergie est légèrement différente avec $\gamma \approx 2.5 - 2.9$, selon les noyaux. La deuxième grosse différence intervient pour les noyaux directement sous le Fer (sub-Fe) : il s'agit également ici des produits de la fragmentation du Fer. Enfin, la troisième différence, non visible sur la courbe, concerne les abondances d'^{3}He et ^{2}H créés par interaction de l'He et de l'H sur le MIS.

A partir de l'abondance aux sources expérimentale au voisinage de la Terre et de la connaissance des sections efficaces de fragmentation des protons sur les ions, il est possible d'estimer la quantité de matière traversée par les noyaux depuis leur source. Le fait de voir directement des produits secondaires en quantité importante signifie que le chemin parcouru par les ions primaires est supérieur à la longueur d'interaction de fragmentation, tandis que le fait de voir les

Isotope	processus	$T_{\frac{1}{2}}$
^{10}Be	β^-	1.51×10^6 ans
^{26}Al	β^+	7.4×10^5 ans
^{36}Cl	β^+,β^-	3.1×10^5 ans
^{44}Ti	CE	48 ans
^{53}Mn	CE	3.7×10^6 ans
^{54}Mn	β^+,CE	303 jours
^{59}Ni	CE	8.0×10^4 ans

TAB. 2.1: *Exemple de noyaux primaires et secondaires radioactifs de durée de vie ($T_{\frac{1}{2}}$) utilisables comme horloge cosmique, d'après [54] . CE = capture électronique.*

secondaires implique que depuis leur production, ils ont traversé une épaisseur de matière plutôt inférieure à leur propre longueur d'interaction. Des calculs simples permettent d'estimer que la longueur traversée est $\approx 5 - 10$ g.cm^{-2} [54]. Les rapports d'abondance isotopique de certains secondaires radioactifs fournissent de plus une donnée précieuse sur leur temps de confinement depuis leur création dans le MIS. La table 2.1 contient une liste de ces isotopes avec leur durée de vie.

2.2.2 La modulation solaire

Le soleil subit des cycles d'activité de 22 ans au cours desquels le champ magnétique solaire s'inverse, puis revient à sa configuration d'origine. Cette variation d'activité parvient jusqu'à la Terre par l'intermédiaire du vent solaire (théorie de l'expansion coronale de Parker, 1958). Essentiellement composé de protons, d'électrons et de noyaux d'hélium, le vent solaire se propage sous forme de plasma et transporte avec lui le champ magnétique régnant à la surface du soleil. Le cycle d'activité du soleil a des répercussions sur le vent solaire. La table 2.2 en résume les caractéristiques principales à 1 Unité astronomique (UA) [1][44]. La vitesse moyenne du vent solaire est $V_s \approx 400$ km.s^{-1}. Il faut noter que les petites vitesses sont associées à de grandes densités et vice-versa, de telle sorte que le flux de matière fluctue faiblement dans le temps.

	unité	moyenne	minimum	maximum
V	[km/s]	450	200	900
n	[cm^{-3}]	5	0,4	80
T	[K]	2.10^5	5.10^3	10^6
He	[%]	5	0	25
B	[nT]	6	0,25	40

TAB. 2.2: *paramètres du vent solaire observé à 1 U.A.*

Les ions cosmiques chargés entrant dans le système solaire sont déviés par le champ magnétique présent dans le vent solaire, ce qui a pour effet, à grande échelle, de repousser les ions

[1] 1 Unité Astronomique $\sim 150.10^6$km, c'est la distance Terre-Soleil

de basse énergie ($\leq 100 - 150$ MeV/n) vers l'extérieur : c'est le phénomène de modulation solaire. Les irrégularités du champ magnétique ont également pour effet de faire diffuser le RC. La variation de l'intensité du vent avec le cycle d'activité solaire fait varier le seuil de coupure basse énergie du spectre galactique local.

Le transport des ions cosmiques dans le milieu interplanétaire a été modélisé par Gleeson & Axford [41],[42]. Ces derniers ont trouvé une solution approchée du problème en introduisant un paramètre ϕ dont la valeur au rayon héliocentrique r est :

$$\phi = \frac{1}{3}\int_{r}^{r_h} \frac{v(u)}{k(u)} du \tag{2.1}$$

où :

- r_h est le rayon de l'héliosphère ($\sim$100 U.A.),
- $v(u)$ est la vitesse du vent solaire,
- $k(u) = k_0 \beta R$ est la partie radial du coefficient de diffusion introduit dans l'équation de transport,
- $R = \frac{pc}{Ze}$ est la rigidité magnétique

Le paramètre ϕ varie en fonction du cycle d'activité solaire dans la gamme :

$$350 \lesssim \phi \lesssim 1500\,\mathrm{MV}.$$

Sous cette approximation, le spectre modulé $\frac{dN}{dT}(T)$ est alors relié au spectre galactique local $\frac{dN_0}{dT}(T)$ par la formule suivante :

$$\begin{cases} \frac{1}{p^2(T)}\frac{dN_{mod}}{dT}(T) = \frac{1}{p^2(T+\frac{Ze\phi}{A})}\frac{dN_0}{dT}(T + \frac{Ze\phi}{A}) \\ \\ p(T) = \sqrt{T^2 + 2mT} \end{cases} \tag{2.2}$$

et les notations introduites ont la signification suivante :

- T est l'énergie cinétique par nucléon de l'ion mesurée,
- p(T) la quantité de mouvement par nucléon associée à T,
- A est le nombre de masse,
- Z la charge,
- m=1 u.m.a pour Z$\geq$2 ou m_p pour Z=1

Les données expérimentales disponibles à l'époque ont permis à G.&A. de valider cette approximation pour les protons et les noyaux d'hélium dont l'énergie cinétique est supérieure aux seuils suivants :

$$T_p \geq 400\,\mathrm{MeV}$$

$$T_\alpha \geq\ 200\,\mathrm{MeV/A}$$

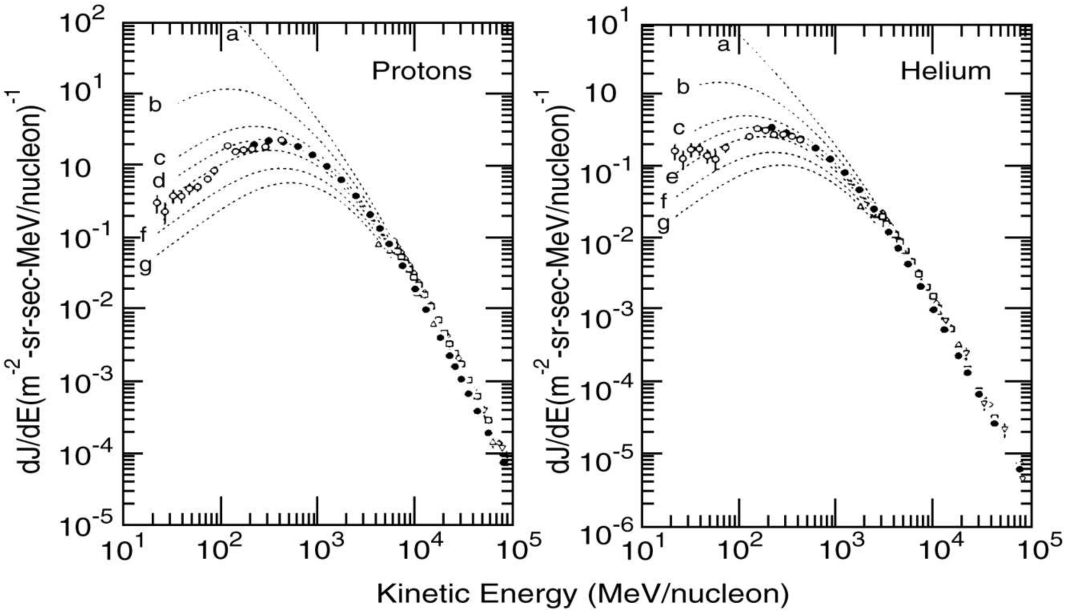


FIG. 2.4: *Flux de protons et d'héliums mesurés par des expériences en ballon, d'après [58](○) et [59](●). Les courbes pointillées symbolisent les flux théoriques attendus pour différents valeurs de ϕ. Les lettres alphabétiques associées aux courbes correspondent respectivement à des paramètres de modulations solaires de valeur $\phi = 0, 200, 400, 500, 600, 800, 1000$ MV, d'après [60], [61]*

Ce résultat peut être appliqué aux ions plus lourds dans la même zone de validité. En effet, le mouvement dans un champ magnétique étant similaire pour deux ions distincts de même rigidité R, la limite de validité T_{lim} pour l'ion ^A_ZX sera telle que :

$$R(T_{lim}) = \frac{A}{Z} p(T_{lim}/n) \frac{c}{e} = p(T_p) \frac{c}{e}$$

Le rapport $\frac{A}{Z} \sim 2$ pour $2 \leq Z \leq 30$, on en déduit que $T_{lim}/n \sim \frac{T_p}{2} \approx 200$ MeV/A. En dessous de ces seuils, la formule approchée sous estime les valeurs des spectres réels. Les résultats demeurent approximativement corrects jusqu'à 100 MeV pour les protons, au dessous ça devient très mauvais (le flux est sous-estimé d'un facteur 10 dès 50 MeV) et un traitement numérique est nécessaire pour accéder aux bons ordres de grandeur [43]. Dans le cas d'AMS, la fenêtre de détection du spectromètre débute à $T \approx 0.3$ GeV/A, ce qui valide l'utilisation de cette approximation.

2.2.3 La coupure géomagnétique

Le champ magnétique terrestre agit sur les particules chargées comme un bouclier : il dévie les particules de basse rigidité et les repousse vers l'extérieur. Le champ magnétique peut en première approximation être modélisé par un champ dipolaire, pour des altitudes suffisamment faibles devant le rayon de la Terre. Le pôle sud magnétique est actuellement localisé aux coordonnées géographiques suivantes : Longitude=69°E, latitude=69,5°N (il se déplace d'environ 15 km par an). Les trajectoires des particules chargées entrant dans un champ dipolaire sont très compliquées et dépendent fortement du point d'entrée et de l'impulsion initiale. Le physicien

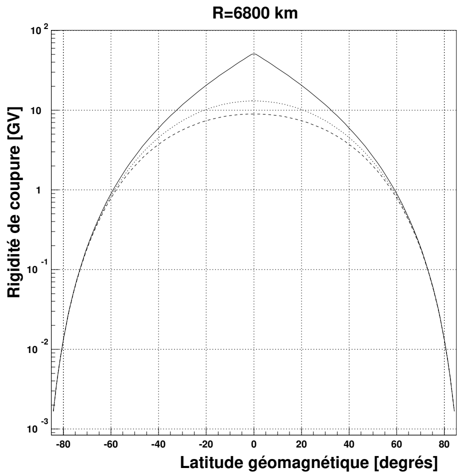


FIG. 2.5: *Effet de la coupure géomagnétique : rigidité minimale des particules incidentes en fonction de la latitude géomagnétique. Les courbes tracées correspondent à* $\alpha = 0, \pi/2, et\pi$, *pour une altitude géocentrique de* 6800 *km.*

Størmer a le premier étudié le mouvement des particules chargées dans la magnétosphère terrestre dès 1930. La solution du problème n'est pas analytique, mais il a développé pour l'occasion un formalisme qui fait référence et a pu dégager des relations toujours utilisées sur les effets de "coupure" du champ magnétique terrestre relativement aux particules de basse énergie. Ainsi, à un rayon géocentrique r, une longitude magnétique λ_{geom} , seules les particules dont l'impulsion est supérieur à :

$$\frac{p_{cutoff}.c}{Ze} = \frac{M}{r^2}\frac{\cos^4\lambda_{geom}}{(1+\sqrt{1+\cos\alpha\cos^3\lambda_{geom}})^2} \tag{2.3}$$

pourront parvenir en ce point[64]. Les paramètres introduits ont la signification suivante :

- α est l'angle entre le vecteur vitesse de la particule et la tangente au cercle de latitude $\lambda_{geom} = constante$ (α=0 correspond à une particule arrivant de l'ouest magnétique pour une charge positive et arrivant de l'est pour une charge négative) ;
- $\frac{M}{r_0^2} \approx 56$ GV, où M est le moment magnétique dipolaire de la Terre et $r_0 \sim$6400 km (rayon terrestre).

Dans le repère local où $\vec{e_x}$ et $\vec{e_y}$ pointent respectivement vers le sud et l'est magnétique et $\vec{e_z}$ pointe vers le nadir (z descendant) on a :

$$\cos\alpha = \frac{Z}{|Z|}\cos\theta\cos\phi \tag{2.4}$$

où θ et ϕ sont les angles sphériques habituels et Z la charge de la particule. La figure 2.5 montre l'évolution de la coupure géomagnétique en fonction de la latitude géomagnétique à l'altitude z=200 km pour les valeurs de $\alpha = 0, \pi/2, \pi$. on voit que la coupure tend vers 0 aux pôles magnétiques et est maximum à l'équateur. Pendant le vol navette, AMS a navigué sur une trajectoire telle que $|\lambda_{geom}| \leq 63°$; on voit que dans ces conditions, la rigidité magnétique minimale évolue selon l'angle d'incidence de ≈ 100 MV à ~ 60 GV .

2.3 Modélisation de la propagation des RC

2.3.1 Equation de diffusion la plus générale

L'équation la plus générale décrivant l'évolution d'une population de noyaux $N_i(\vec{r}, t, E)$ dans la galaxie, dans une bande d'énergie $[E, E + dE]$, peut s'écrire, dans un repère lié au centre galactique et avec $\vec{z}$ perpendiculaire au disque [68],[69] :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \vec{\nabla}.\left(D\vec{\nabla}N_i\right) + \vec{\nabla}.\left(N_i V_c \vec{z}\right) = q_i + \frac{\partial}{\partial E}\left[\left\langle\frac{\partial E}{\partial t}\right\rangle_i^{ion} N_i\right] + \left(\sum_{j\neq i} nv\sigma_{ij}N_j - nv\sigma_i N_i\right) + \left(\sum_{j\neq i}\frac{N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\tau_i}\right)$$
$$+ \left(\frac{\partial}{\partial E}\left[\left\langle\frac{\partial E}{\partial t}\right\rangle_i^{reac} N_i\right] - \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial E^2}\left[\frac{\Delta E^2}{\Delta t} N_i\right]\right) \tag{2.5}$$

- $\frac{\partial N_i}{\partial t}$ représente la variation de la population N_i dans le temps. L'étude de la composition de matière cosmique sédimentée, comme les météorites, montre que le flux et la composition de RC est très stable dans le temps (pas d'évolution depuis 10^6 ans et seulement un facteur 2 depuis 4×10^9 ans), et ce premier terme est négligé [21].

- $-\vec{\nabla}.\left(D\vec{\nabla}N_i\right)$ modélise la diffusion des RC dans le champ magnétique galactique. D est dans le cas général un tenseur, mais peut faire l'objet d'une approximation scalaire en supposant que la diffusion des RC est isotrope dans la galaxie. D dépend principalement de l'énergie, les autres dépendances sont négligées. La dépendance fonctionnelle de $D(E)$ est évoquée plus loin.

- $\vec{\nabla}.\left(N_i V_c \vec{z}\right)$ est un terme de transport des ions par convection. L'orientation de la vitesse selon $\vec{z}$ peut s'expliquer comme étant la résultante de la contribution individuelle de tous les vents stellaires sphériques distribués dans le plan galactique. Les observations majorent ce terme à $V_c \lesssim 20$ km/s. Il faut souligner le fait que ce terme est une approximation et que le phénomène général est beaucoup plus complexe.

- $q_i(\vec{r}, E, t)$ est le terme source des RC primaires. En considérant que la distribution des sources et leur évolution temporelle est indépendante du type de noyau, on peut poser : $q_i(\vec{r}, E, t) = q_i(E) f(\vec{r}, t)$. En particulier, il faut noter que $q_i = 0$ pour les secondaires. Dans l'équation, les sources sont supposées distribuées dans un plan, soit le "plan médian" du plan galactique.

- $\frac{\partial}{\partial E}\left[\left\langle\frac{\partial E}{\partial t}\right\rangle_i^{ion} N_i\right]$ représente les gains et pertes d'énergie des ions dans le MIS dans la tranche d'énergie $[E, E+dE]$. Les deux contributions principales sont la perte par ionisation sur la matière neutre et les pertes par interaction coulombienne dans les régions ionisées. Ce terme est important à basse énergie et devient négligeable devant les autres pour $T \gtrsim 300 - 400$ MeV/A.

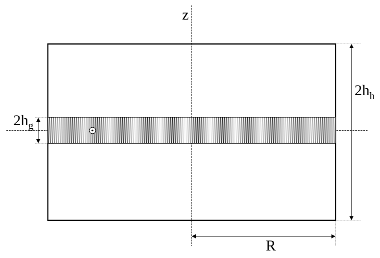


FIG. 2.6: *Modélisation de la galaxie dans le modèle de diffusion. Le soleil est représenté par le petit cercle ($\odot$).*

- $\left(\sum_{j\neq i} nv\sigma_{ij}N_j - nv\sigma_i N_i\right)$ modélise l'interaction du noyau i avec le MIS, il se compose d'un terme de production de N_i par fragmentation des éléments plus lourds avec le MIS et d'un terme de destruction correspondant à la fragmentation du noyau N_i en noyaux plus légers. σ_i est la section efficace de fragmentation de l'élément i, n est la densité moyenne de protons dans l'ISM, $v(E)$ la vitesse de l'ion et σ_{ij} la section efficace de production de i par fragmentation de j.

- $\left(\sum_{j\neq i} \frac{N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\tau_i}\right)$ concerne les noyaux radioactifs de durée de vie τ_j dans le référentiel galactique (en fait $\tau_j = \gamma(E)T_j$, où T_j est la demi-vie du noyau dans son référentiel propre). Il y a là encore une source de production de la part de noyaux plus lourd, géniteurs de l'élément N_i, et un terme puit représentant la désintégration du noyau i.

- Le dernier terme permet de prendre en compte la réaccélération des RC dans les turbulences du champ magnétique galactique [69]. C'est un processus dont l'intensité est discutée (voir par exemple [70]), dont les effets seraient les plus marqués à basse énergie ($T \lesssim 400$ MeV).

On voit que cette équation est non-linéaire : il n'existe pas de solution analytique au problème. La résolution générale de l'ensemble des équations de transports en trois dimensions est un problème extrêmement difficile. Le problème devient résolvable en supposant que la galaxie admet une symétrie cylindrique et en supposant une dépendance des paramètres uniquement en r et z. Cette modélisation de la galaxie est illustrée sur la figure 2.6. Le plan galactique est supposé avoir une épaisseur $2h_g \approx 200$ pc et un rayon $R \approx 15$ kpc. Le halo est pris en compte et sa taille est en fait un paramètre ajustable, de l'ordre de $3 - 10$ kpc. L'avantage est de pouvoir considérer une densité atomique différente pour le halo, inférieure à celle du plan galactique.

L'équation (2.5) peut alors se développer sur une base de fonctions de Bessel et des solutions analytiques peuvent être trouvées en négligeant les termes de variation d'énergie. La résolution du système d'équations couplées commence par le noyau primaire le plus lourd puis continue en cascade jusqu'aux protons. La solution globale tenant compte des pertes d'énergie et de la réaccélération s'obtient techniquement en faisant des itérations numériques sur la solution analytique de base, à condition que les termes non-linéaires restent secondaire. Certains auteurs traitent également le problème de manière complètement numérique avec de bons résultats [71].

La résolution numérique se fait sur une demi-galaxie ($z \geq 0$), compte tenu de la symétrie du problème. Les conditions aux limites du problème portent d'une part sur les termes sources $q_i(r)$ à la côte $z = 0$ et en imposant un courant nul sur ce plan $\frac{\partial N_i}{\partial z}(r, z = 0) = 0$, tandis que sur les bords extérieurs de la galaxie, la densité de particules est supposée nulle : $N_i(r = R, z) = 0$ et $N_i(r, z = h_h) = 0$. Enfin les solutions dans le halo et dans le disque galactique sont raccordées en posant l'égalité des densités et du courant à la frontière.

2.3.2 Le modèle des tranches pondérées ou "Weighted Slab Model"

Une autre approche du problème de la diffusion des cosmiques dans la galaxie consiste à opérer un changement de variable sur la fonction N_i en introduisant une fonction de Green $G(t, \vec{r}, x)$ et une nouvelle fonction $N_i^s(x)$ qui représente la population de noyaux i qui subsiste après avoir traversé une épaisseur x de matière (en g.cm $^{-2}$) [68] :

$$N_i(\vec{r}, t, E) = \int_0^\infty N_i^s(x) G(t, \vec{r}, x) dx \tag{2.6}$$

On voit que la fonction G pondère en fait la contribution de chaque chemin parcouru x : c'est le "path length distribution" (PLD). Ce changement de variable permet d'exprimer le problème sous forme d'un système de deux équations. La première équation sur la variable G est choisie et s'écrit, au sens des distributions :

$$nv \frac{\partial G}{\partial x} - \vec{\nabla} . \left(D \vec{\nabla} G \right) = f(r, t) \delta(x) \tag{2.7}$$

La deuxième équation porte sur N_i^s et se déduit de (2.5) en substituant N_i par son expression (2.6) et en utilisant (2.7). En négligeant les termes de perte d'énergie et de réaccélération, les calculs donnent :

$$\frac{dN_i^s}{dx} = \left(\sum_{j \neq i} \sigma_{ij} N_j^s - \sigma_i N_i^s \right) + \left(\sum_{j \neq i} \frac{N_j^s}{nv\tau_j} - \frac{N_i^s}{nv\tau_i} \right) + q_i \delta(x) \tag{2.8}$$

On voit que l'équation sur G ne dépend pas de la fragmentation et permet d'étudier spécifiquement la diffusion des noyaux dans la galaxie ; tandis que l'équation sur N_i^s est un système linéaire du premier ordre, analytiquement résolvable en x. La technique de résolution de (2.8) est similaire à celle utilisée pour l'équation de diffusion. Elle consiste à résoudre l'équation pour le noyau de plus grand numéro atomique à toutes les énergies, puis à passer au noyaux directement "en dessous" ; ce processus est répété jusqu'aux protons. Dans le cas de l'adjonction de termes non linéaires (termes d'accélérations), la méthode est numérique.

La résolution de (2.7) nécessite de fixer la géométrie du problème. Le WSM peut utiliser également une modélisation cylindrique. Dans ce cas, G s'exprime analytiquement comme une combinaison de fonctions de Bessel. La solution cherchée sur N_i est enfin obtenue en calculant l'intégrale 2.6.

Dans le "Slab Model", l'équation de diffusion est simplifiée en supposant que toutes les particules traversent la même épaisseur de matière x_0. Cela revient formellement à identifier le PLD à :

$$G(\vec{r}, E, t) = \delta(x - x_0)$$

Et la solution du problème est directement obtenue à partir de l'équation 2.8. Ce modèle, très simple, donne des ordres de grandeurs intéressants [54]. Il existe des versions plus raffinées du modèle qui combinent plusieurs valeurs discrètes d'épaisseurs traversées pour ajuster les données.

2.3.3 Le modèle de La-boîte-qui-fuit ou "Leaky Box Model" (LBM)

Le modèle de la boîte qui fuit (LBM) est très couramment utilisé, il a l'avantage de déboucher sur un système d'équation linéaire analytiquement résolvable et de fournir de bonnes prédictions. Le passage du modèle de diffusion au LBM s'opère techniquement en posant formellement :

$$\vec{\nabla}.\left(D\vec{\nabla}N_i\right) \longleftrightarrow \frac{N_i}{\tau_{esc}}$$

Ce qui revient à remplacer la diffusion des RC par un terme puits, qui fait disparaitre les particules après un temps caractéristique τ_{esc}, d'où le nom de boîte qui fuit. De plus, les paramètres physiques décrivant le milieu galactique sont moyennés sur l'ensemble de la boîte :

$$n(\vec{r}) \longleftrightarrow \bar{n}$$

$$q_i(\vec{r}) \longleftrightarrow \bar{q_i}$$

L'utilisation des relations (2.6) et (2.7) débouche dans ce cas donne un PLD analytique de la forme :

$$G(x, E) = \frac{1}{\lambda_{esc}} \exp^{-\frac{x}{\lambda_{esc}}}$$

où $\lambda_{esc} = \bar{n}\bar{m}v\tau_{esc}$ est l'épaisseur de matière traversée depuis la source jusqu'à la fuite ($\bar{m}$ est la masse moyenne du MIS).

Dans le cas de la résolution de l'équation du LBM sans terme en énergie (pertes par ionisation, réaccélération), une expression phénoménologique de λ_{esc} permettant de bien rendre compte des données est :

$$\begin{cases} \lambda_{esc} \sim \beta, & si\, R < R_c \\ \lambda_{esc} \sim \beta R^{-0.6}, & si\, R > R_c \end{cases}$$

où R_c est une rigidité critique, dont la valeur est comprise dans la gamme $3 - 6$ GV. En fait, cette dépendance peut être retrouvée par des arguments physiques en tenant compte des termes de dépendance en énergie et d'une étude plus fouillée des RC avec le champ magnétique galactique :

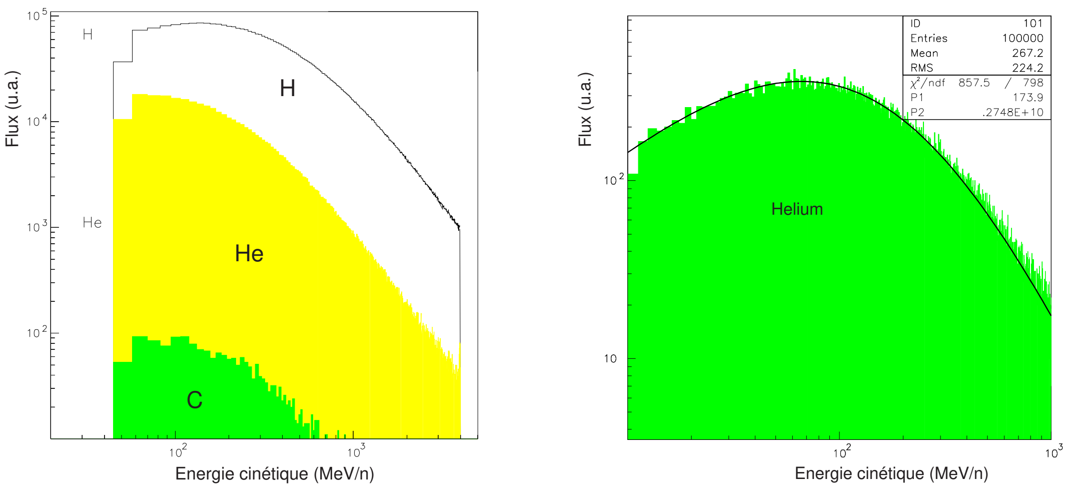
- L'étude soignée du mouvement des particules dans un champ magnétique turbulent (magnétohydrodynamique) fait apparaître une dépendance $\lambda_{esc} \approx R^{-\frac{1}{3}}$ (spectre de puissance de Kolmogorov).
- La prise en compte de cette dépendance physique jointe à l'ajout des termes de perte par ionisation et de réaccélération permettent de retrouver les mêmes résultats qu'avec le coefficient phénoménologique

Enfin, a relation liant le coefficient de diffusion $D(E)$ et $\lambda_{esc}(E)$ s'obtient phénoménologiquement par analyse dimensionnelle :

$$D \propto \frac{v}{\lambda_{esc}}$$

2.4 Un générateur de noyaux cosmiques pour AMS

Un générateur d'événements a été développé pour le programme de simulation du RICH d'AMS [25] dès la fin 1997, puis amélioré au fil du temps. Le générateur utilise la technique de Monte-Carlo pour produire les spectres d'abondances expérimentaux attendus le long de l'orbite du spectromètre AMS. La première version du programme génère les spectres des noyaux cosmiques de charge $Z = 1$ jusqu'à $Z = 28$, ainsi que leurs principaux isotopes, au moyen des données expérimentales disponibles dans l'article de Simpson [21], au minimum d'activité solaire ($\phi \approx 350$ MV). L'abondance relative des éléments en sortie de programme est illustrée sur la figure 2.8.



(a) (b)

FIG. 2.7: *(a) et (b) : Exemple de distribution en énergie cinétique de noyaux de C, He et H générés par le programme (ϕ=350MV) sans coupure géomagnétique. La courbe en trait plein sur le figure (b) est un ajustement par rapport à la fonction théorique. Le paramètre P1 est le rapport $\frac{Z\phi}{A}$ dont la valeur attendue est de 175, Le paramètre P2 est un facteur de normalisation. On voit que l'accord est bon avec un χ^2=1.10.*

La gamme d'énergie des flux générés est ajustable et s'étend au maximum de 0.3 GeV/A à $\approx$ 1 TeV/A. Les spectres en énergie cinétique des différents ions sont modélisés par la loi en $T^{-\gamma}$ modulée par la formule 2.4. La génération d'un nombre aléatoire obéissant à cette loi est obtenue par inversion numérique (fonction de la CERNLIB). Le Monte-Carlo prend en compte la variation de la modulation solaire ; et une renormalisation des abondances relatives des éléments est réalisée pour une valeur quelconque de ϕ en utilisant le fait que l'abondance $a_i(\phi)$ de l'espèce i s'exprime par :

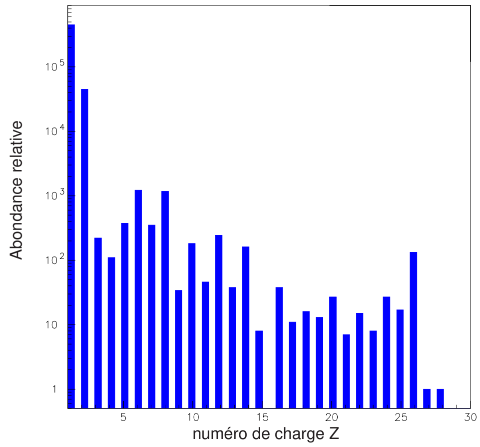


FIG. 2.8: *Résultat de la simulation : abondance relative des éléments au voisinage de la Terre*

$$a_i(\phi) \propto \int_{T_0}^{\infty} (T + \frac{Ze\phi}{A})^{-\gamma} . \frac{p^2(T)}{p^2(T + \frac{Ze\phi}{A})} \, dT$$

Un exemple de spectre généré par le programme est proposé sur la figure 2.7 avec un ajustement permettant de valider le fonctionnement du générateur.

La génération des événements tient compte de la coupure géomagnétique et de la position du détecteur sur son orbite. Enfin, la trajectoire d'entrée des ions est tirée dans l'acceptance géométrique du détecteur. Une amélioration du programme est en cours pour utiliser en entrée du programme les fichiers de sortie du programme de diffusion des RC développé par l'équipe de P.Salati au LAPTH d'Annecy (D. Maurin et Coll.), ce qui permettra en particulier de simuler l'évolution de l'abondance isotopique des éléments avec l'énergie des ions, option pour le moment non disponible.

2.5 Le RICH d'AMS et ses perspectives physiques

2.5.1 Géométrie

Le compteur Tcherenkov d'AMS est actuellement en phase de recherche et développement. Son architecture globale le classe parmi les RICH à focalisation de proximité, dont le principe a été présenté dans le chapitre 3. Les plans de l'imageur d'anneaux Tcherenkov d'AMS ne sont pas encore figés, mais un consensus général sur sa géométrie est maintenant atteint. Le schéma de l'archtecture de la dernière version du RICH est représentée sur la figure 2.9.

En haut se trouve un plan radiateur circulaire d'environ 120 cm de diamètre. Le matériau radiateur n'est pas encore déterminé. Les candidats potentiels sont une combinaison de NaF et d'AGL d'indice 1.025 ou bien un radiateur AGL d'indice 1.14. Chacun de ces radiateurs a ses avantages et ses inconvénients et le choix final du radiateur nécessitera une étude par simulation globale et minutieuse incluant les autres détecteurs d'AMS.

L'espace de glissement est d'environ 41 cm, ce qui permet aux anneaux d'atteindre de grandes

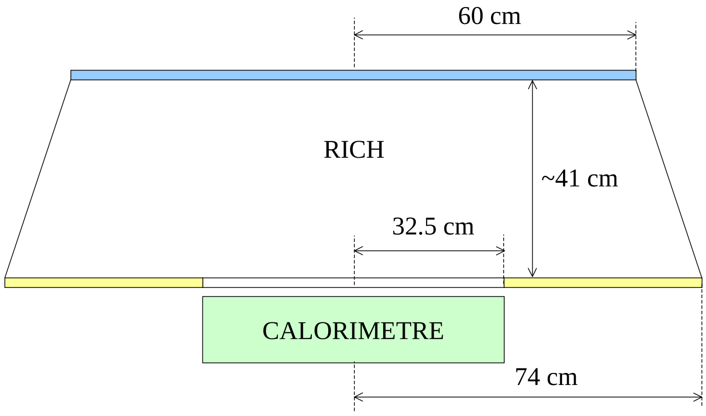


FIG. 2.9: *Schéma de principe du RICH d'AMS, d'après le dernier dessin offociel datant du 15/02/2000.*

tailles et de minimiser l'incertitude sur la mesure de la vélocité due à la pixelisation et à l'épaisseur du radiateur (voir discussion dans le chapitre 3). L'erreur dominante est ici due à la dispersion optique du radiateur.

La zone de détection sera composée de PM Hammamatsu de type R5900 à photocathodes segmentées (16 pixels par PM). La taille des photocathodes est de 4×4 mm^2. Ces PM ont été choisis en raison d'une part de leurs bonnes performances sous champ magnétique (le champ de fuite de l'aimant est de l'ordre de 250 Gauss au niveau des PM) et d'autre part de l'économie de puissance réalisé grâce à la multipixelistion des PM. Ce PM a en outre une bonne résolution au photon unique pour une tension d'alimentation assez faible (900 V). Les PM sont entourés d'un blindage magnétique. Au total, la surface d'encombrement d'un PM, incluant son support mécanique, est de l'ordre de 3×3 cm^2. Chaque PM sera équipé d'un guide de lumière dont la taille d'entrée définit la taille réelle des pixels, soit 7.5×7.5 mm^2. L'avantage des guides de lumière est d'augmenter la zone photosensible de la matrice en supprimant les zones mortes dues au bord inactif des PM et à l'épaisseur du blindage magnétique. L'efficacité de collection des guides de lumière a été évaluée à $\approx 75\%$. Les détecteurs sont distribués sur un disque de rayon 74 cm, avec un trou carré au centre de 65×65 cm^2 de côté, afin de minimiser la quantité de matière en amont du calorimètre. Au total, le plan de détection sera composé de 1250 PM 16 pixels. Une vue de dessus du plan de détection est proposée sur la figure 2.10. Les zones carrés délimitent l'encombrement d'un PM.

Afin d'optimiser l'efficacité de reconstruction du RICH, il est prévu de fermer les bords externes de l'espace de glissement par un miroir de symétrie de révolution. Sa géométrie sera soit cônique, soit cylindrique. L'intérêt du miroir extérieur est de récupérer des photons sortant de l'acceptance du compteur, en particulier pour les particules à grands angles d'incidences dans

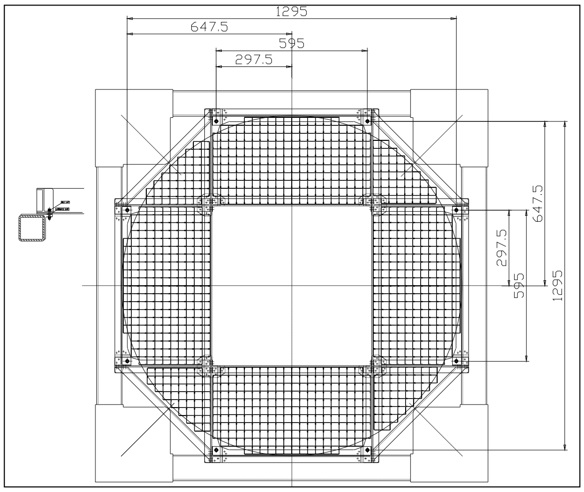


FIG. 2.10: *Mécanique du RICH d'AMS : vue de dessus du plan de détection. du 15/02/2000.*

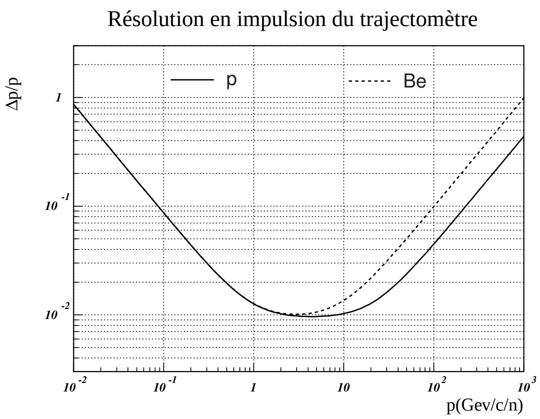


FIG. 2.11: *Résolution en impulsion du trajectomètre d'AMS attendue pour la mission sur la station ISS. Traits pleins : résolution pour des protons ; traits pointillés : résolution pour des ions Be.*

le cas de l'utilisation d'un AGL, et pour les particules à petit angle pour le NaF. L'inconvénient est de créer des ambiguïtés sur le chemin du photon. Cependant, ceci est un problème mineur qui ne résistera pas à une étude par simulation rigoureuse du phénomène.

2.5.2 Résolution en masse et en charge dans le contexte du RC attendue par simulation

Identification des noyaux cosmiques

La masse M des particules est obtenue en combinant la mesure de rigidité $R = \frac{Pc}{Ze}$ du trajectomètre et la mesure de vélocité β du RICH :

$$M = \frac{RZ}{\gamma\beta}$$

La mesure de la charge Z est fournie de manière redondante par le comptage des photons sur le RICH et les mesures de $\frac{dE}{dx}$ du système de Temps de Vol et des semi-conducteurs en silicium du trajectomètre. La séparation en charge est donc assurée avec un très haut niveau de confiance, et la résolution sur la mesure de la masse des particules s'exprime comme :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta P}{P} + \gamma^2 \frac{\Delta\beta}{\beta} \tag{2.9}$$

où P est l'impulsion dérivée du trajectomètre. On voit que la résolution en masse décroit rapidement avec la vélocité des particules en raison du facteur γ^2. L'origine de ce facteur est discutée plus loin. La zone d'identification des particules est donc comprise entre le seuil de production de lumière Tcherenkov β_s et une valeur limite β_l au delà de laquelle l'incertitude sur la reconstruction de la masse est dominée par l'incertitude sur la mesure en vélocité. La résolution en impulsion du trajectomètre d'AMS est représentée sur la figure 2.11. Le maximum de résolution est attendu entre 1 et 10 GeV/A avec $\frac{\Delta P}{P} \approx 1\%$, ce qui est très avantageux pour le RICH. A basse impulsion, la résolution dans le trajectomètre se dégrade en raison de la diffusion multiple des particules dans les plans de silicium. A haute énergie, le facteur limitant est la diminution de la précision sur la mesure de courbure des particules, lorsque la déviation des trajectoires dans l'aimant devient de l'ordre de la taille des détecteurs de trace. La remontée de l'incertitude pour les ions Be est approximativement deux fois plus rapide que pour les protons : cela vient du fait que, à vélocité constante, le rayon de courbure des trajectoires dans l'aimant varie avec $\frac{A}{Z}$.

Les capacités d'identification des ions sur AMS ont été étudiées avec le programme de simulation [25] et le générateur Monte-Carlo d'événements. Les limites physiques de séparation des noyaux sont illustrées sur la figure 2.12 avec un échantillon de noyaux de numéro atomique $A \leq 16$. En abscisse se trouve l'impulsion P des noyaux en GeV/c/A et en ordonnée la masse reconstruite M en GeV/c^2. La séparation est meilleure que 3σ pour les deux radiateurs, dès le seuil de production du RICH , sur la gamme $P \approx 1 - 4$ GeV/c/A avec le NaF et $P \approx 4 - 10$ GeV/c/A pour l'AGL. Le facteur $\frac{\Delta P}{P}$ est pratiquement constant dans cette gamme d'impulsion et la dispersion des points de mesure avec P croissant est un effet direct de l'accroissement de l'incertitude sur la mesure de γ. L'acroissement de $\delta\gamma$ quand $\beta \to 1$ peut se comprendre plus facilement en différenciant P :

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\delta M}{M} + \frac{\delta\gamma}{\gamma} + \frac{\delta\beta}{\beta}$$

Quand $\beta \to 1$, l'incertitude sur la vélocité $\frac{\delta\beta}{\beta} \to Constante$, puisque les anneaux Tcherenkov saturent avec $\cos\theta_c \to \frac{1}{n}$; alors que l'incertitude sur $\delta\gamma$ est reliée à β par :

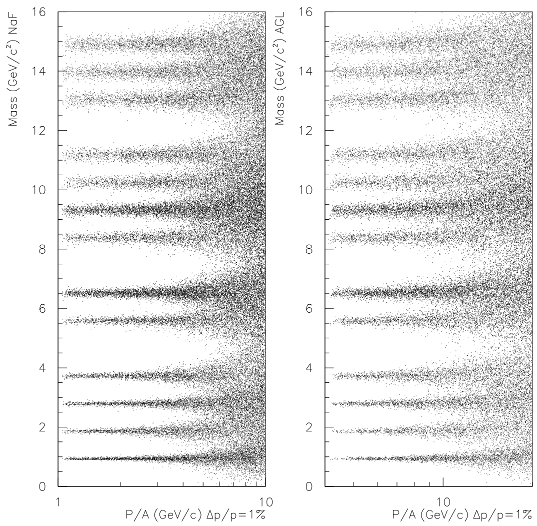


FIG. 2.12: *Résultat de la simulation du RICH d'AMS pour l'identification des ions [25] : à gauche avec un radiateur en NAF et à droite avec un radiateur AGL d'indice de réfraction 1.025. La résolution du trajectomètre est fixée ici à* $\frac{\Delta P}{P} = 1$ *%.*

$$\frac{\delta\gamma}{\gamma} = \gamma^2\beta^2\frac{\delta\beta}{\beta} \approx \gamma^2\frac{\delta\beta}{\beta} \sim \gamma^2$$

Et c'est cette incertitude qui fait diverger la résolution puisque $\gamma \to \infty$ pour $\beta \to 1$. On comprend donc l'intérêt d'avoir un $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ le plus petit possible pour augmenter au maximum la plage d'identification en énergie (l'étude de $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ est développée dans le chapitre 3). Au total, la simulation montre que l'identification des ions sera assurée dans la gamme d'impulsion précitée pour les noyaux jusqu'à $A \approx 20 - 30$.

Séparation hadron/lepton

Le RICH fournira également une séparation des particules p^+/e^- et p^-/e^+ de même impulsion depuis le seuil Tcherenkov des électrons jusqu'à la saturation de taille des anneaux des protons. En fait, le seuil bas de séparation commence plus haut en impulsion, à 0.3 GeV, qui est l'impulsion minimale pour qu'une particule traverse entièrement le spectromètre. La figure 2.13 montre le résultat de la simulation dans le cas de l'utilisation d'un radiateur en NaF et d'un radiateur AGL d'indice 1.025 avec en abscisse l'impulsion et en ordonnée l'angle Tcherenkov θ_c reconstruit. On voit que la séparation s'étend sur la gamme $\approx 0.3 - 4$ GeV avec le NaF et sur $\approx 0.3 - 10$ GeV avec l'AGL. Une séparation sur P$\approx 0.3 - 5$ GeV est attendue avec un radiateur AGL d'indice 1.14 (voit table 2.3).

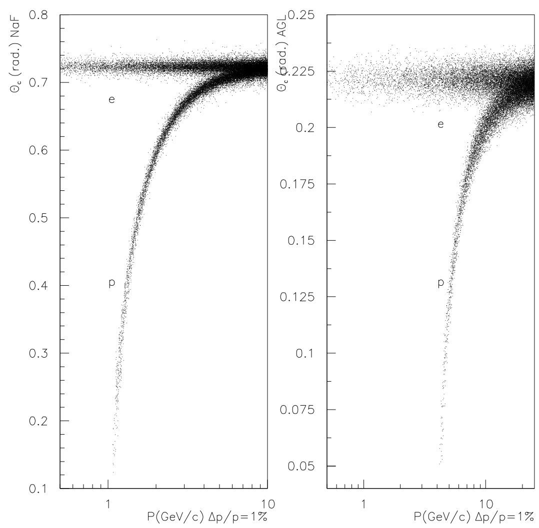


FIG. 2.13: *Séparation hadron/lepton étudié avec la simulation. Gauche : résultat pour le NaF. Droite : résultat pour l'AGL d'indice* 1.025. *Voir texte.*

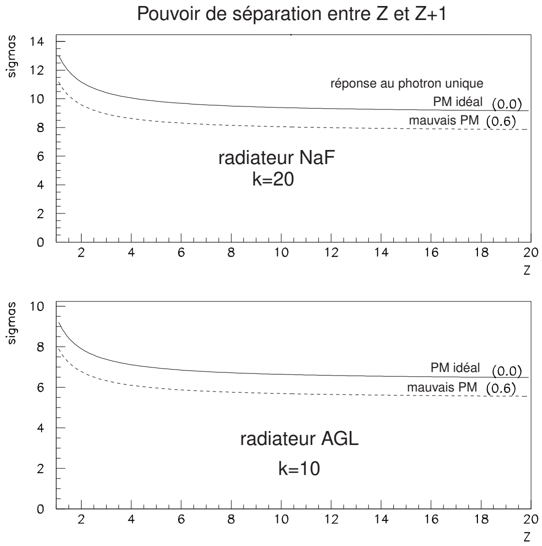


FIG. 2.14: *Evolution du pouvoir de séparation entre la charge Z et la charge $Z+1$ attendue sur le RICH en négligeant les erreurs systématiques. En haut pour un radiateur en NaF d'1 cm d'épaisseur. En bas pour un radiateur AGL. voir texte. Courtoisie d'A. barrau [72].*

radiateur	seuil $e^+(e^-)$	seuil $p^-(p^+)$	seuil AMS	séparation
NaF	580 keV	1.0 GeV	0.3 GeV	0.3-4 GeV
AGL (1.14)	933 keV	1.7 GeV	0.3 GeV	0.3-5 GeV
AGL (1.025)	2.2 MeV	4.2 GeV	0.3 GeV	0.3-10 GeV

TAB. 2.3: *Estimation de la gamme d'impulsion sur laquelle le RICH d'AMS permettra de séparer les leptons des hadrons.*

Séparation en charge

La mesure de la charge Z des événements est obtenue en comptant le nombre de photoélectrons détectés sur l'anneau, au moyen de la formule 3.2 :

$$N_{pe} = kZ^2$$

Le terme k dépend de la vélocité de la particule, de son angle d'incidence et de l'acceptance du détecteur ; il tient compte également de toutes les caractéristiques techniques des PM : gain, efficacité de détection... Une étude de la reconstruction de la charge avec le prototype est proposée plus loin dans le chapitre 7. Sur le prototype, les valeurs expérimentales de k sont $\approx$ 10 pour le NaF (1 cm d'épaisseur) et $\approx 3-5$ pour les radiateurs AGL (plusieurs cm d'épaisseur). La plus grande surface de détection du RICH et la plus grande efficacité de détection des photons permet d'estimer que k sera environ deux fois meilleur que sur le prototype, soit $k \approx 20$ pour du NaF et $k \approx 6-10$ pour de l'AGL. L'incertitude sur la mesure de Z peut s'exprimer comme :

$$\sigma_Z^2 = \sigma_{stat.}^2 + \sigma_{mes.}^2 + \sigma_{syst.PM}^2 + \sigma_{syst.GEOM}^2$$

où :

- $\sigma_{stat.} = \sqrt{N_{pe}}$ est l'incertitude statistique sur la mesure de N_{pe},
- $\sigma_{mes.} = \sqrt{N_{pe}}R_{pe}$ est l'incertitude sur la mesure de N_{pe} photoélectrons de l'ensemble des PM, qui dépend de la résolution moyenne du pic associé au photon unique R_{pe} sur l'ensemble des voies du compteur,
- $\sigma_{syst.PM}$ est l'erreur systématique sur la mesure des PM, qui peut se dissocier en une contribution à l'erreur sur la mesure du gain de la chaîne de détection et une erreur sur la sensibilité moyenne de détection des PM (fluctuation de l'efficacité quantique de détection d'une voie à l'autre). Ce terme est explicité dans le chapitre 7
- $\sigma_{syst.GEOM}$ est l'erreur systématique introduite par la géométrie du compteur. Ce terme est un enseignement du prototype. Le trou pratiqué pour le calorimètre fait perdre une grande statistique de photons dans le cas de l'utilisation du radiateur en NaF, compte tenu de l'acceptance de spectromètre. Cette perte de statistique dégrade la résolution sur la mesure de la charge et nécessite le développement d'une correction *ad hoc*. Ce point a été mis en évidence récemment et est en cours d'investigation.

L'erreur systématique induite par les PM joue un rôle négligeable devant les deux premières erreurs au sens de la séparation en charge des éléments, d'autant plus que les PM de l'imageur seront sélectionnés par le constructeur afin d'avoir globalement une réponse homogène. Cette hypothèse est confirmée par la simulation de la réponse en charge du prototype qui ne tient pas compte de cette erreur de mesure systématique et qui reproduit les résultats expérimentaux avec un très bon accord. Par contre, l'erreur systématique due à la géométrie du compteur est un point important qu'il faudra étudier avec soin par simulation. En supposant que les erreurs systématiques sont négligeables, le pouvoir de résolution du compteur s'exprime comme :

$$\frac{\Delta N}{\sigma_Z} = \frac{N_{pe}(Z+1) - N_{pe}(Z)}{\sigma_Z} \approx \frac{k(2Z+1)}{\sqrt{kZ^2(1+R_{pe}^2)}}$$

L'évolution de $\frac{\Delta N}{\sigma_Z}$ avec Z est proposée sur la figure 2.14. On voit que la séparation est excellente à basse charge et tend rapidement vers une constante. La bonne statistique obtenue avec un radiateur de NaF fournie une séparation attendue à environ 8σ quel que soit Z, tandis que le plus faible indice des AGL donne $\frac{\Delta N}{\sigma_Z} \approx 6\sigma$. Cette bonne résolution s'explique par la dépendance en Z^2 du nombre de photoélectrons et sous ces hypothèses la limite de la résolution viendra de la dynamique de codage de charge des PM. Dans les derniers développement de l'électronique de lecture des voies du RICH, il est prévu de mesurer la charge sur 12 bits à la fois sur la dernière dynode et sur l'avant-dernière dynode des PM. Le premier signal permettra de mesurer avec précision les petits nombres de photoélectrons ($\approx 1-100$) pour les ions légers, tandis que le deuxième mesurera les fortes charges pour les ions plus lourds (environ entre 10^2 et $\approx 10^4$ photoélectrons). Il faut cependant souligner que cette étude est nécessairement très optimiste puisqu'elle ne tient pas compte de la vraie géométrie du détecteur (on peut se reporter à la section 7.1.2 pour une illustration du problème rencontré sur le prototype). Une dégradation des performances annoncées ci-dessus de $2-3\sigma$ n'est pas invraisemblable. Par contre, la plage d'identification en impulsion de la charge s'étendra bien jusqu'au TeV.

2.6 Simulation de la détection des isotopes du Be

Les noyaux de Béryllium présents dans le RC sont 10^6 fois plus abondants que dans le système solaire. Il s'agit de noyaux cosmiques secondaires créés par fragmentation du RC primaire sur la matière interstellaire. L'isotope ^{10}Be a la particularité d'être radioactif avec une durée de vie $\tau_{1/2} = 1.6 \times 10^6$ ans. L'étude de l'abondance isotopique du Be au voisinage de la Terre est donc d'un grand intérêt, puisqu'elle donne une mesure du temps de confinement des RC dans la galaxie τ_{esc} dans le cadre du LBM et une mesure de la densité moyenne $\bar{n}$. Ainsi, en considérant l'équation reliant la densité d'un noyau stable secondaire S_1 à celle de son géniteur primaire, on a :

$$\frac{S_1}{\lambda_{esc}} + \bar{n} v \sigma_1 S_1 = \sigma_{p1} P$$

où $\lambda_{esc}(E)$ est la profondeur de matière traversée déterminée indépendamment par l'étude des rapport d'abondance secondaire/primaire (comme B/C ou subFe/Fe) ; où σ_1 est la section efficace d'interaction totale du noyau secondaire avec le MIS et σ_{p1} la section efficace partielle de fragmentation du primaire vers S_1.

Paramètres	IMP 7/8[a]	ISEE 3[b]	Voyager 1/2 [c]	Ulysses[d]
Statistique	906	345	554	1525
Résolution en masse (u)	0.25	0.15	0.18	0.10
Gamme d'énergie	31-151	60-185	35-92	68-135
Energie "Typique" (MeV/A)	80	95	~ 100	107
^{7}Be/Be (%)	58.5 ± 2.6	54.6 ± 2.0	57.2 ± 4.9	56.1 ± 1.3
^{9}Be/Be (%)	37.6 ± 2.5	39.0 ± 2.9	38.1 ± 4.1	39.3 ± 1.3
^{10}Be/Be (%)	3.9 ± 1.4	6.4 ± 1.5	4.7 ± 1.3	4.6 ± 0.6
^{10}Be/^{9}Be (%)	10.4 ± 3.8	16.4 ± 4.0	12.3 ± 3.7	11.7 ± 1.7
^{7}Be/^{9}Be (%)	156 ± 12	140 ± 12	150 ± 21	143 ± 8
ρ(atomes cm^{-3})	$0.23^{+0.13}_{-0.11}$	$0.33^{+0.13}_{-0.11}$	$0.33^{+0.13}_{-0.11}$	0.19 ± 0.03
T_{esc} ($\times 10^6$ ans)	$14\ ^{+13}_{-5}$	$8.4^{+4.0}_{-2.4}$	...	26^{+4}_{-5}

TAB. 2.4: *Résumé de l'ensemble des mesures d'abondances isotopique du Be réalisées jusqu'en 1998, d'après [74]. ([a]) Garcia-Munoz et al., 1977,1981. ([b]) Wiedenbeck et Greiner 1980. ([c]) Lukasiak et al. 1997. ([d]) Connell 1998.*

Et la relation pour l'isotope instable s'écrit :

$$\frac{S_2}{\lambda_{esc}} + \bar{n} v \sigma_1 S_1 = \sigma_{p2} P - \frac{S_2}{\tau_{1/2}}$$

A partir du rapport expérimental mesuré $f = \frac{S_2}{S_1}$ et des deux équations ci-dessus, on en déduit une valeur de la densité moyenne du MIS traversé par les RC :

$$\bar{n} = \frac{\lambda_{esc} f}{((1 + \sigma_2 \lambda_{esc}) - f(1 + \sigma_1 \lambda_{esc}))v\tau_{1/2}}$$

Et la valeur moyenne du temps de confinement est obtenue grâce à la relation :

$$\lambda_{esc} = \bar{n} v \tau_{esc}$$

Les mesures du rapport isotopique du Be ont été réalisées par des expériences satellites dont les données sont résumées dans la table 2.4 et interprétées dans le cadre du LBM. Une annonce de résultats plus récents de l'expérience CRIS embarquée sur le satellite ACE a été faite pendant la 26$^{\text{ème}}$ conférence ICRC [75] en 1999, mais ses nouvelles données n'ont pas été prises en compte dans la table 2.4. Les mesures ont été faites dans le système solaire et se situent dans la gamme d'énergie $30 - 200$ MeV/A, zone d'énergie très sensible à la modulation solaire et à sa modélisation. La statistique mondiale de noyaux de Be s'élève aujourd'hui à ≈ 3300 événements (hors nouveaux résultats d'ACE), ce qui correspond à quelques centaines de ^{10}Be détectés sur plusieurs dizaines d'années. Ces mesures convergent vers une densité moyenne du MIS de l'ordre de $0.2 - 0.3$ cm^{-3}, nombre inférieur à la densité moyenne galactique mesurée par voies optiques. Ce résultat suggère que les RC passent une partie importante de leur temps dans le halo galactique de densité plus faible. Cependant, l'étude parallèle de l'abondance isotopique menée sur l'aluminium, autre chronomètre galactique, donne des résultats incompatibles dans le cadre du LBM [76], ce qui suggère que la diffusion des RC dans le halo joue un rôle important. Il faut donc recourir à des modèles plus raffinés tenant compte de la géométrie de la galaxie.

Les résultats redeviennent cohérents avec le modèle de diffusion, qui permet d'extraire des informations supplémentaire sur la densité du halo galactique n_h, sur sa taille h_h, et sur la vitesse des vents galactiques. Les mesures donnent dans ce cadre une taille caractéristique du halo de $\approx 2-4$ kpc, tout à fait compatible avec les observations optiques, tandis que les vitesses de vents sont exclues au dessus de $20-30$ km/h.

Il faut également mentionner une étude récente basée sur les rapports d'abondances des éléments Be/B, Al/Mg... réalisées par le satellite HEAO3 (données ≈ 1990) qui permet d'estimer les populations d'isotopes radiaoctifs grâce à leurs canaux de désintégration. Les mesures induites des populations de ^{10}Be, ^{26}Al... sont moins précises d'un facteur 2 dans ce cas, mais la grande gamme d'énergie de l'instrument ($\approx .6-20$ GeV) permet de multiplier les mesures et d'obtenir des résultats très intéressants [77].

Une étude des résultats attendus dans le RICH d'AMS pour le Beryllium a été menée en couplant le programme de simulation du détecteur et le générateur d'événements Monte-Carlo déjà présenté. La simulation correspond à 6 semaines de prise de données d'AMS en orbite, et le flux de Béryllium utilisé a été estimé à partir de données expérimentales existantes [57]. La courbe d'évolution de l'abondance isotopique du Béryllium en fonction de l'énergie utilisée dans le programme est tirée de l'article de Mewaldt [73] et correspond aux prédictions du LBM avec une densité moyenne de matière dans la galaxie de $n \approx 0.2$ g.cm^{-2}. Les événements sont générés en tenant compte d'une modulation solaire défavorable de 1500 MV, et de l'effet de la coupure géomagnétique selon la latitude d'AMS sur son orbite. Dans la pratique, pour une latitude géomagnétique donnée, les masses sont reconstruites si la rigidité par nucléon du noyau détecté est supérieure à la rigidité de coupure la plus défavorable parmi les isotopes du Be, à savoir celle du ^{7}Be.

Le nombre de noyaux Be reconstruits dans le RICH pendant cette période est d'environ 130000 avec un radiateur en AGL d'indice 1.025 et de ≈ 200000 avec un radiateur en NaF. Cette statistique est plusieurs ordres de grandeurs au dessus de la statistique totale de Be actuelle et AMS a un potentiel de découverte dans ce domaine très prometteur. Ceci rend possible une étude de l'évolution du rapport isotopique en fonction de l'énergie. Les figures 2.16 et 2.15 montrent la distribution des masses reconstruites des 3 isotopes ^{7}Be, ^{9}Be et ^{10}Be dans différentes fenêtres en énergie cinétique : respectivement de 0.4 à 4.7 GeV/c/A pour le NaF et de 4 à 13 GeV/c/A pour l'AGL. les ajustements ont été réalisés avec le programme de minimisation MINUIT de la Cernlib avec une méthode de type maximum de vraisemblance ("Log Likelihood"). La résolution des masses est excellente jusqu'à 2 GeV/c/A pour le NaF et ≈ 7 GeV/c/A pour l'AGL.

Les rapports d'abondance isotopique $^{10}Be/^{9}Be$ déduits des ajustements sont présentés sur la figure 2.17, conjointement avec les données expérimentales actuelles [75] et la courbe théorique d'évolution du rapport d'abondance isotopique utilisée dans le générateur. La gamme d'énergie couverte par le RICH d'AMS est encore inexplorée et il apparait clairement que la statistique attendue permettra de contraindre fortement les modèles de diffusion des RC dans la galaxie. La remontée du rapport isotopique, visible de 1 à 10 GeV est un effet relativiste de dilatation du temps de désintégration des noyaux ^{10}Be. Dans cette étape du travail, les études sur le NaF et l'AGL ont été menées indépendamment et superposées sur la figure. Dans les 2 cas, les mesures sont innovantes et d'un grand intérêt pour le domaine.

Le travail continuera à court terme par une refonte du générateur d'événements qui utilisera directement les flux disponibles en sortie du programme de diffusion développé au LAPTH d'Annecy. Ce couplage des programmes permettra de réaliser un ajustement des résultats des

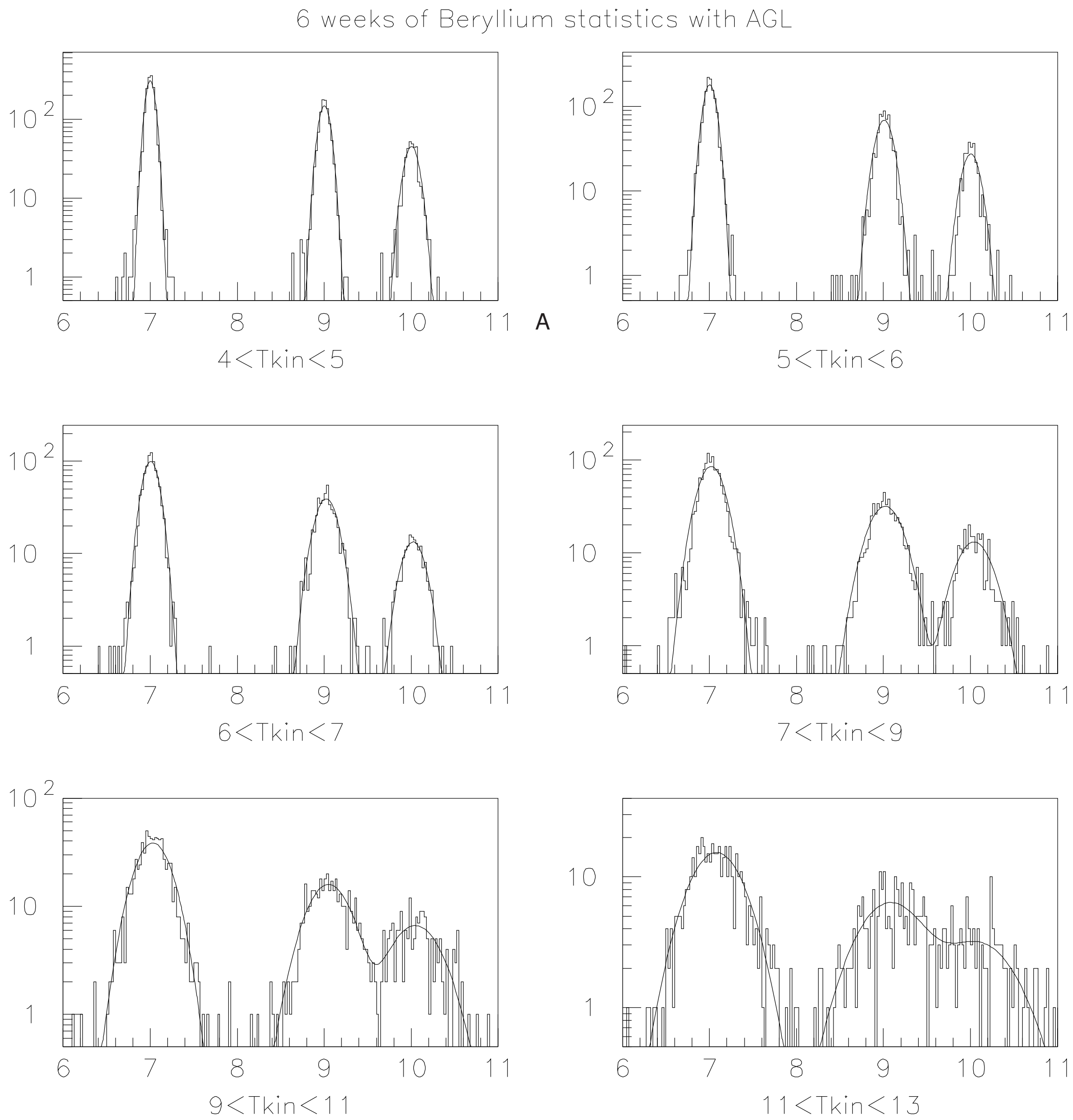


FIG. 2.15: *Simulation de l'évolution de la séparation en masse du Be avec un radiateur AGL d'indice* 1.025 *dans le RICH d'AMS.*

données Monte-Carlo à partir des flux théoriques et d'estimer dans quelles proportions AMS diminuera les incertitudes sur les mesures des paramètres galactiques.

Une étude parallèle a débuté sur les isotopes de l'aluminium. Cette fois, le flux de noyaux d'aluminium généré est directement tiré de la sortie du programme de diffusion. Les capacités d'identification isotopique du RICH sont encore très correctes pour la charge $Z = 13$, comme l'atteste le résultat de l'étude Monte-Carlo de la figure 2.18 et l'étude de l'Aluminium semble aussi à la portée du RICH.

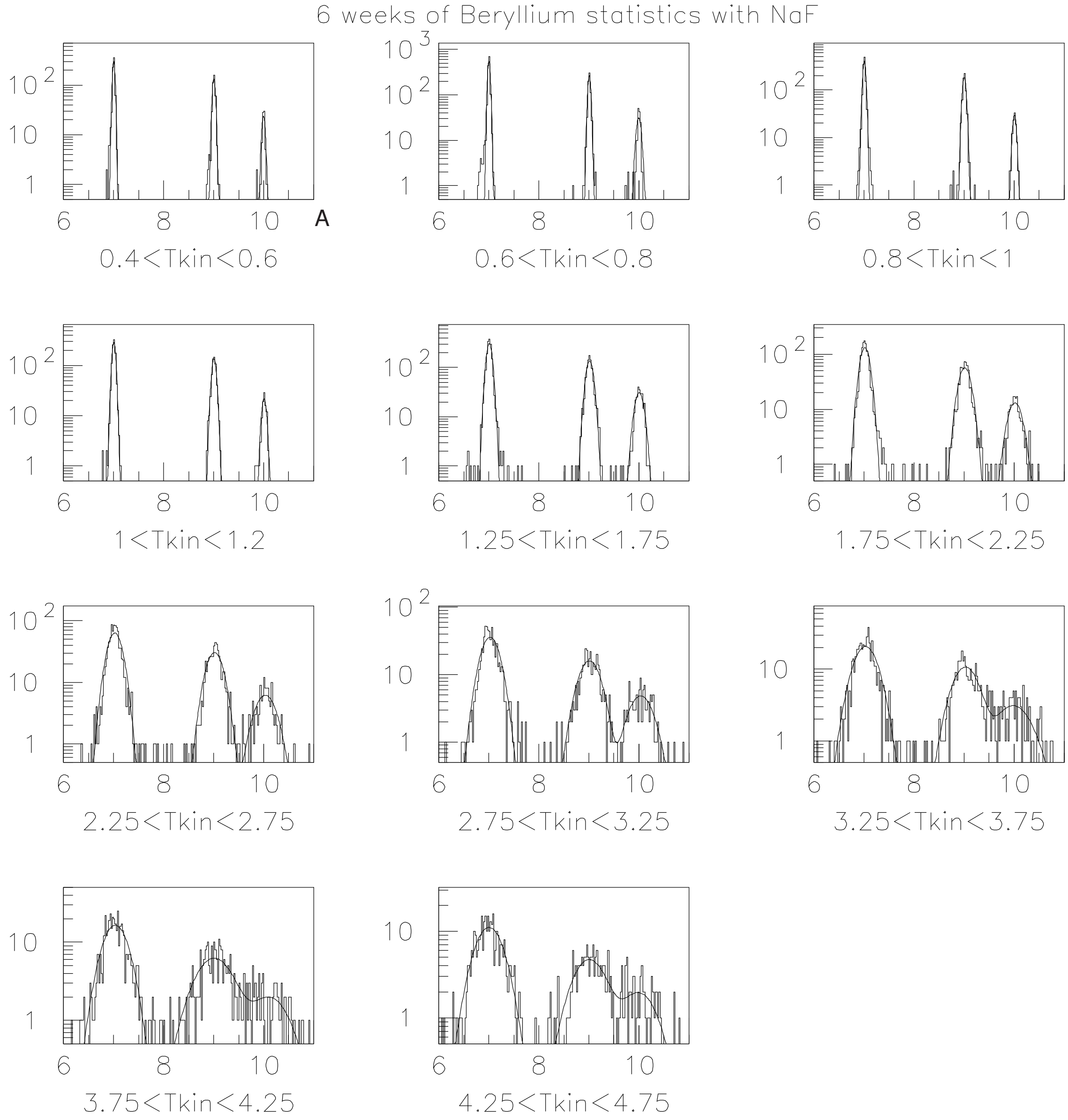


FIG. 2.16: *Simulation de l'évolution de la séparation en masse du Be avec un radiateur en NaF dans le RICH d'AMS.*

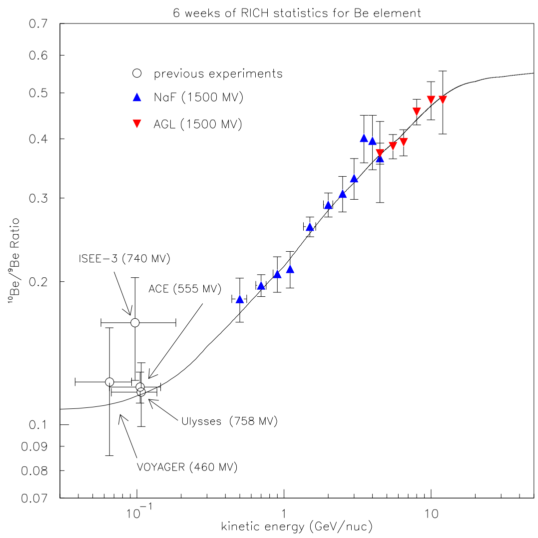


FIG. 2.17: *Résultat par simulation Monte-Carlo de la mesure du rapport isotopique $^{10}Be/^{9}Be$ réalisé par d'AMS pendant 6 semaines de données et comparaisons aux données expérimentales existantes. Les points expérimentaux sont tirés de [75]. La courbe en trait plein est tirée de [73] et a été utilisée pour générer les événements.*

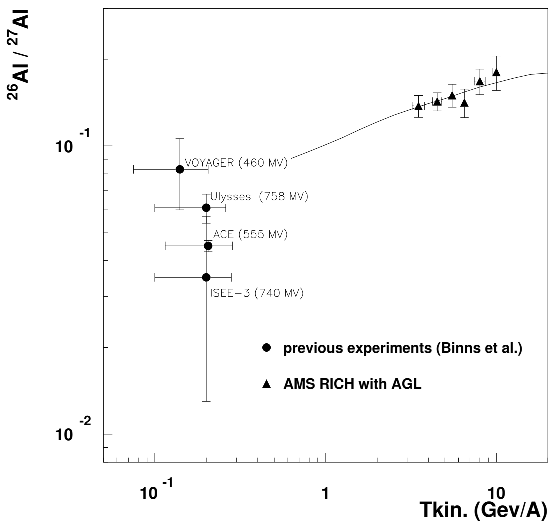


FIG. 2.18: *Résultat par simulation Monte-Carlo de la mesure du rapport isotopique $^{26}Al/^{27}Al$ réalisé par AMS pendant 6 semaines de données (avec un radiateur AGL) et comparaisons aux données expérimentales existantes. Les points expérimentaux sont tirés de [75]. La courbe en trait plein est un résultat préliminaire du programme de diffusion des RC du LAPTH.*

Chapitre 3

L'effet Tcherenkov et l'imagerie d'anneaux à focalisation de proximité - étude analytique

3.1 L'Effet Tcherenkov

Lorsqu'une particule de charge Z pénètre dans un milieu transparent d'indice de réfraction $n > 1$ avec une vitesse $\beta > \frac{c}{n}$, où $\beta = v/c$, il se produit une onde de choc électromagnétique dont la direction de propagation forme un angle θ_c avec la trajectoire de la particule, tel que :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}. \tag{3.1}$$

Observé pour la première fois par P. et M. Curie en 1911, l'effet Tcherenkov a ensuite été étudié par Mallet de 1926 à 1929, mais celui-ci mit malheureusement un terme à son travail sans proposer une explication à la radiation. L'étude expérimentale exhaustive du phénomène revient au physicien russe Tcherenkov dont les travaux s'étendent de 1934 à 1938. La première théorie classique de l'effet Tcherenkov est proposée parallèlement par Frank et Tamm en 1937. Plusieurs auteurs traitent ensuite le problème quantiquement avec l'équation de Schrödinger et retrouvent pratiquement les mêmes formules, à des termes correctifs près du deuxième ordre. Plus tard, Ginsburg et d'autres étudient le phénomène avec l'équation de Dirac et mettent en évidence un effet du spin de la particule.

Une explication phénoménologique, reposant sur la polarisabilité du milieu, permet de mieux comprendre son origine [32]. Supposons d'abord que la particule traverse le milieu à petite vitesse (voir figure 3.2(a)). Sur son passage, le champ électromagnétique qu'elle rayonne a pour effet de déformer le cortège électronique des atomes qui l'entourent : le milieu se polarise.

Le champ électromagnétique de la particule se propage plus vite que la particule, si bien que le milieu est polarisé de manière symétrique en amont et en aval de la particule et le champ de polarisation résultant est nul à grande distance. Si maintenant la particule se déplace plus vite que la lumière dans le milieu (figure 3.2(B)), les atomes localisés en amont ne peuvent plus être informés du passage de la particule car celle-ci va plus vite que son champ électromagnétique. La polarisation induite par la particule est cette fois dissymétrique et piquée vers l'arrière. Cette fois, le champ de polarisation est visible à grande distance.

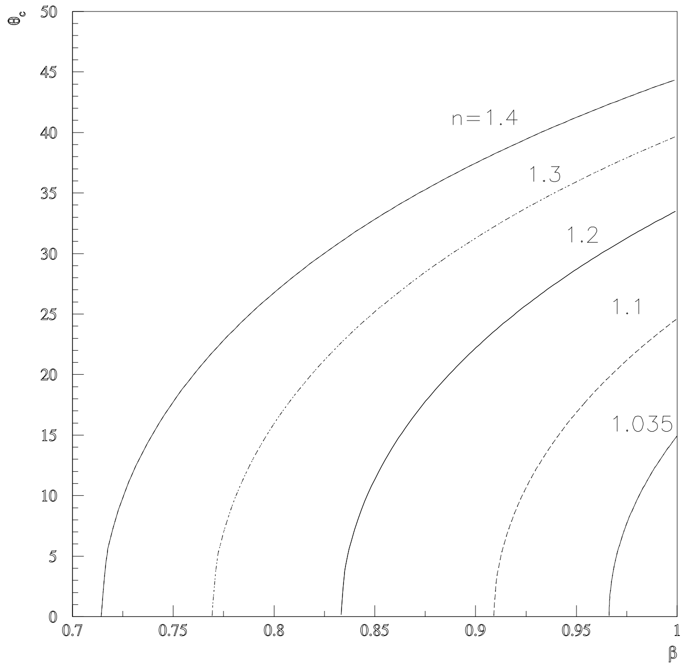


FIG. 3.1: *Evolution de l'angle Tcherenkov θ_c, exprimé en degré, en fonction de la vélocité β pour différents indices de réfraction.*

De la relation 3.1, on peut voir que, selon l'indice de réfraction du milieu (voir figure 3.1), les angles d'émission Tcherenkov sont limités à l'intervalle $0 \leq \theta_c \leq \theta_{max}$ où :

$$\theta_{max} = \arccos \frac{1}{n}$$

est atteint quand $\beta \rightarrow 1$.

Dans l'approximation classique, le nombre de photons émis par unité de longueur, dans une bande de longueur d'onde $d\lambda$, a pour expression :

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \alpha Z^2 \sin^2 \theta_c \frac{1}{\lambda^2}. \tag{3.2}$$

Le traitement quantique de la radiation permet de mettre en évidence que la perte d'énergie de la particule par effet Tcherenkov est de l'ordre du keV. Le spectre d'émission de lumière Tcherenkov décroit rapidement avec la longueur d'onde. Ainsi, la majeure partie des photons est émise dans l'ultraviolet (UV), puis l'émission s'éteint dans le visible où la moyenne est située dans le bleu. Ce dernier point est vérifié quotidiennement dans les piscines de réacteurs nucléaires où les électrons relativistes, issus des réactions de fission, génèrent un effet Tcherenkov dans l'eau[1] qui

[1]l'indice de réfraction de l'eau est $\approx 1,33$ dans le visible

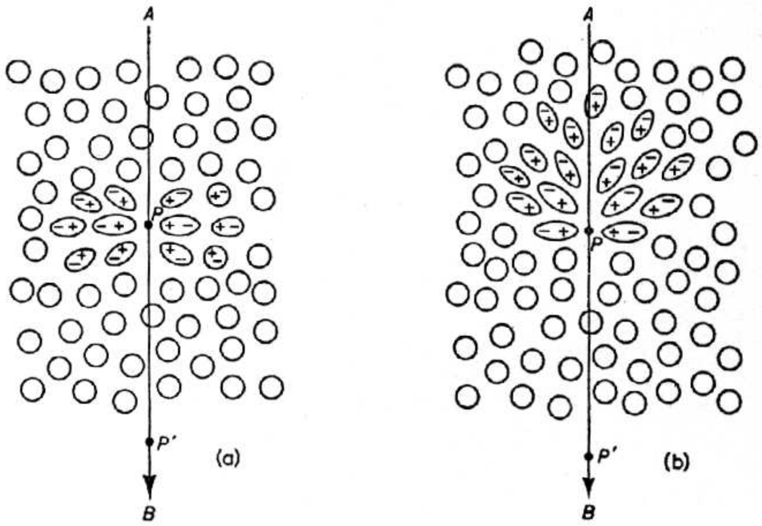


FIG. 3.2: *Polarisation induite par le passage d'une particule chargée : (a) à basse vitesse (b) à grande vitesse, d'après Jelley [32]*

se traduit par un halo bleuté autour des gaines de combustible. Une autre propriété remarquable de la radiation Tcherenkov est que la lumière est émise pendant des intervalles de temps très brefs, de l'ordre de $\Delta t \approx 10^{-11}$ secondes pour des particules à $\beta \sim 1$.

L'intérêt de l'effet Tcherenkov pour la physique des particules et la physique nucléaire est double :

- Le nombre de photons produits est proportionnel à Z^2. Le comptage des photons fournit une mesure de la charge électrique des particules.
- La mesure de l'angle d'émission θ_c des photons donne une mesure directe de la vélocité β de la particule. Ce qui est remarquable est que chaque photon donne individuellement par sa direction une mesure de β.

Une mesure parallèle de l'impulsion $p = m\gamma\beta c$ des particules et de β permet de mesurer la masse m et donc d'identifier les particules.

3.2 Principe de fonctionnement

L'utilisation de la lumière Tcherenkov comme moyen de détection débute après la découverte du photomultiplicateur en 1947. Les techniques de détection se sont depuis énormément raffinées et les détecteurs Tcherenkov peuvent se séparer en deux classes :

- D'une part les détecteurs munis d'une optique focalisante qui compensent les effets du chromatisme des milieux radiateurs et permettent d'atteindre des résolutions de l'ordre de $\frac{\delta\beta}{\beta} \approx 10^{-6}$ [18]. Ces compteurs ont une acceptance limitée et trouvent leurs applications dans les expériences sur faisceau.

– D'autre part les détecteurs de type RICH [19] (Ring Imaging Cherenkov Technique) sans optique focalisante dont l'acceptance est plus grande. La non compensation optique limite la résolution en vélocité à $\frac{\delta\beta}{\beta} \approx 10^{-3}$

Dans le cas de l'expérience AMS, la grande acceptance angulaire et surfacique du détecteur ($\approx 0,86\,\mathrm{m}^2$.str) implique une géométrie de détection permettant de mesurer des vitesses pour des angles d'incidence étendus, allant typiquement de 0 à 45° et sur une surface de l'ordre du m^2. Le détecteur le plus adapté à cette configuration est L'imageur d'anneaux Tcherenkov à focalisation de proximité (PFRICH[2]) qui a déjà fait ses preuves sur des expériences embarquées [17] [30]. Ce type de détecteur est composé de trois parties (voir figure 3.3) :

– un milieu radiateur dans lequel la lumière Tcherenkov est produite ;

– un espace de glissement, constitué de gaz ou de vide, dans lequel l'anneau se développe ;

– un plan de photodétecteurs, permettant de visualiser l'anneau de lumière.

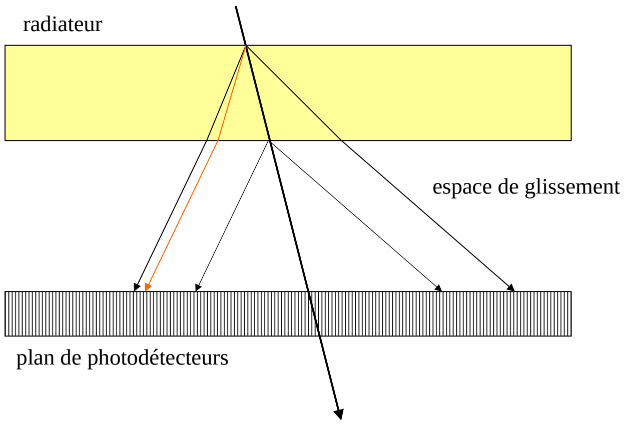


FIG. 3.3: *schéma de principe d'un Imageur d'anneaux Tcherenkov à focalisation de proximité.*

La mesure de l'angle d'émission θ_c sur un PFRICH nécessite de connaitre :

1. le point de passage de la particule dans le radiateur,
2. l'angle d'incidence de la trajectoire de la particule par rapport à la normale au radiateur,
3. les points d'impacts des photons sur le plan de détection.

La condition 3) est obtenue par la connaissance de la position des photodétecteurs sur le plan de détection, alors que les autres nécessitent des informations sur la trajectoire de la particule.

[2]PFRICH vient de l'anglais : Proximity Focusing Ring Imaging Cherenkov detector

Si le nombre de pixels touchés est suffisamment important, il est possible de reconstruire l'angle θ_c sans connaître la trajectoire de la particule. Le calcul est alors itératif et nécessite une minimisation de type χ^2. La connaissance de la trajectoire de la particule est cependant avantageuse car elle permet d'augmenter la précision de la mesure et de simplifier la reconstruction de la vélocité. C'est le cas avec le RICH d'AMS : le trajectomètre, localisé dans l'aimant, permet de connaitre avec une excellente précision le point de passage de la particule dans le radiateur et son angle d'incidence. Quand une particule traverse le radiateur à incidence nulle, l'image détectée est un cercle et la reconstruction de l'événement est aisée : si D est la distance de glissement entre le radiateur et le détecteur et θ_r l'angle de réfraction de la lumière du radiateur vers le détecteur, on a :

$$R_c = D \tan \theta_r$$

et la relation de Snell-Descartes permet d'en tirer facilement θ_c puis β.

Dans le cas général, la reconstruction de la vélocité est plus compliquée et est développée dans la section suivante (3.3). L'indice de réfraction n du radiateur étant supérieur à 1, la condition de réfraction des photons hors du radiateur à petit angle impose que $n < \sqrt{2}$ (cas de particules avec $\beta \sim 1$ et d'un espace de glissement constitué d'air ou de vide)). A grand angle et dans le cas de radiateur de fort indice, une partie du cône de lumière est réfléchie dans le radiateur et perdue pour la détection. Une correction est alors nécessaire pour calculer la charge de la particule (ce point est abordé dans la section 3.4). Le chapite se poursuit ensuite par une étude des principales sources d'incertitude de mesure de β sur un PFRICH. Les capacités d'identification des particules avec un PFRICH sont développées dans le chapitre dédié au RICH d'AMS.

3.3 Mesure de la vitesse

Alors que pour une trajectoire perpendiculaire au plan du radiateur, la mesure de la vitesse est immédiate par la mesure de la taille de l'anneau détecté, la reconstruction de la vitesse se complique pour un angle d'incidence non nul. La technique correspondante est présentée dans son cas le plus général ci-après.

Soit $R_0(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ un repère lié au radiateur avec :

- $\vec{z}$ perpendiculaire au plan du radiateur et orienté vers le plan de détection
- O situé au centre la face d'entrée du radiateur

Soit $\vec{v}$ le vecteur vitesse d'une particule chargée entrant dans le radiateur. On suppose que la particule se déplace en ligne droite, si bien que $\vec{n} = \frac{\vec{v}}{v}$ est un vecteur directeur de la trajectoire. On pose :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} \sin\tau\cos\psi \\ \sin\tau\sin\psi \\ \cos\tau \end{pmatrix}_{R_0}$$

où (τ, ψ) sont les angles sphériques habituels caractérisant $\vec{n}$ dans R_0. Soit Λ un photon Tcherenkov émis sur la trajectoire de la particule au point $E(x_e, y_e, z_e)$ et se propageant selon la direction du rayon vecteur $\vec{u}$. On pose :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \sin\theta_i \cos\phi \\ \sin\theta_i \sin\phi \\ \cos\theta_i \end{pmatrix}_{R_0}$$

où (θ_i, ϕ) sont les angles sphériques habituels de $\vec{u}$ dans R. L'angle Tcherenkov θ_c est obtenu directement par le produit scalaire des vecteurs $\vec{u}$ et $\vec{n}$:

$$\cos\theta_c = \vec{n}.\vec{u} = \sin\tau \sin\theta_i \cos(\phi - \psi) + \cos\tau \cos\theta_i \qquad (3.3)$$

Les angles (τ, ψ) sont donnés par le Tracker, tandis que le couple (θ_i, ϕ) est mesuré, comme il est montré ci-après, par le PFRICH. Le photon Λ émis selon $\vec{u}$ se propage dans le radiateur

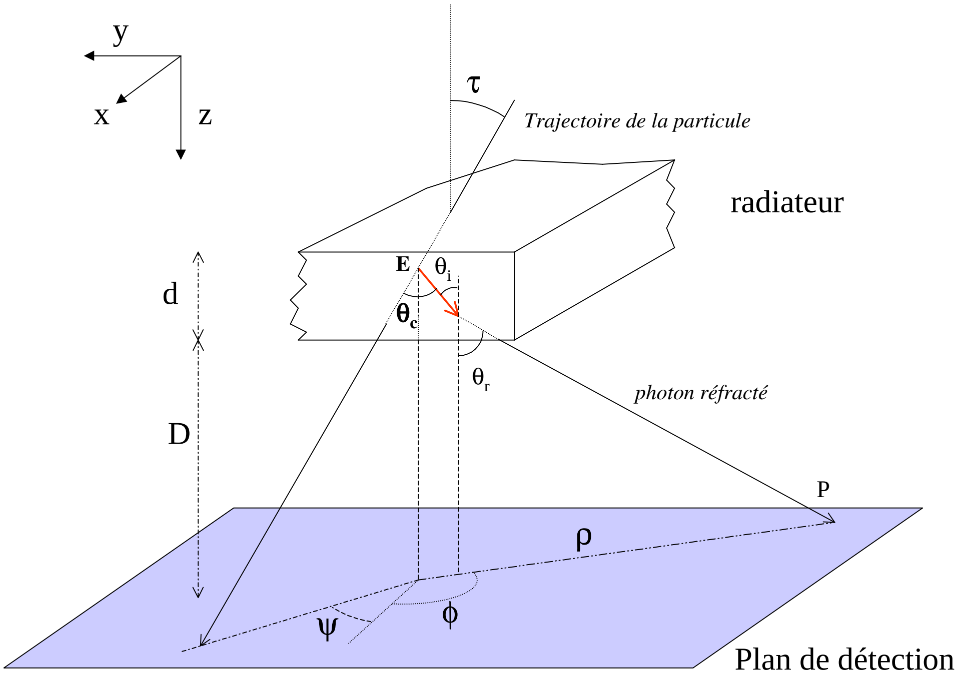


FIG. 3.4: Notations utilisées pour la reconstruction de l'angle Tcherenkov dans un PFRICH.

et est réfracté vers le détecteur avec un angle θ_r. La condition de réfraction est donnée par la relation de Snell-Descartes :

$$n \sin\theta_r = \sin\theta_i \qquad (3.4)$$

où l'on a supposé que l'espace de glissement a un indice de réfraction $n \sim 1$ (vide ou air). La condition de réfraction en fonction de n et τ est étudiée plus loin. Soit $P(x_p, y_p, z_p)$ le pixel touché par Λ, avec $z_p = (z - d) + D$ où d et D sont respectivement l'épaisseur du radiateur et la distance séparant la sortie du radiateur du plan de détection. La côte z d'émission du photon étant inconnue, une première approximation consiste à supposer que Λ est émis au milieu du radiateur, soit pour $z = \frac{d}{2}$. Cette approximation introduit une incertitude $\delta\theta_c$ qui est évaluée dans la section 3.5.2. La mesure de l'angle ϕ est directe :

$$\tan\phi = \frac{y_p - y_e}{x_p - x_e}$$

La détermination de θ_i est moins facile. En posant $\rho = \sqrt{(x_p - x_e)^2 + (y_p - y_e)^2}$, on obtient la relation suivante dans le plan $(E, P, \vec{u})$ (Voir figure 3.3) :

$$D\tan\theta_r + \frac{d}{2}\tan\theta_i = \rho. \tag{3.5}$$

L'élimination de la variable θ_r par 3.4 conduit à l'équation :

$$\frac{d}{2}\tan\theta_i + \frac{nD\tan\theta_i}{\sqrt{1-(n^2-1)\tan^2\theta_i}} = \rho \tag{3.6}$$

qui permet d'extraire l'angle θ_i nécessaire pour déterminer l'angle Tcherenkov. Deux méthodes ont été utilisées pour évaluer θ_i de (3.6). La première, développée dans le programme de simulation [25], consiste à résoudre numériquement l'équation par la méthode de Newton-Cotes. Une convergence rapide est atteinte en utilisant à la première itération une solution approchée, obtenue en négligeant le terme en $\frac{d}{2}$ devant celui en D (Pour un PFRICH otpimisé, $\frac{d}{D} \ll 1$). Une deuxième méthode, plus théorique, consiste à résoudre exactement (3.6). Ce travail a été accompli avec l'aide du logiciel Mathematica, disponible au centre de calcul de Lyon, qu'il a fallu guider pour conduire au bon résultat. En posant $X = \tan\theta_i$, l'équation (3.6) se met sous la forme d'un polynome du quatrième ordre dont les racines sont calculables :

$$n^2D^2X^2 = (\rho - \frac{d}{2}X)^2(1-(n^2-1)X^2)$$

Après simplification, les quatres racines du polynome peuvent s'exprimer en fonction de paramètres plus adaptés à la formulation de la solution :

$$\left\{\begin{array}{l}
X_1 = \frac{\rho}{d} - \frac{1}{2}\sqrt{\delta+\epsilon} - \frac{1}{2}\sqrt{2\delta - \epsilon + \frac{\omega}{\sqrt{\delta+\epsilon}}} \\[2ex]
\mathbf{X_2} = \frac{\rho}{\mathbf{d}} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\sqrt{\delta+\epsilon} + \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\sqrt{\mathbf{2}\delta - \epsilon + \frac{\omega}{\sqrt{\delta+\epsilon}}} \\[2ex]
X_3 = \frac{\rho}{d} + \frac{1}{2}\sqrt{\delta+\epsilon} - \frac{1}{2}\sqrt{2\delta - \epsilon - \frac{\omega}{\sqrt{\delta+\epsilon}}} \\[2ex]
X_4 = \frac{\rho}{d} + \frac{1}{2}\sqrt{\delta+\epsilon} + \frac{1}{2}\sqrt{2\delta - \epsilon - \frac{\omega}{\sqrt{\delta+\epsilon}}}
\end{array}\right. ,$$

$$avec \begin{cases} \delta = \frac{\rho^2}{(\frac{d}{2})^2} - \frac{2\alpha}{3(n^2-1)(\frac{d}{2})^2} \\ \epsilon = \frac{1}{3(n^2-1)(\frac{d}{2})^2}(\gamma + \frac{\alpha^2}{\gamma}) \\ \alpha = n^2D^2 - (\frac{d}{2})^2 + (n^2-1)\rho^2 \\ \beta = 108n^2D^2(n^2-1)(\frac{d}{2})^2\rho^2 \\ \gamma = (\frac{1}{2}(\beta + 2\alpha^3 + \sqrt{(\beta+2\alpha^3)^2 - 4\alpha^6}))^{\frac{1}{3}} \\ \omega = \frac{2\rho((\frac{d}{2})^2 + n^2D^2)}{(n^2-1)(\frac{d}{2})^3} \end{cases}$$

Compte tenu des contraintes physiques sur les paramètres $n, d\, et \rho$, on peut montrer que les deux dernières solutions sont imaginaires et que X_2 est la solution physique du problème.

Les deux méthodes de reconstruction de la vélocité donnent toutes deux d'excellents résultats, et l'erreur numérique relative sur l'évaluation de β reste inférieure à 10^{-7}, quel que soit l'angle d'incidence $0 \leq \tau \leq 45°$, comme l'atteste la figure 3.5(a). L'erreur numérique relative sur β est tracée en fonction de l'angle d'incidence τ de la particule dans les conditions suivantes :

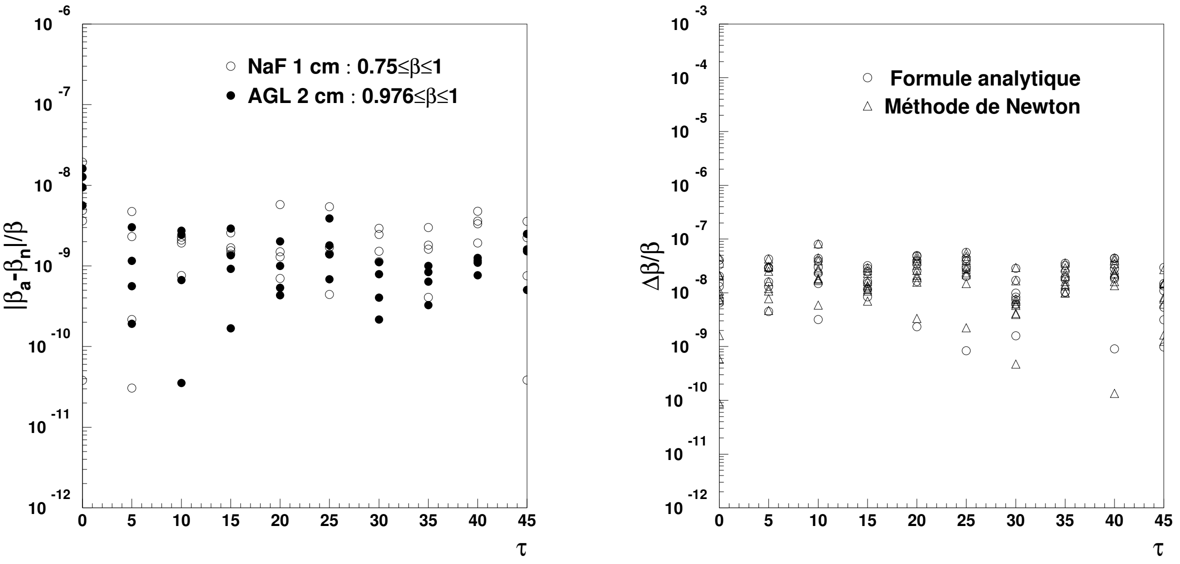
- pour un radiateur en Fluorure de Sodium (NaF), d'indice moyen 1.33, d'1 cm d'épaisseur ($\circ$)
- pour un radiateur aérogel (AGL), d'indice 1.025, de 2 cm d'épaisseur ($\bullet$)
- pour des valeurs de β comprises entre le seuil de production Tcherenkov ($\beta = \frac{1}{n}$) et 1,
- dans le cas d'un espace de glissement de 40 cm

L'erreur numérique, de l'ordre de 10^{-8}, est négligeable par rapport aux incertitudes expérimentales ($\sim 10^{-3}$), ce qui valide la technique de reconstruction de la vélocité. Une étude plus fine sur l'écart relatif entre les vélocités analytique (β_a) et numérique (β_n) est présentée sur la figure 3.5(b), pour les mêmes conditions que la figure 3.5(a). On voit que l'écart relatif reste inférieur à 2×10^{-8}, ce qui signifie que les résultats des 2 méthodes exprimés en réels "simple précision" sont les mêmes.

3.4 Condition de réfraction

La grande acceptance angulaire d'un PFRICH nécessite de s'attarder sur les conditions de réfraction de la lumière Tcherenkov du radiateur vers l'espace de glissement. On suppose comme précédemment que l'indice de réfraction de l'espace de glissement est $n \sim 1$, ce qui correspond au cas qui intéresse AMS. Dans toute la suite du document, on adopte les mêmes conventions que dans la section 3.3. Soit $R_{\tau,\psi}$ le repère glissant lié à la trajectoire de la particule. Dans ce repère, les photons sont émis uniforméments sur un cône de demi-angle au sommet θ_c. On définit l'angle α comme :

$$\alpha = (\widehat{\vec{e}_\alpha, \vec{e}_\tau})$$



(a) (b)

FIG. 3.5: *(a) Ecart relatif entre les valeurs de β calculées par la méthode de Newton (β_n) et par la formule analytique (β_a) en fonction de l'angle d'incidence τ de la particule, pour 2 radiateurs et pour $\beta_s \leq \beta \leq 1$. (b) Erreur numérique relative sur la reconstruction du β en utilisant la méthode de Newton ($\triangle$) et la formule analytique ($\circ$), dans les mêmes conditions.*

avec $\vec{e}_\alpha = \cos\alpha\,\vec{e}_\tau + \sin\alpha\,\vec{e}_\psi$ (voir figure 3.6). Dans $R_{\tau,\phi}$, la direction d'émission $\vec{u}$ d'un photon s'exprime alors par :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c \\ \sin\theta_c\cos\alpha \\ \sin\theta_c\sin\alpha \end{pmatrix}_{R_{\tau,\phi}}$$

Le changement de repère de $R_{\tau,\psi}$ vers R_0 se fait moyennant une double rotation, définie par les angles (τ,ψ) caractérisant la trajectoire de la particule ; et permet d'exprimer les variables (θ_i,ϕ) en fonction de (θ_c,α) :

$$\begin{pmatrix} \sin\theta_i\cos\phi \\ \sin\theta_i\sin\phi \\ \cos\theta_i \end{pmatrix}_{R_0} = \begin{pmatrix} \sin\tau\cos\psi & \cos\tau\cos\psi & -\sin\psi \\ \sin\tau\sin\psi & \cos\tau\sin\psi & \cos\psi \\ \cos\tau & -\sin\tau & 0 \end{pmatrix}_{R_{\tau,\psi}\to R_0} \begin{pmatrix} \cos\theta_c \\ \sin\theta_c\cos\alpha \\ \sin\theta_c\sin\alpha \end{pmatrix}_{R_{\tau,\psi}} \qquad (3.7)$$

La troisième ligne de l'équation 3.7 donne une relation directe entre θ_i et les variables α, θ_c :

$$\cos\theta_i = \cos\tau\cos\theta_c - \sin\tau\sin\theta_c\cos\alpha$$

La condition de réfraction, $n\sin\theta_i \leq 1$, exprimée à l'aide de $\cos\theta_i$, devient :

$$\cos\theta_i \geq \sqrt{1-\frac{1}{n^2}}$$

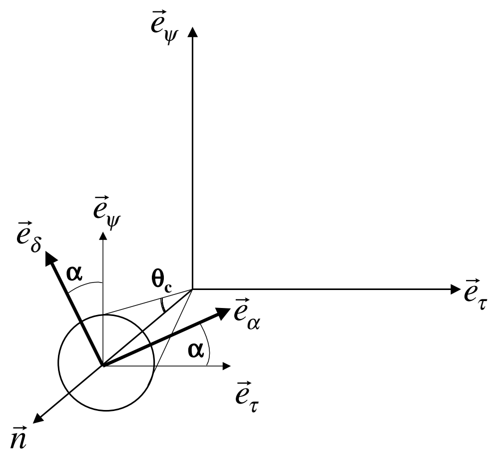


FIG. 3.6: *Notations introduites pour paramétrer l'émission de lumière Tcherenkov dans le repère de la trajectoire* $R_{\tau,\phi}$.

qui peut également s'écrire en fonction de α :

$$\cos\alpha \leq \frac{\cos\tau\cos\theta_c - \sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}{\sin\tau\sin\theta_c} = \cos\alpha_r$$

Cette relation permet de déterminer, pour tout β, la fraction de cône Ω réfractée vers le plan de détection en fonction de l'indice n de réfraction du radiateur et de l'angle d'incidence τ de la particule.

$$\Omega(n,\beta,\tau) = 1 - \frac{\alpha_r}{\pi}$$

L'évolution de Ω est présentée sur la figure 3.7(a) dans le cas où $\beta \sim 1$. On voit que pour les bas indices ($n \leq 1.1$), la totalité des photons est réfractée jusqu'à 40 °. Puis, lorsque l'indice augmente, la plage angulaire de réfraction totale diminue et atteint 0 pour $n = \sqrt{2}$. Au delà de cet indice, plus de la moitié de la lumière Tcherenkov est perdue par réflexion interne dans le radiateur.

La distribution de photons, uniforme sur le cône Tcherenkov dans le repère $R_{\tau,\psi}$, est déformée par le changement de repère vers R_0, puis par la réfraction vers le plan de détection. La première déformation se déroule dans le plan contenant l'interface de sortie du radiateur. L'anneau Tcherenkov y est étalé sur une ellipse de grand et petit côté :

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2}\left(\tan(\tau+\theta_c) + \tan(\tau-\theta_c)\right) \\ b &= \sqrt{a\tan\theta_c} \end{aligned}$$

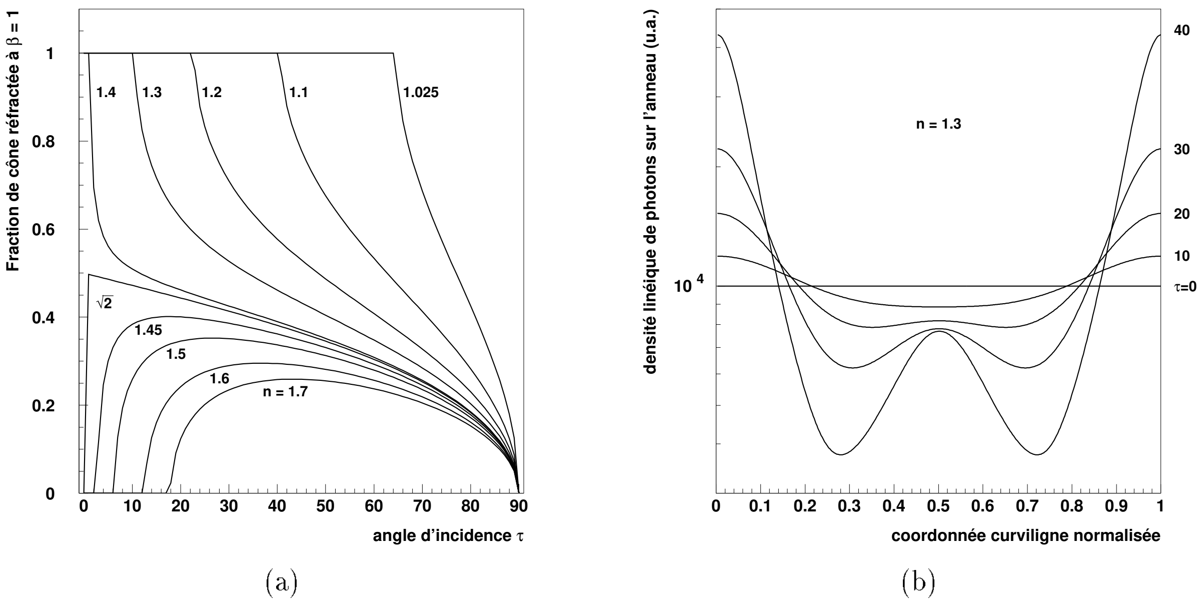


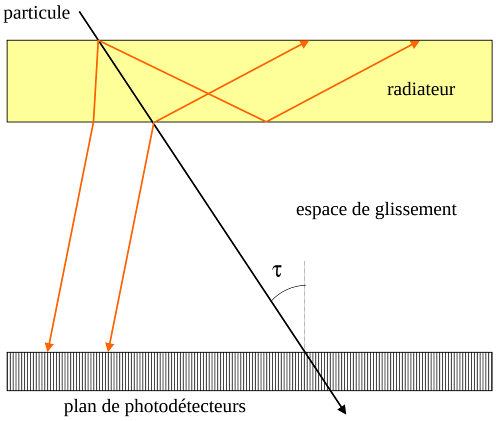
FIG. 3.7: *(a) Evolution de la fraction de cône réfractée vers le détecteur en fonction de l'angle d'incidence de la particule pour $\beta = 1$. (b) Evolution de la densité linéique de lumière, présente sur l'ellipse Tcherenkov en sortie de radiateur avant réfraction, en fonction d'une coordonnée curviligne décrivant l'ellipse de l'arrière vers l'avant (voir texte), pour $\tau = 0, 10, 20, 30°$ et dans le cas d'un radiateur d'indice $n = 1.3$*

(3.8)

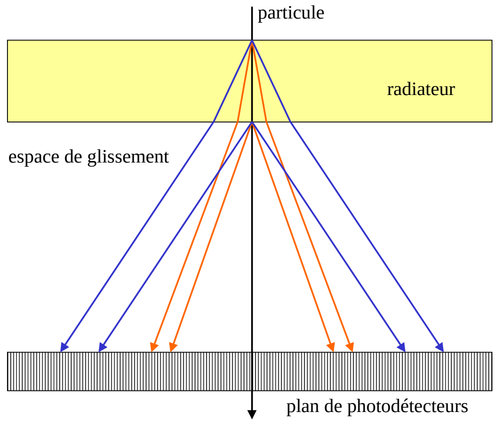
et sur laquelle la densité linéique de photons n'est plus uniforme si $\tau \geq 0$. Cet effet est illustré sur la figure 3.7(b) pour un radiateur d'indice $n = 1.3$ et pour des angles d'incidence variant de $\tau = 0$ à 40°, par pas de 10. En absisse se trouve une coordonnée curviligne S permettant de décrire l'ellipse ; l'origine de S est fixée aux photons émis vers "l'arrière", à savoir émis sous la particule (voir aussi la figure 3.8(a). Les photons émis vers l'avant ont avec cette convention les coordonnées $\frac{1}{4} \leq S \leq \frac{3}{4}$. L'augmentation de τ comprime la densité de lumière émise vers l'arrière et diminue l'émission vers l'avant. Ses variations de densité, atteignant quelques % à petit angle deviennent très importante à grand angle. Ce phénomène limite la quantité de lumière perdue par réflection aux grand angles, puisque ce sont seulement les photons émis vers l'arrière qui sont réfractés vers le radiateur.

3.5 Résolution en vitesse

La grande acceptance du PFRICH a l'inconvénient de limiter la résolution de mesure en vitesse autour de 10^{-3}, comme il sera montré plus loin. L'incertitude sur la mesure de la vélocité est reliée à l'angle Tcherenkov et à l'indice du radiateur par la formule :



(a)



(b)

FIG. 3.8: *(a) Illustration du phénomène de perte de lumière Tcherenkov par réflection interne dans le radiateur due à un grand angle d'incidence ou un différentiel d'indice de réfraction important entre le radiateur et l'espace de glissement. (b) Effet (exagéré) de la dispersion optique du radiateur pour la détection de lumière.*

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta n}{n} + \tan\theta_c\,\delta\theta_c$$

Les sources de limitation ont trois origines. La première, et la plus contraignante, associée au terme en $\frac{\delta n}{n}$, vient de la dispersion optique des radiateurs. Le deuxième terme, $\tan\theta_c\,\delta\theta_c$, provient d'une part de l'effet de la pixelisation du plan de détection et d'autre part de l'épaisseur du radiateur qui élargit l'anneau.

3.5.1 Dispersion optique des radiateurs

La dispersion optique des radiateurs se manifeste par une variation de l'angle d'émission des photons produits selon leur longueur d'onde. Cet effet est illustré sur le schéma 3.8 (b). Si θ_1 et θ_2 sont les angles de réfraction pour deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2, l'étalement des photons sur le plan de détection correspondant sera $\delta\rho \approx D(\tan\theta_2 - \tan\theta_1)$. On voit que $\delta\rho$ croit linéairement avec l'espace de glissement D, tout comme le rayon du cône réfracté ($\rho \approx D\tan\theta_1$). La variation relative de ρ due au chromatisme est par conséquent indépendante de la valeur de D :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{\tan\theta_2 - \tan\theta_1}{\tan\theta_1}$$

La dispersion chromatique des radiateurs limite donc intrinsèquement la résolution accessible avec ce type de compteur.

Un grand nombre de matériaux sont utilisables comme radiateur Tcherenkov. Ainsi, il existe des compteurs munis de radiateurs solides, liquides ou gazeux [34]. Dans le cas d'AMS, les contraintes spatiales et la durée de la mission éliminent les phases liquides et gazeuses. Les meilleurs candidats sont les radiateurs solides, qui peuvent se classer en deux familles.

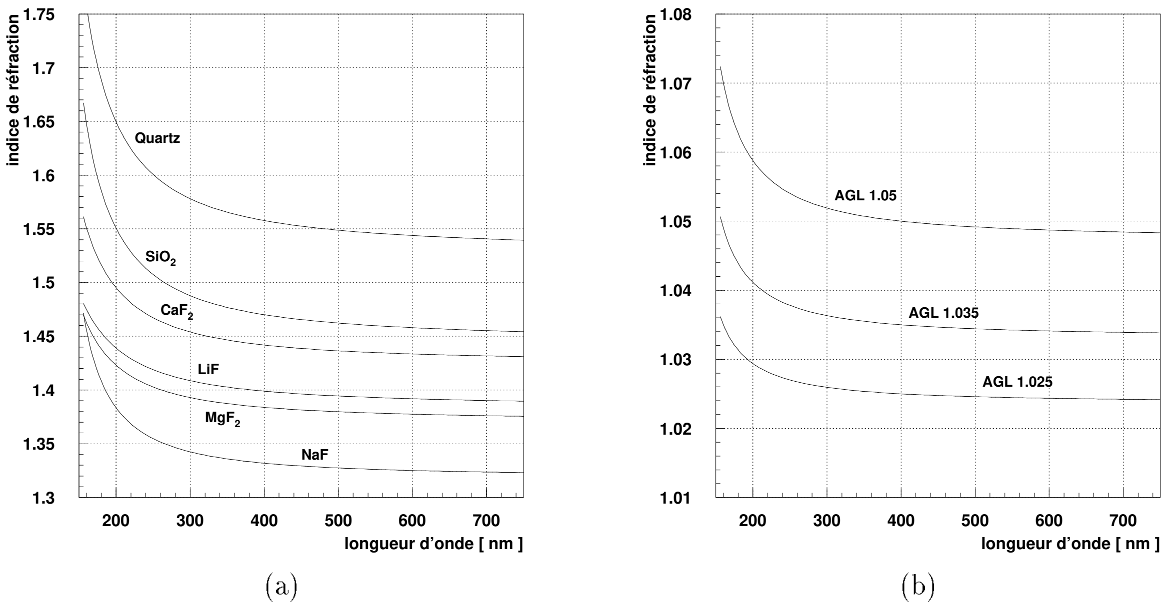


FIG. 3.9: *Chromatisme de matériaux solides utilisables comme radiateur Tcherenkov. (a) Cristaux de fort indice [23]. (b) Matériau aérogel (forme colloïdale de quartz fondu).*

Cristaux

La première classe est constituée de cristaux transparents, caractérisés par un indice de réfraction fort dans le visible ($n \geq 1.3$). Les propriétés optiques de ses matériaux sont bien connues [23]. La dispersion optique dans le visible et l'UV des cristaux les plus fréquemment utilisés sur des détecteurs Tcherenkov est présentée sur la figure 3.9(a). Le Fluorure de Sodium (NaF) a l'indice de réfraction le plus bas ($n \sim 1.33$ dans le visible), mais son indice de réfraction s'envole pour des longueurs d'ondes $\lambda \leq 300$ nm par rapport au Fluorure de Lithium (LiF) et au MgF_2. En considérant des détecteurs sensibles jusqu'à 300 nm, et un espace de glissement d'indice de réfraction $n \approx 1$, Les cônes Tcherenkov sont intégralement réfractés aux petits angles (quelques degrés) pour le NaF et le bifluorure de Magnésium MgF_2. Pour les autres radiateurs, la plage de longueurs d'ondes assurant la condition de réfraction à angle nul diminue pour le LiF, puis s'annule pour les autres radiateurs (on peut se reporter à la figure 3.7(a) qui illustre indirectement cet effet). La lumière est dans ce cas réfléchie dans le radiateur et perdue pour la détection. La condition de réfraction partielle de l'anneau Tcherenkov est à nouveau remplie pour les derniers radiateurs lorsque τ croit. Cet effet, gênant pour un PFRICH, peut être exploité spécifiquement comme moyen de détection : c'est le cas du DIRC [29], installé sur l'expérience BaBar : la lumière Tcherenkov, réfléchie dans des lames de quartz, est dans ce cas naturellement guidée par réflexion totale jusqu'aux détecteurs. Ces cristaux offrent en outre l'avantage d'avoir des propriétés mécaniques proches du verre, ce qui les rend facilement utilisables. Leur transparence dans le visible est de l'ordre de 90 % [34] [17]. La transparence diminue ensuite dans l'UV pour atteindre 85 % à 180 nm. En dessous de cette valeur, la transparence s'effondre rapidement et tend vers 0 dès 110 nm, sauf pour le LiF, dont la décroissance est plus lente ($T \sim 50\%$ à 110 nm).

Aérogels de silice

La deuxième classe de radiateur solide est issue d'une technologie assez récente [47] qui consiste à fabriquer des colloïdes à base de Silice fondue. Ces matériaux portent le nom d'aérogel de silice (AGL) et ont été développés pour la première fois au CEA pour l'expérience HEAO [48]. Les AGL ont une faible densité par rapport à la silice et un indice de réfraction plus petit que les cristaux. Les techniques de fabrication permettent d'obtenir une large gamme d'AGL [49], dont l'indice de réfraction moyen est ajustable dans la gamme :

$$1.01 \leq n_{AGL} \leq 1.15$$

Les AGL ont un indice de réfraction plus faible que les cristaux et leur densité diminue quand $n \to 1$. Ce dernier point peut être compris grâce à la relation de Lorentz-Lorenz [45] [34] qui relie la densité volumique N du matériau à l'indice de réfraction :

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = N\alpha(\lambda)$$

et où $\alpha(\lambda)$ est la polarisabilité des molécules du matériau, à savoir leur fonction de réponse à une excitation électromagnétique de longueur d'onde λ. On raisonne ici et dans la suite dans la gamme de longueur d'onde du visible. Pour $(n-1)$ petit devant 1, le terme de gauche peut s'écrire au premier ordre :

$$n - 1 \approx \frac{3}{2} N\alpha(\lambda)$$

Comme la densité ρ du matériau est liée à N par $\rho = \frac{N\mathcal{N}}{A}$, où $\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro et A la masse atomique, on peut exprimer la dernière relation en fonction de la densité ρ du matériau :

$$n - 1 \approx \rho\alpha(\lambda)$$

On voit que l'indice de réfraction au voisinage de $n = 1$ varie linéairement avec la densité ρ. Pour le moment, il n'existe pas de mesure expérimentale de la dispersion optique des AGL. Cependant, cette grandeur peut être évaluée à partir des propriétés optiques de son constituant, à savoir la silice fondue, en considérant que la variation de n avec λ est due à la variation de α :

$$\frac{\Delta(n-1)}{n-1} \approx \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$$

Pour un matériau donné, α ne dépend pas de la densité, et on peut finalement écrire que :

$$\frac{\Delta(n-1)}{n-1} \approx Constante$$

Sur une plage de longueur d'onde donnée, l'indice de réfraction n_{AGL} d'un AGL de silice peut ainsi être exprimée en fonction des propriétés de son constituant n_{SiO_2} :

$$\frac{\Delta(n_{AGL})}{n_{AGL}-1} = \frac{\Delta(n_{SiO_2})}{n_{SiO_2}-1}$$

L'évolution de $n_{SiO_2}(\lambda)$ est disponible dans la référence [23]. A partir de la formule ci-dessous, on peut estimer la dispersion des radiateurs AGL. Le calcul, développé dans la référence [33], donne :

$$n_{AGL}(\lambda) \approx \frac{\overline{n_{AGL}-1}}{2\,\overline{n_{SiO_2}} \times (\overline{n_{SiO_2}}-1)} \times \left[\frac{0.6961663 \times (0.0684043)^2}{\lambda^2 - (0.0684043)^2} + \frac{0.4079426 \times (0.1162414)^2}{\lambda^2 - (0.1162414)^2} + \frac{0.8974794 \times (9.896161)^2}{\lambda^2 - (9.896161)^2}\right]$$

avec λ exprimé en μm et $\overline{n_i} = n_i(0.4)$. La figure 3.9(b) représente la dispersion optique pour 3 radiateurs AGL d'indice moyen 1.025, 1.035 et 1.05, évaluée avec la formule précédente.

L'inconvénient majeur des AGL vient de la forte diffusion Rayleigh qui disperse la lumière Tcherenkov transmise vers le plan de détection. La quantité de lumière diffusée est proportionnelle à :

$$I_{Rayleigh} \sim e^{-\frac{Cx}{\lambda^4}}$$

où x est l'épaisseur de radiateur traversée, λ la longueur d'onde du photon émis et C un coefficient de "clarté" expérimental, de l'ordre de $10^{-2}\,\mu\text{m}^4.\text{cm}^{-1}$. La dépendance en $\frac{1}{\lambda^4}$ a pour conséquence de diffuser fortement les photons dans l'UV, zone du spectre où la distribution des photons Tcherenkov est la plus importante. Un autre inconvénient des AGL vient de leur fragilité mécanique : ces matériaux sont friables et doivent être manipulés avec précaution. Les AGL sont néanmoins utilisables sur des expériences embarquées [30],[31].

Calcul du chromatisme

L'incertitude sur la mesure de la vélocité par photoélectron, introduite par la dispersion optique des radiateurs,

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ch.} = \frac{\delta n}{n}$$

peut être évaluée par un calcul de δn, à partir d'une fonction de distribution en longueur d'onde $f(\lambda)$, tenant compte :

- de l'efficacité quantique des photocathodes des détecteurs $\epsilon(\lambda)$,
- de la distribution en longueur d'onde des photons Tcherenkov, dérivée de l'équation 3.2,
- de la transmittivité $T(\lambda)$ du radiateur,
- de la fraction de cône Tcherenkov réfractée $\Omega(n(\lambda))$

Le calcul de δn est réalisé comme suit :

$$\begin{cases} \delta n = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2} \\ \langle n \rangle = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda \\ \langle n^2 \rangle = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n^2(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda \\ f(\lambda) = \frac{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \epsilon(\lambda)\, \Omega(n(\lambda))\, T(\lambda)\, \frac{1}{\lambda^2}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \epsilon(\lambda)\, T(\lambda)\, \Omega(n(\lambda))\, \frac{1}{\lambda^2}\, d\lambda} \end{cases}$$

où λ_1 et λ_2 sont imposées par le domaine spectral que couvre la photocathode du détecteur. La fonction de transmission $T(\lambda)$ utilisée pour les cristaux d'épaisseur d est modélisée par :

$$T(\lambda) \approx 0.9 \times d,\ \forall \lambda \in [200, 800]\,\text{nm}$$

Dans le cas d'AMS, les photocathodes envisagées sont seulement sensibles dans le visible et cette approximation est suffisante pour la présente étude.

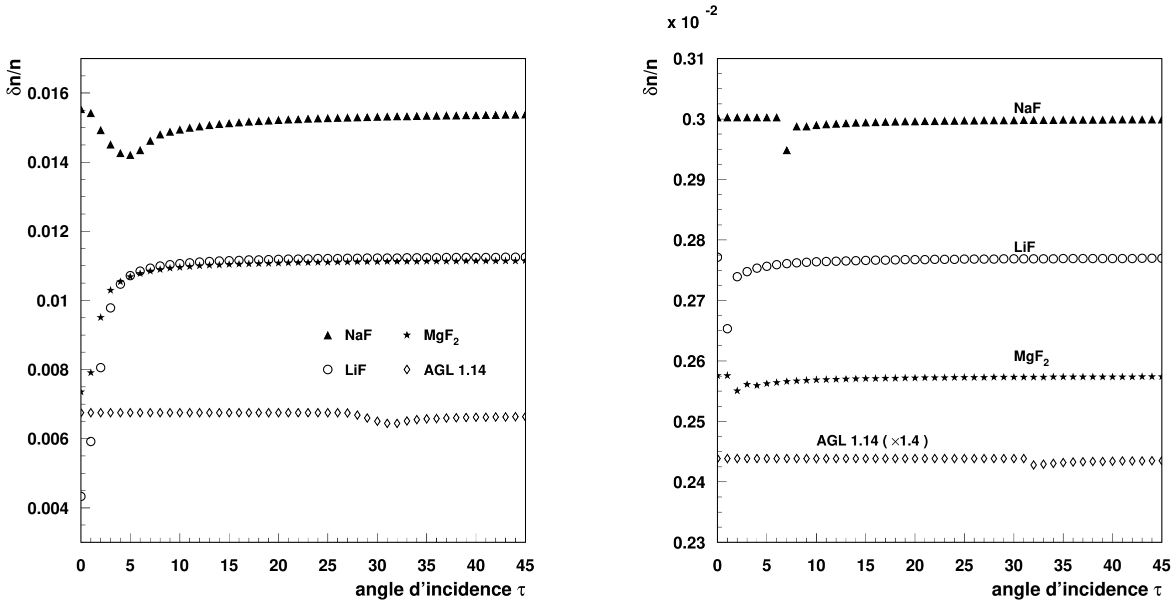
Pour un radiateur AGL, la fonction de transmission est modélisée à partir de la diffusion Rayleigh et intégrée sur l'épaisseur d du radiateur (voir également figure 3.12(b)) :

$$T_{AGL}(\lambda) \sim \frac{\lambda^4}{C} \times \left(1 - e^{\frac{C\,d}{\lambda^4}}\right)$$

On voit que la forme de la fonction de distribution évolue défavorablement avec l'épaisseur : la coupure basse longueur d'onde, toujours très brutale, remontant de 280 nm pour 1 cm à 380 nm pour 3 cm.

Comparaison des performances des différents radiateurs

La figure 3.10 représente l'évolution de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ch.}$ en fonction de l'angle d'incidence τ (exprimé en degrés) de particules à $\beta \sim 1$, pour des radiateurs en NaF, LiF et MgF_2. les courbes (a) sont obtenues en supposant que le détecteur est équipé d'une photocathode en Bialkali B et d'une fenêtre d'entrée en Silice fondue (Type I), ce qui autorise la détection de photons jusquà $\lambda \sim 180$nm. $\frac{\delta n}{n}$ est dans ce cas de l'ordre de 1.5×10^{-2} pour le NaF et de 1.1×10^{-2} pour le LiF et le MgF_2. L'incertitude sur la mesure de β est quasiment plate. La petite dépression visible à petit angle est un effet produit par la variation de la fraction de cône réfractée en fonction de la longueur d'onde des photons. Ainsi, pour le NaF, à $\tau = 0$, toutes les longueurs d'onde de photons détectables sont transmises vers les détecteurs. Puis, lorsque τ croit, une fraction du cône, associé aux petites longueurs d'ondes, commence à être réfléchie, ce qui a pour effet de diminuer le chromatisme. Quand l'angle augmente, le phénomène de réflexion atteint toutes les longueurs d'ondes détectables, les effets se compensent et le chromatisme remonte. Pour les grands τ, la remontée tend vers un équilibre qui vient de ce que la fraction de cône transmise vers les hautes longueurs d'ondes, plus grande, se rapproche doucement de celle des basses longueurs d'ondes. Ce phénomène de dépression est également visible pour les autres radiateurs à des incidences différentes. Les courbes de la figure 3.10(b) sont obtenues avec la même photocathode, mais avec une fenêtre d'entrée en verre sodocalcique, qui coupe les longueurs d'ondes au dessous de 300 nm (l'efficacité quantique associée à ce montage est présentée dans le chapitre suivant sur la figure



(a) fenêtre de Type I (b) fenêtre de Type II

FIG. 3.10: *Contribution de la dispersion optique à l'incertitude sur la mesure de la vélocité β en fonction de l'angle d'incidence τ de la particule, pour des radiateurs en NaF, LiF et MgF_2 d'un cm d'épaisseur. (a) Photocathode en Bialkali B + fenêtre en silice fondue (Type I). (b) Photocathode en bialkali B + fenêtre en verre sodocalcique (Type II).*

4.4). Dans cette configuration, le nombre de photons détectés est moins important (ce point est développé plus loin), mais l'effet du chromatisme est réduit d'un facteur 5 avec $\frac{\delta n}{n} \approx 3 \times 10^{-3}$ pour le NaF, 2.57×10^{-3} pour le MgF_2 et 2.76×10^{-3} pour le LiF. L'effet de dépression de $\frac{\delta n}{n}$ est également visible pour cette configuration, mais d'une manière beaucoup plus discrète.

Pour les AGL d'indice $n \leq 1.1$, l'anneau de lumière est toujours intégralement réfracté, et $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ch.}$ reste constant pour $0 \leq \tau \leq 45°$. Les incertitudes sur la vélocité dues à la dispersion chromatique sont résumées dans la table 3.1 pour les deux classes de radiateurs et pour les deux types de détecteurs. Le nombre de photoélectrons est calculé sur la base de radiateurs d'1 cm d'épaisseur en supposant que 100 % de la surface de détection est photosensible. L'utilisation de détecteurs munis d'une photocathode en verre sodocalcique diminue sensiblement la statistique de photoélectrons utilisable par rapport à l'emploi d'une photocathode en Silice fondue (de l'ordre 50 % pour les cristaux et 30 % pour les AGL). Cependant, cet effet est compensé par la diminution conséquente de la dispersion chromatique (amélioration d'un facteur 4 pour les AGL et presque 5 pour les cristaux) ; si bien qu'au total, l'emploi de la fenêtre en verre sodocalcique devient le meilleur choix. Il faut noter que le verre sodocalcique est pratiquement optiquement équivalent au verre sodocalcique : le premier coupe à $\lambda \approx 300$ nm, tandis que le deuxième coupe à $\lambda \approx 270$ nm. Les performances du détecteur en terme de chromatisme pour ces 2 fenêtres seront du même ordre de grandeur. La statistique proposée dans le tableau est surévaluée, la surface photosensible pouvant au mieux atteindre 75 % sur un PFRICH. Cependant, on a supposé pour les calculs que l'efficacité de collection des électrons de la première dynode du PM est $\eta = 0.7$,

Radiateur	Type I				Type II			
	$\overline{n}$	$\overline{N_{pe}}$	$\frac{\delta n}{n}$ $\times 10^2$	$\frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} \times \frac{\delta n}{n}$ $\times 10^3$	$\overline{n}$	$\overline{N_{pe}}$	$\frac{\delta n}{n}$ $\times 10^3$	$\frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} \times \frac{\delta n}{n}$ $\times 10^4$
NaF	1.354	68	1.5	1.82	1.332	28	3.0	5.6
LiF	1.415	60	1.1	1.42	1.399	25	2.7	5.4
MgF_2	1.399	62	1.1	1.39	1.384	25	2.5	5.0
AGL (1.14)	1.145	30	0.67	1.22	1.139	20	1.7	3.8
AGL (1.035)	1.0363	9	0.187	0.62	1.035	6	0.47	1.9
AGL (1.025)	1.0259	6	0.135	0.55	1.025	4	0.34	1.7

TAB. 3.1: *Contribution de la dispersion optique à l'incertitude sur la mesure de la vélocité pour différents radiateurs dépaisseur 1 cm. Les valeurs sont calculées pour une incidence $\tau = 15°$. Le tableau est scindé en deux sous-parties correspondant à l'utilisation de détecteurs munis d'une photocathode en Bialkali B + fenêtre en Silice fondue (I) ou fenêtre en verre sodocalcique (II).*

qui est une valeur certainement sous-estimée. La réduction de 25% de la statistique, par rapport aux données de la table, est gênante pour les AGL. Il parait clair que l'épaisseur d'1 cm, utilisée pour les AGL afin de comparer les performances de l'ensemble des radiateurs entre eux, n'est pas suffisante et 1 cm de plus est au minimum nécessaire pour assurer une bonne efficacité de reconstruction pour des particules de charge $Z = 1$. La figure 3.12(a) montre l'évolution du nombre de photoélectrons en fonction de l'angle d'incidence τ pour des cristaux de 1 cm et des AGL de 1, 2 et 3 cm d'épaisseur. On voit que la statistique des AGL pour $d = 2$cm augmente de l'ordre de 70% par rapport à $d = 1$ cm, mais le passage de 2 à 3 cm n'améliore plus la statistique que de 30 %. Un compromis avec l'incertitude engendrée par l'épaisseur du radiateur doit alors être trouvé [25]. On peut également noter l'augmentation favorable de la statistique avec l'angle τ pour les AGL de bas indice, de l'ordre de 40% en passant de 0 à 45 degrés. Quand l'indice de réfraction augmente, ce phénomène est compensé par les réflexions internes des photons dans le radiateur, et l'augmentation de τ se traduit par une perte de statistique au delà d'un angle critique qui décroit de $\sim 32°$ pour l'AGL 1.14 à quelques degrés pour le LiF.

Les $\frac{\delta n}{n}$ calculés et présentés ci-dessus donnent la contribution à l'incertitude de mesure de β pour un photon. Pour comparer les performances optiques des différents radiateurs, il faut tenir compte du nombre total de photons détectables. La figure 3.11 propose un classement des différents radiateurs en traçant $\frac{\delta n}{n}$ en fonction du produit $\frac{\delta n}{n} \times \frac{1}{\sqrt{N_p}}$; N_p étant le nombre moyen de photoélectrons détectés avec des radiateurs de 1 cm dépaisseur (100 % de surface photosensible) et pour les détecteurs de type I et II. On voit nettement que l'utilisation d'un détecteur coupant les UV (Type II) améliore les performances du PFRICH quel que soit le type de radiateur : l'augmentation de la statistique de photoélectrons apportée par la sensibilité dans l'UV ne compense pas l'augmentation du chromatisme. L'autre point important est que, malgré un nombre moyen de photoélectrons faibles pour les AGL, la résolution en vélocité est meilleure que pour les radiateurs NaF, LIF et MgF_2.

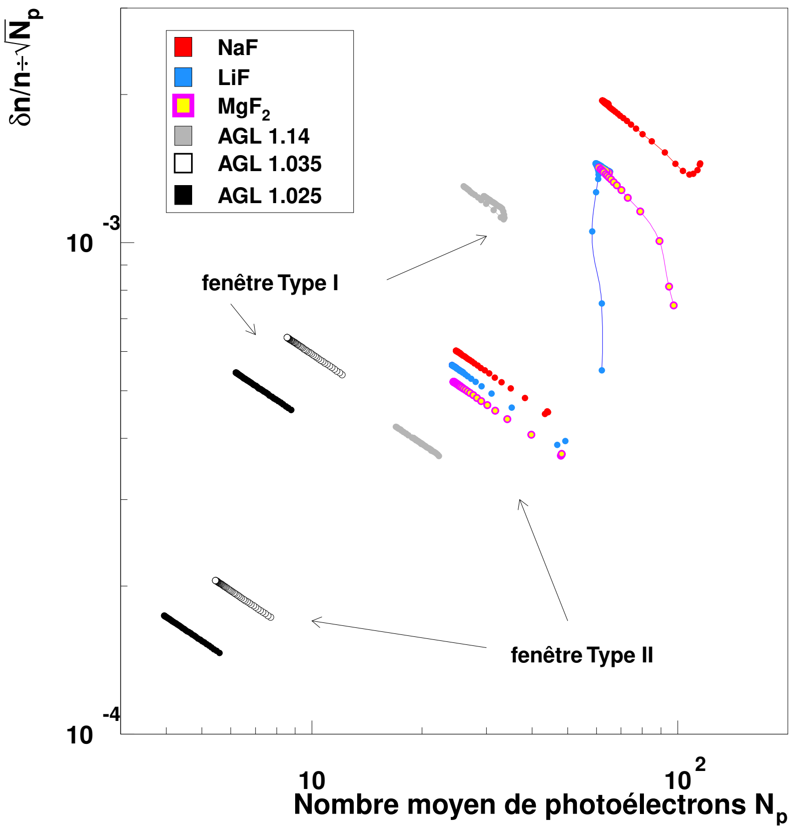


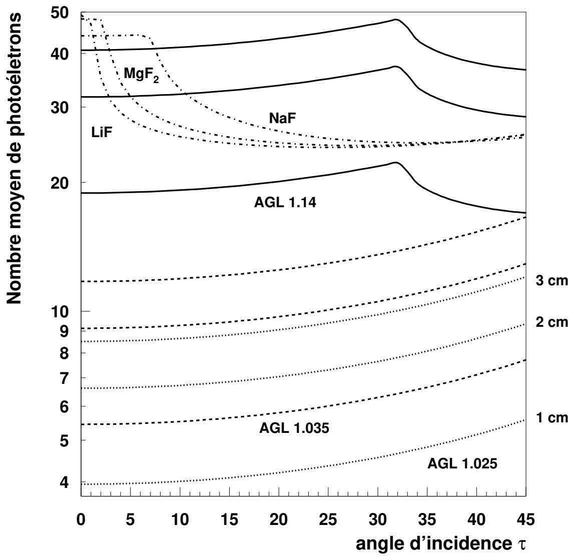
FIG. 3.11: *Comparaison de l'incertitude sur la mesure de la vélocité due au chromatisme, pour différents radiateurs, en fonction du nombre moyen de photoélectrons détectés. Les deux groupes de valeurs pour chaque radiateur correspondent aux deux types de photodétecteurs déjà présentés sur la figure 3.10 (voir texte). L'étalement des valeurs pour chaque radiateur vient de la variation de l'angle d'incidence* $0 \leq \tau \leq 45°$

3.5.2 Effet de l'épaisseur du radiateur

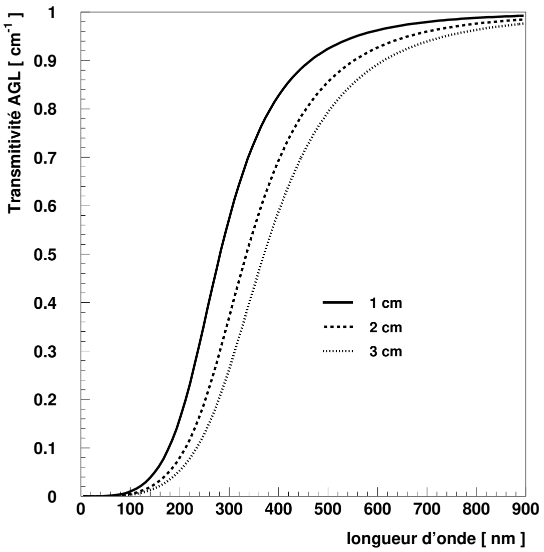
On a vu dans la section 3.3 que la côte d'émission du photon dans le radiateur est inconnue et fait l'objet d'une approximation par $z = \frac{d}{2}$. Cette approximation introduit une incertitude sur la mesure de l'angle θ_c que l'on se propose d'étudier, dans un premier temps à incidence nulle, et dans un deuxième temps on essayera de calculer l'incertitude dans le cas général.

Cas d'une incidence normale

A angle d'incidence nul, en supposant $n \leq \sqrt{2}$, l'épaisseur du radiateur élargit uniformément l'anneau Tcherenkov d'une quantité $\delta\rho = d \tan\theta_c$, tandis que la largeur de l'anneau vaut $\rho \approx D \tan\theta_r$ ($\frac{d}{D} \ll 1$) (voir par exemple la figure 3.8(b)). L'épaisseur relative totale de l'anneau a



(a)



(b)

FIG. 3.12: *(a)Nombre moyen de photoélectrons produits pour différents radiateurs. Les radiateurs en NaF, LiF et MgF$_2$ ont 1 cm d'épaisseur ; les courbes pour les AGL sont proposées pour trois épaisseur : 1,2 et 3 cm. (b) Transmittivité Rayleigh intégrée sur l'épaisseur d de l'AGL exprimé par unité d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde λ. Les 3 courbes correspondent à des radiateurs de 1,2 et 3 cm dépaisseur.*

donc pour expression :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{d \tan\theta_c}{D \tan\theta_r} \tag{3.9}$$

Les photons Tcherenkov sont émis de manière aléatoire pendant toute la traversée de la particule dans le radiateur ; par conséquent, l'écart type σ_ρ de la distribution des photons dans $\delta\rho$ est :

$$\sigma_\rho = \frac{d \tan\theta_c}{\sqrt{12}} \tag{3.10}$$

La relation générale reliant $\frac{\delta\beta}{\beta}$ à $\frac{\delta\rho}{\rho}$ pour une incidence nulle est :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\tan^2\theta_c}{1+\tan^2\theta_r}\frac{\delta\rho}{\rho} \tag{3.11}$$

Le calcul de cette relation est proposé en annexe.

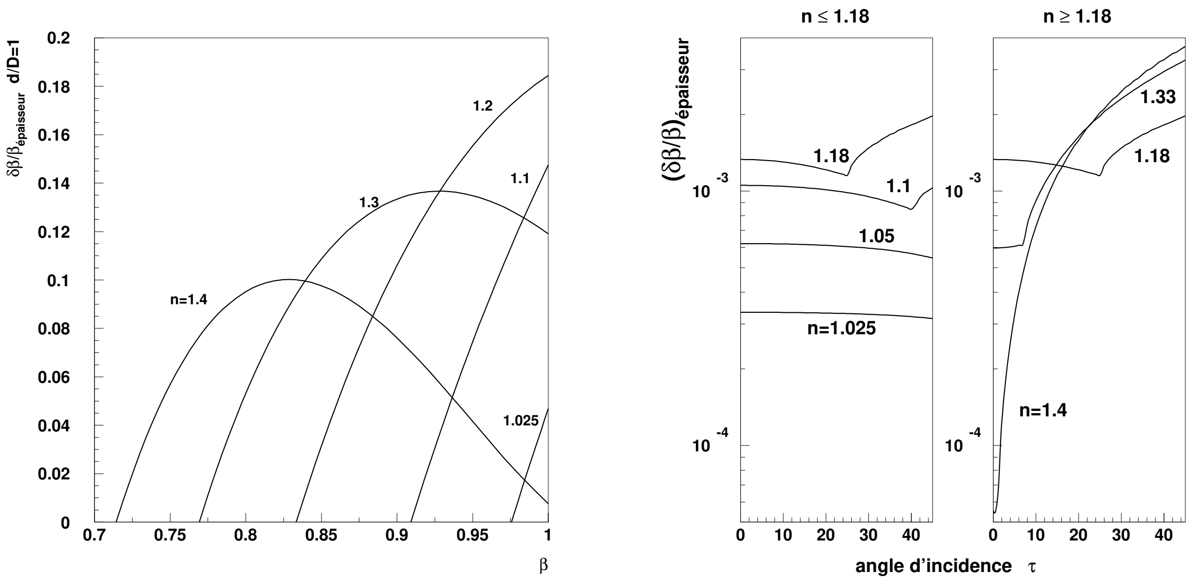
En substituant 3.9 dans 3.11 et en tenant compte de 3.10, on peut exprimer $\frac{\delta\beta}{\beta}$ en fonction de θ_c et θ_r :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ep.} \approx \frac{\tan^3\theta_c}{\tan\theta_r(1+\tan^2\theta_r)}\frac{d}{D\sqrt{12}} \tag{3.12}$$

puis en fonction de β et n à l'aide de la table A.1 de l'annexe :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ep.} \approx \frac{1}{\beta^2}(\beta^2 n^2 - 1)(1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}} \frac{d}{D\sqrt{12}} \tag{3.13}$$

La dépendance en $\frac{d}{D}$ est avantageuse : l'incertitude due à l'épaisseur du radiateur peut être réduite en augmentant l'espace de glissement. L'évolution de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ en fonction de β pour plusieurs indices de réfraction est proposée sur la figure 3.13(a). Au voisinage du seuil Tcherenkov ($\theta_c \sim 0$), on a $\frac{\delta\beta}{\beta} \sim \tan^2\theta_c$, si bien que $\frac{\delta\beta}{\beta} \to 0$ pour $\theta_c \to 0$, puis $\frac{\delta\beta}{\beta}$ croit avec θ_c croissant. Un phénomène de compensation apparait pour les forts indices à haut β et l'incertitude sur la vélocité se met à décroitre, si bien qu'au total, la courbe globale a une forme de cloche pour $n \leq 1.3$. Cette décroissance de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ est une conséquence du différentiel d'indice $n-1$ fort entre le radiateur et l'espace de glissement pour $n \geq 1.3$: à grand θ_c (grand β), $\theta_r \gg \theta_c$ et le rayon de l'anneau ρ croit plus vite que son épaisseur $\delta\rho$, d'où la redescente de $\frac{\delta\beta}{\beta}$ pour $\beta \sim 1$. Cette compensation disparait pour les indices plus faibles car θ_r se rapproche de θ_c. Ce point est handicapant pour les indices intermédiaires (exemple $n \approx 1.2$). Pour les faibles indices, la petite plage de variation de θ_c limite *de facto* le maximum de $\frac{\delta\beta}{\beta}$, ce qui rend les matériaux de faible indice intéressant vis à vis de l'incertitude sur la pixelisation.



(a) (b) (c)

FIG. 3.13: *(a)Evolution de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ en fonction de β pour différents indices de réfraction n de radiateur, avec $\tau = 0$ et $\frac{d}{D} = 1$ (b),(c) Variation de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ en fonction de τ pour différents radiateurs ((b) $n \leq 1.18$ - (c) $n \geq 1.18$) et pour $d = 10$ mm, $D = 400$ mm, $\beta = 1$.*

Cas d'une incidence τ non nulle

Lorsque l'angle d'incidence τ est non-nul, la largeur de l'anneau réfracté dépend de l'angle ϕ. La dépendance de $\delta\rho$ en ϕ peut être estimée en considérant une émission de photons dans toute l'épaisseur du radiateur et dans la direction $\vec{n}_\phi$, où ϕ est défini comme précédement ; cette situation est illustrée sur la figure 3.14(a). E,M et F sont respectivement le point d'entrée, le point

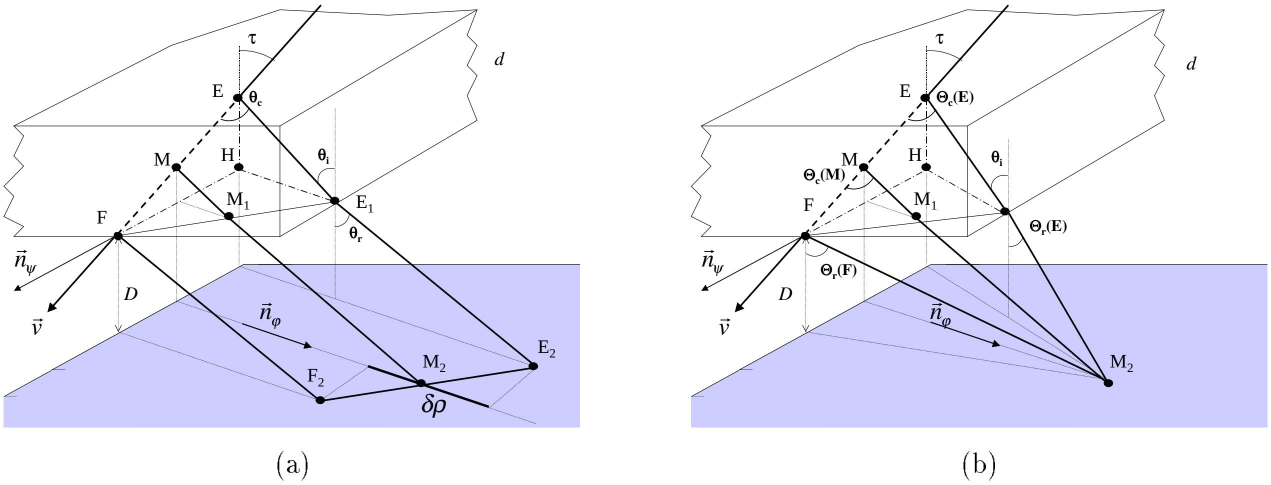


FIG. 3.14: *(a) Notations introduites pour le calcul de $\delta\rho$ dans le cas général où $\tau > 0$. L'épaisseur du radiateur est d, tandis que l'espace de glissement vaut D. (b) Notations introduites dans le calcul de $\delta\theta_c$ dans le même cas.*

médian et le point de sortie de la particule dans le radiateur. La bande d'émission de lumière s'étale à l'interface de sortie sur le segment FM_1, puis est réfractée sans variation de taille vers le plan de détection, si bien que $\overrightarrow{FM_1} = \overrightarrow{F_2M_2}$. En utilisant le fait que $\overrightarrow{HF} = d\tan\tau\vec{n}_\psi$ et que $\overrightarrow{HE_1} = d\tan\theta_i\vec{n}_\phi$ ($\vec{n}_\psi$ et $\vec{n}_\phi$ sont respectivement la projection normalisée du vecteur vitesse de la particule et du photon émis sur le plan de détection), on obtient :

$$\overrightarrow{F_2E_2} = d\left(\tan\theta_i\,\vec{n}_\phi - \tan\tau\,\vec{n}_\psi\right)$$

Le segment F_2E_2 n'est pas directement l'épaisseur de l'anneau. La figure réfractée sur le plan de détection est une ellipsoïde dont le rayon de courbure dépend de $(\phi - \psi)$ d'une manière complexe. L'épaisseur $\delta\rho$ est la projection locale de F_2E_2 sur l'axe du rayon de courbure. Sans connaître l'expression du rayon de courbure, on peut cependant majorer l'épaisseur à l'incidence τ par :

$$\delta\rho_{max} = d\left(\tan\theta_i + \tan\tau\right)$$

Il faut noter que la dépendance de $\delta\rho$ est toujours une fonction linéaire de d et que l'accroissement de l'épaisseur du à l'angle reste toujours inférieure à d, vu que $\tan\tau \leq 1$. Le point important est que $\frac{\delta\beta}{\beta}_{pix.}(\tau)$ décroit toujours avec $\frac{d}{D}$.

En conséquence, dans l'hypothèse ou $\frac{d}{D} \ll 1$, la variation de la mesure de θ_c sur l'épaisseur d du radiateur reste petite et on peut faire un développement limité de θ_c autour de $z = \frac{d}{2}$:

$$\theta_c(\frac{d}{2}+z) \approx \theta_c(\frac{d}{2}) + z\frac{\Delta\theta_c}{\Delta z}$$

avec $\Delta z = d$ et où cette fois les valeurs de $\theta_c(z)$ sont calculées depuis la trajectoire de la particule vers le même point d'impact de photon sur le détecteur (voir figure 3.14(b)). Dans ce cas, $\Delta\theta_c = \theta_c(F) - \theta_c(E)$ où E et F sont respectivement les points d'émission de photons localisés à l'entrée (z=0) et à la sortie (z=d) du radiateur. L'écart-type de la distribution des $\theta_c(z)$ se réduit, de part sa dépendance linéaire en z, à :

$$\sigma_{\theta_c} = \frac{\Delta\theta_c}{\sqrt{12}}$$

Et finalement, la valeur de l'incertitude sur la mesure de la vélocité due à l'épaisseur du radiateur, valable pour toute incidence τ, s'écrit :

$$(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.} = \tan\theta_c(M)\frac{|\theta_c(F)-\theta_c(E)|}{\sqrt{12}}$$

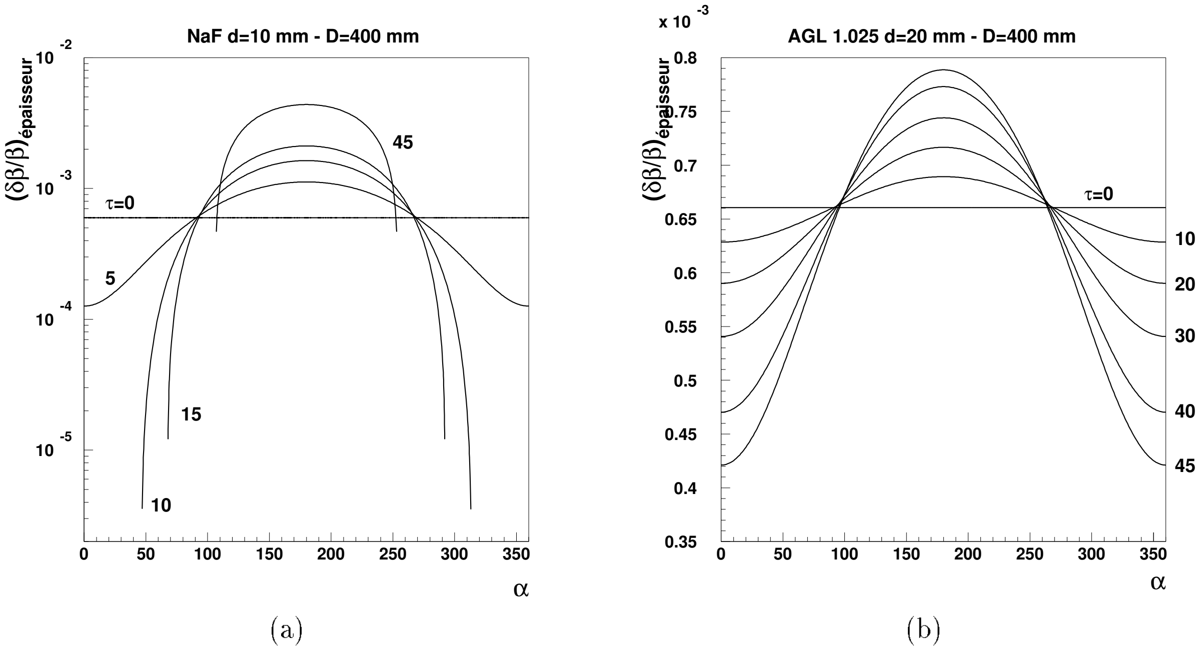


FIG. 3.15: *Evolution de l'incertitude sur la vélocité due à l'épaisseur du radiateur en fonction de l'angle α d'émission du photon dans $R_{\tau,\psi}$ pour $\beta = 1$, et pour deux radiateurs différents. (a) Radiateur d'indice moyen 1.332 - d= 10 mm, D=400 mm ($\frac{d}{D} = 2.5\times10^{-2}$). (b) Radiateur d'indice moyen 1.025 - d= 20 mm, D=400 mm ($\frac{d}{D} = 5\times10^{-2}$).*

Bilan

La dépendance en ϕ de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ est illustrée sur la figure 3.15 par l'intermédiaire de l'angle α, qui décrit le cône Tcherenkov dans le repère propre de la trajectoire, pour deux radiateurs d'indice $n = 1.332$ (NaF)(a) et $n = 1.025$ (AGL)(b) et pour différentes valeurs de τ. $\alpha = 0$ correspond à des photons émis au dessus de la particule, pour lesquels $\theta_i \sim \theta_c + \tau$, si bien que l'angle de réfraction θ_r est augmenté par rapport au cas où $\tau = 0$. Dans ce cas, le rapport $\frac{\delta\rho}{\rho}$ est avantageux ($\rho \approx D \tan\theta_r$) et $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ est petit. $\alpha = 180$ correspond à des photons émis sous la particules et pour lesquels cette fois $\theta_i \sim \tau - \theta_c$. L'angle de réfraction θ_r est plus petit que dans le cas précédent et $\frac{\delta\rho}{\rho}$ est moins favorable ; l'incertitude est par conséquent plus forte dans ces directions. Pour les bas indices, l'anneau réfracté est toujours fermé et les fluctuations de l'incertitude selon α se compensent. L'incertitude moyenne diminue même légèrement avec τ croissant (voir figure3.13(b)). Ainsi, pour un rapport $\frac{d}{D} = 2.5 \times 10^{-2}$, $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ reste inférieur à $\approx 6 \times 10^{-4}$, pour les AGL d'indices $n \leq 1.05$, quel que soit $\tau \leq 45°$.

Pour les forts indices, lorsque τ augmente, une partie de l'anneau est réfléchie dans le radiateur et seuls les photons émis sous la trajectoire sont réfractés, si bien que le phénomène de compensation disparait et l'incertitude moyenne croit fortement avec τ (voir figure 3.13(c)). L'incertitude passe ainsi pour un radiateur en NaF, pour $\frac{d}{D} = 2.5 \times 10^{-2}$, de 6×10^{-4} pour $\tau = 0$ à $\approx 3 \times 10^{-3}$ pour $\tau = 45°$. On est donc en droit de s'attendre à voir les performances d'un PFRICH utilisant des cristaux se dégrader avec τ. En fait, l'effet introduit est minime [25]. L'explication est contenue dans la table 3.1 résumant les contributions du chromatisme pour différents radiateurs. Dans l'hypothèse de l'utilisation d'une photocathode de type II, le chromatisme du NaF est $\frac{\delta n}{n} \approx 3 \times 10^{-3}$ par pixel. La contribution à l'incertitude due à l'épaisseur vaut $\sigma_e \approx 6 \times 10^{-4}$ pour $\tau = 0$ et passe grosso-modo à 2.5×10^{-3} pour $\tau = 30°$. L'incertitude totale par pixel passe donc seulement de $\sigma_{n+e} \approx 3.06 \times 10^{-3}$ à 3.9×10^{-3} pour $\tau = 30°$.

L'effet de l'indice de réfraction sur $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{ep.}$ est également visible sur la figure 3.15 en comparant (a) et (b) pour $\tau = 0$: l'incertitude atteinte avec un radiateur en NaF d'épaisseur $d = 10$mm est du même ordre qu'avec un radiateur aérogel (AGL) deux fois plus épais.

3.5.3 Effet de la pixelisation

Pour la mission d'AMS, la contrainte de fiabilité de fonctionnement du RICH sur plusieurs années, ajoutée à la condition de fonctionnement du détecteur en mode de comptage des photons pour mesurer la charge des ions, restreint la gamme des photodétecteurs utilisables à l'emploi de détecteurs solides, comme les photomultiplicateurs (PM) ou les diodes hybrides (HPD). Le choix des détecteurs du RICH d'AMS a en fait récemment été fait : il s'agira très vraissemblablement de PM Hamamatsu de type R-5900 à photocathode segmentée. Chaque PM contient 16 pixels de 4×4 mm^2. Les PM du prototype sont pour leur part rond : dans la suite, on calculera l'incertitude sur l'angle θ_c pour ses deux scénarios.

Cas d'une incidence nulle

A incidence nulle, en supposant le détecteur pavé d'un réseau de pixels de taille caractéristique p_0, l'épaisseur équivalente $\delta\rho$ de l'anneau provoquée par la pixelisation vaut :

$$\delta\rho \approx p_0 \times \cos\theta_r$$

où le terme en $\cos\theta_r$ vient du fait que les photons arrivent sur le pixel sous un angle θ_r, si bien que la surface apparente du pixel est plus petite. C'est purement un effet d'angle solide. en supposant la distribution des impacts uniformes dans la surface du pixel, on introduit de plus un facteur $\sqrt{12}$ dans l'expression de $\frac{\delta\rho}{\rho}$, qui s'écrit :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{cos\theta_r}{\tan\theta_r} \frac{p_0}{D} \tag{3.14}$$

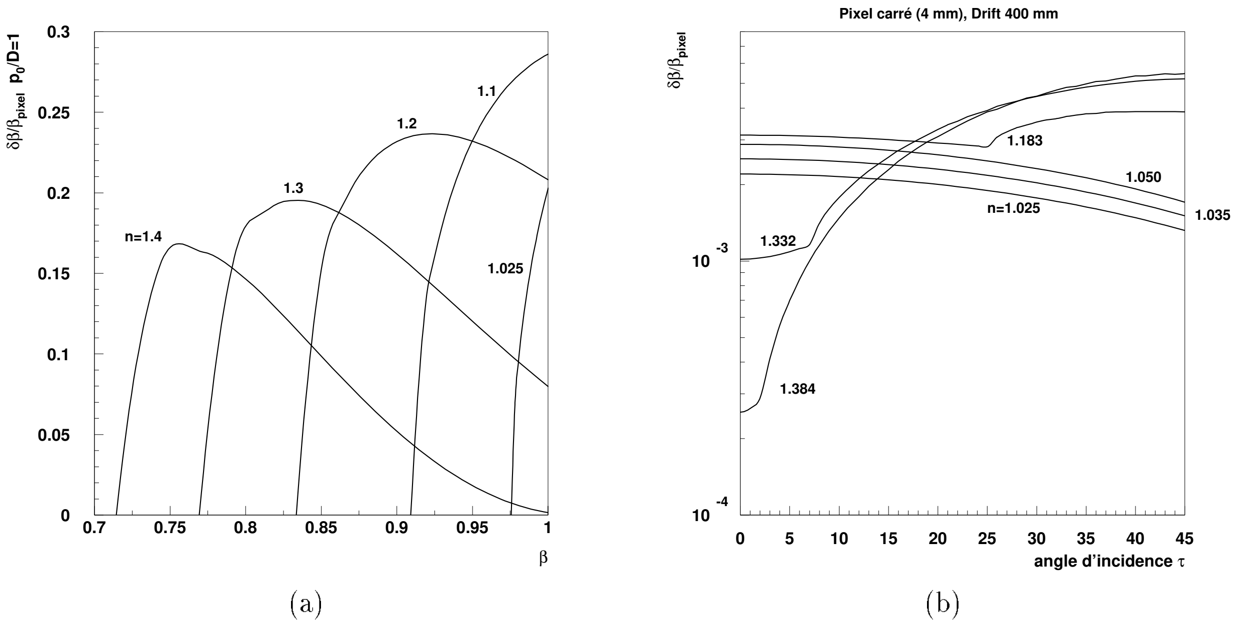
On en déduit l'expression de $\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{pix.}$ en fonction de θ_c et θ_r, à l'aide de 3.11 :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{pix.} \approx \frac{\tan^2\theta_c}{\tan\theta_r(1+\tan^2\theta_r)^{\frac{3}{2}}} \frac{p_0}{D\sqrt{12}} \tag{3.15}$$

puis en fonction de β et nà l'aide de la table A.1 de l'annexe :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{pix.} \approx \frac{1}{\beta^3}(\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}}(1+\beta^2-\beta^2 n^2)^2 \frac{p_0}{D\sqrt{12}} \tag{3.16}$$

La dépendance en $\frac{p_0}{D}$ est avantageuse, comme pour l'effet de l'épaisseur et permet de minimiser l'erreur due à la pixelisation en augmentant la distance de glissement. On retrouve dans l'expression (3.16) les mêmes polynômes que dans l'expression précédente (3.13), mais avec des exposants différents. L'allure des courbes est très similaire à celle de la figure 3.13(a) et on peut se référer au 3.5.2. pour une interprétation de leur forme.



(a) (b)

FIG. 3.16: *(a) Variation de* $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{pixel}$ *en fonction de la vélocité* β *pour plusieurs indices de réfraction* n *du radiateur, à incidence nulle* $\tau = 0$ *et avec* $\frac{p_0}{D} = 1$ *(voit texte). (b) Variation de* $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{pixel}$ *moyennée sur l'anneau réfracté en fonction de* τ*. Les pixels sont carrés de côté* $p = 4\,mm$*, la distance de glissement vaut* $D = 400\,mm$*.* $(\beta \sim 1)$ *Voir texte.*

Cas d'une incidence τ non nulle

L'incertitude sur la mesure de l'angle θ_c vient du fait que le point d'impact du photon sur le pixel touché est inconnu. Le photon peut tomber n'importe où sur la surface S du pixel et la densité de probabilité associée est :

$$\frac{d^2P}{d^2S} = \frac{1}{S} = constante.$$

L'incertitude sur la vélocité due à la pixelisation, à savoir :

$$(\frac{\delta\beta}{\beta})_{pix.} = \tan\theta_c\delta\theta_c$$

peut être calculée dans le cas général à partir de la fonction de distribution $\frac{d^2P}{d^2S}$:

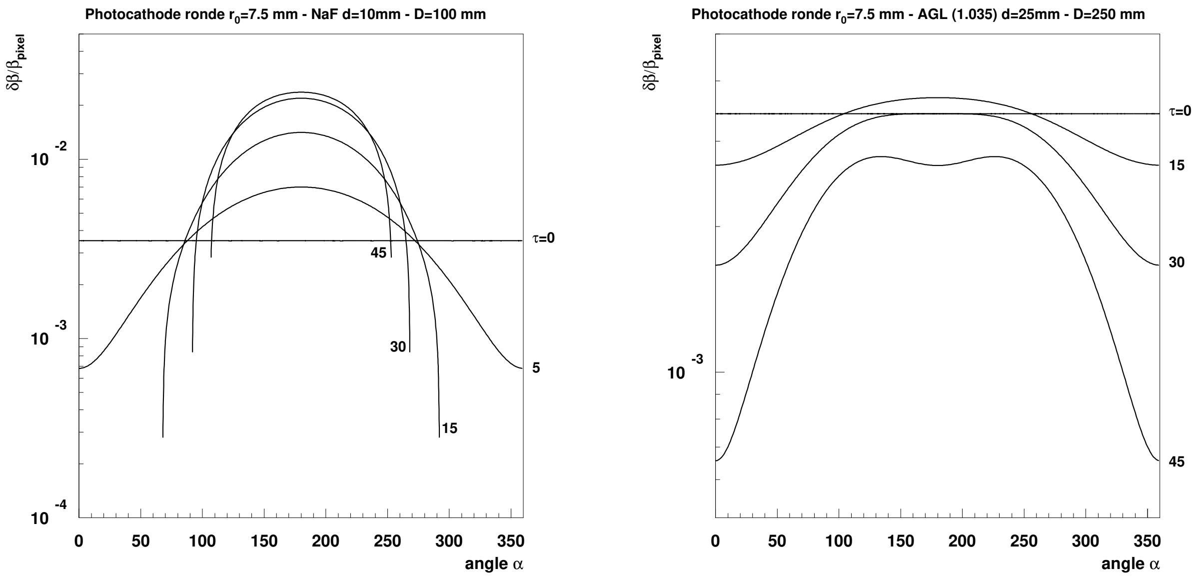
$$\begin{cases} \delta\theta_c = \sqrt{\langle\theta_c^2\rangle - \langle\theta_c\rangle^2} \\ \langle\theta_c\rangle = \frac{1}{S}\int\int_S \theta_c(S)dS \\ \langle\theta_c^2\rangle = \frac{1}{S}\int\int_S \theta_c^2(S)dS \end{cases}$$

Pour les pixels carrés et ronds, les intégrales introduites ne sont pas calculables analytiquement. L'intégration est faite numériquement en introduisant les paramètres suivants :

- pixel rond : rayon de la photocathode r_0
- pixel carré : longueur d'un côté p, orientation des axes des pixels sur les axes du détecteur.

D'un point de vue mathématique, la valeur moyenne de θ_c sur le pixel, notée $\langle\theta_c\rangle$, est différente de la valeur de θ_c calculée au centre du pixel (valeur notée θ_{pix}). L'écart relatif entre ces quantités est tracé sur la figure 3.18(b) pour une configuration assez défavorable (cas du prototype, voir chapitre suivant) : gros pixel (rayon $r_0 = 7.5$ mm) et petit espace de glissement ($D = 100$ mm), avec un radiateur en NaF ($d = 10$ mm). Les différentes courbes correspondent à différents angles d'incidence. On voit que l'erreur relative reste petite, sauf aux grands angles où elle s'approche de 10^{-3}. Avec un espace de glissement plus grand et des petits pixels, l'écart devient négligeable, par rapport aux autres sources d'incertitudes, si bien que l'évaluation de la mesure de la vitesse peut toujours se faire directement à partir du centre des pixels.

Outre la dépendance en $\frac{p_0}{D}$, l'incertitude sur la mesure de vélocité due à la pixelisation est sensible à la valeur de l'angle de réfraction des photons vers le plan de détection. En effet, plus l'angle θ_r est petit et plus l'angle solide sous lequel est vu le pixel est grand. L'incertitude est dans ce cas maximale. Inversement, de grands angles de réfraction minimisent l'effet de la pixelisation. Ce phénomène peut être observé indirectement sur les figures 3.17(a),(b). Les photons émis autour de $\alpha = 180°$ sont ceux pour lesquels l'angle de réfraction est le plus bas. Pour le cristal de NaF (indice 1.332) (voir figure 3.17(a)) le phénomène est marqué et l'incertitude augmente d'un facteur ≈ 5 lorsque l'angle d'incidence passe de 0 à $\tau \sim \theta_c$. la dépendance en θ_r est plus explicite sur la figure 3.18(a) où la variable $\rho \approx D\tan\theta_r$, introduite dans la section 3.3, est tracée en fonction de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{pix}$ dans les mêmes conditions ; la distance entre chaque rond ($\circ$) dessiné eest une image de la densité de photons. On voit clairement que la distribution des ρ sur l'anneau réfracté s'approche de 0 avec τ croissant. Le faible angle Tcherenkov des AGL (ici,



(a) (b)

FIG. 3.17: *Evolution de l'incertitude sur la mesure de la vélocité due à la pixelisation du plan de détection en fonction de l'angle d'émission des photons dans le repère de la trajectoire pour différents angles d'incidence, pour des pixels rond de rayon $r_0 = 7.5mm$ dans le cas d'un radiateur de NaF (a) et d'AGL d'indice 1.035 (b); $\beta \sim 1$. Voir texte.*

indice de 1.035, soit $\theta_c \approx 15°$) est plus avantageux quant à l'effet de la pixelisation : après une légère augmentation de l'incertitude lorsque τ passe de 0 à θ_c, l'incertitude décroit globalement au delà puisque l'ensemble des photons sont réfractés avec un angle minimum $\theta_r \approx \tau - \theta_c$.

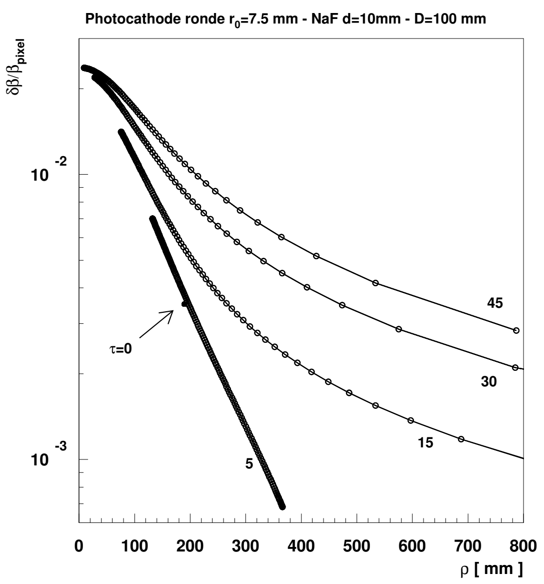
L'évolution globale de $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{pix}$, moyennée sur l'anneau réfracté, est tracée en fonction de τ pour plusieurs radiateurs sur la figure 3.16(b). l'effet de la pixelisation ressemble beaucoup à celui de l'épaisseur du radiateur (voir figure 3.13)(b)). Pour les radiateurs AGL de bas indice l'amélioration de la résolution avec τ y est cependant plus marquée (gain de l'ordre de 40% entre $\tau = 0$ et $\tau = 45°$). Pour les radiateurs d'indice élevé, les grands angles de réfraction des photons à petits angles d'incidence contribuent à diminuer l'incertitude due à la pixelisation par rapport aux AGL. L'effet de l'ouverture du cône à plus grand angle, conjugué avec la diminution de l'angle θ_r moyen, fait augmenter l'incertitude d'un bon facteur 10 jusqu'à $\tau = 45°$.

3.6 Bilan des incertitudes

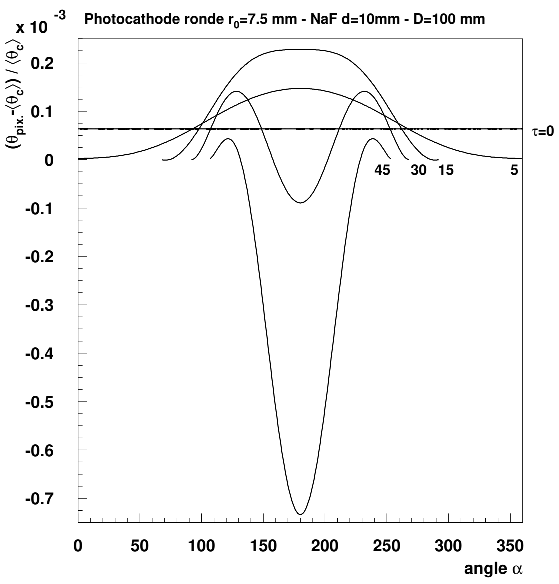
Trois sources d'incertitudes sur la mesure de la vélocité ont été étudiées dans le cas d'un PFRICH. Des méthodes générales de calcul d'incertitude pixel par pixel ont été développées et ont permis d'apprendre à mieux comprendre le fonctionnement d'un PFRICH. Les origines des incertitudes étudiées sont :

- le chromatisme du matériau radiateur,

- l'effet de l'épaisseur,



(a)



(b)

FIG. 3.18: *(a) Evolution de l'incertitude sur la mesure de la vélocité due à la pixelisation du plan de détection avec $\rho \approx \tan\theta_r$, pour des pixels rond de rayon $r_0 = 7.5mm$ dans le cas d'un radiateur de NaF, voir aussi figure 3.17(a) et texte. (b) Ecart relatif entre l'angle Tcherenkov moyenné sur le pixel et l'angle Tcherenkov calculé au centre du pixel pour différents angles d'incidences.*

– l'effet de la pixelisation du plan de détection,

Les incertitudes calculées serviront dans le chapitre 5 pour réaliser un ajustement des anneaux Tcherenkov sur le prototype.

Il faut citer pour compléter deux autres sources d'incertitudes sur la mesure de β :

– la diffusion multiple dans le radiateur :
celle ci vaut $\frac{\delta\beta}{\beta} \approx 1.56 \times 10^{-3}$ pour un cristal d'1 cm d'épaisseur [46]. Pour de l'AGL, la faible densité va contribuer à diminuer cette valeur. L'étude reste à faire.

– l'incertitude sur la trajectoire reconstruite :
dans le cas d'AMS, cette incertitude sera négligeable, compte tenu de la grande précision du Trajectomètre. Sur le prototype, l'incertitude sur le point de passage de la particule est non négligeable, (calculée dans le chapitre 5), mais demeure petite devant l'incertitude due à la taille des pixels.

Chapitre 4

Le prototype d'imageur

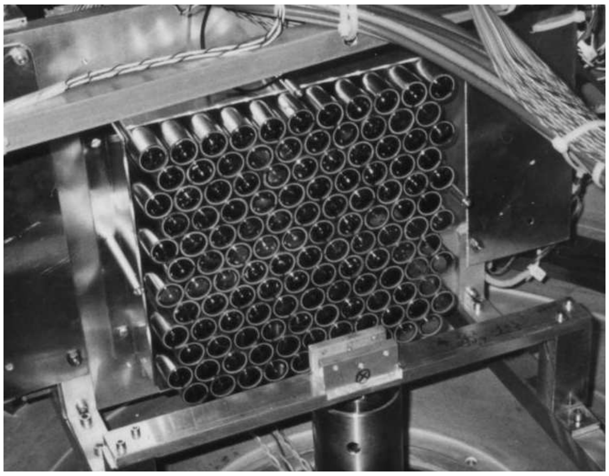


FIG. 4.1: *Version compactée du détecteur pendant les tests sur faisceau d'ions.*

Le prototype d'imageur a été conçu et réalisé à l'ISN à partir de l'été 1997. Les premiers anneaux ont été observés dès avril 1998. L'imageur est constitué d'un ensemble de photomultiplicateurs (PM) arrangés en réseau hexagonal. Une électronique prototype de lecture des données a été étudiée et construite parallèlement. Le bâti mécanique supportant le détecteur est prévu pour faire varier facilement la distance de glissement, afin d'optimiser les performances du détecteur en fonction du type de radiateur testé. L'imageur est placé dans une chambre à diffusion et peut être disposé horizontalement pour des tests en rayons cosmiques ou bien verticalement pour des tests sur faisceau. Une photographie du dispositif expérimental en configuration "cosmique" est proposée sur la figure 4.2, tandis qu'un schéma de principe du dispositif expérimental global est présenté plus loin dans le chapitre sur la figure 4.16. Des supports de radiateurs ont été réalisés pour les deux configurations. La reconstruction de la trajectoire des particules incidentes est assurée par des chambres proportionnelles multifils. Trois scintillateurs, couplés à des PMs, fournissent le déclenchement expérimental de l'acquisition. Le télescope de scintillateur est adapté, de part sa géométrie, à l'acceptance du détecteur. L'acquisition générale de l'expérience est gérée par le logiciel OASIS, développé par le LAL, installé sur une station SUN. Chaque élément du dispositif expérimental est présenté en détail dans ce chapitre.

FIG. 4.2: *Photographie du dispositif expérimental en configuration cosmique. Trois chambres à fil XY sont visibles au dessus de la chambre à diffusion.*

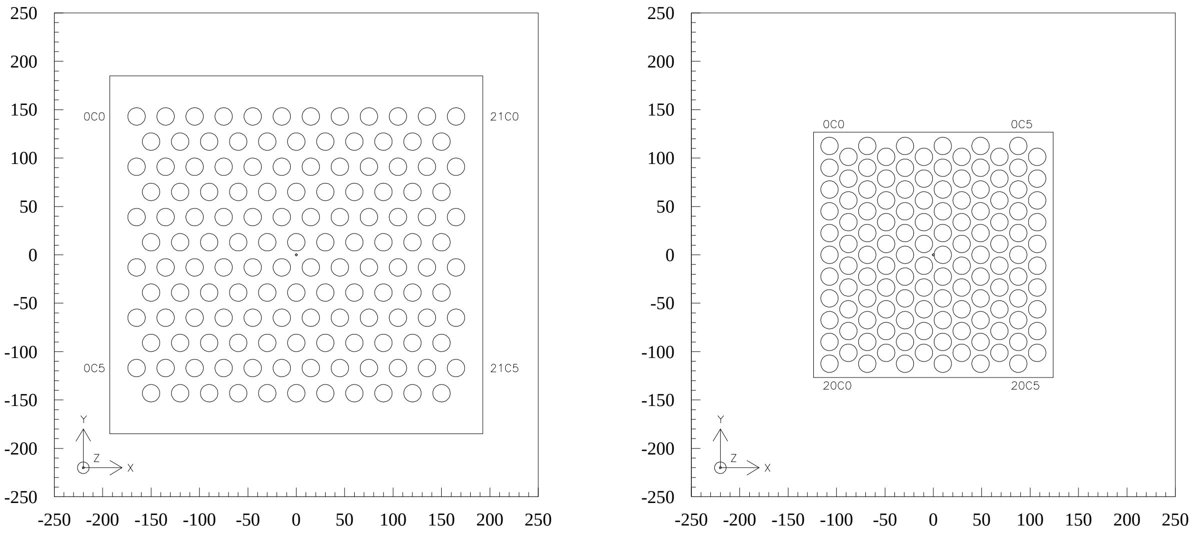
4.1 L'imageur et son électronique

4.1.1 Matrice de photomultiplicateurs

L'imageur est composé de PM Philips XP2802, arrangés en réseau hexagonal. Ces photomultiplicateurs, disponibles au moment de la construction, ont été utilisés sur le détecteur Hypolit [20]. Le PM XP2802 est équipé d'une photocathode de type bialkali B $\approx$ 18 mm de diamètre. La fenêtre d'entrée du PM est en verre sodocalcique, ce qui a pour effet de couper les longueurs d'ondes à 300 nm. au total, le PM est sensible dans le bleu. La courbe d'efficacité quantique de la photocathode en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure 4.4. Le XP2802 est caractérisé par :

- un gain élevé, de l'ordre de 10^6 (le PM est équipé de 12 dynodes)
- une tension nominale faible, de l'ordre de 900 V
- une bonne sensibilité au photon unique
- une efficacité de collection des électrons sur la première de l'ordre de 85%

Deux arrangements géométriques des PM ont été testés, représentés sur la figure 4.3. Une première version de la matrice, contenant 132 PM au pas de 30 mm, couvre une surface de détection $S_1 = 330 \times 301\,\mathrm{mm}^2$ avec $\epsilon_1 \sim 31.5\%$ de surface photo-sensible. Cette version, visible sur la figure 4.2, a été utilisée pendant la première campagne de test en rayons cosmiques, de juin à décembre 1998. Cette configuration permet d'observer de grands anneaux. Les PM ont ensuite été compactés au maximum jusqu'à ce que les blindage extérieurs de mumétal, entourant chaque tube, soient tous jointifs dans le maillage. Cette deuxième version contient 126 PM au pas de 22.5 mm. Les 6 voies supprimées par rapport à la première version sont des PM ne tenant pas bien la haute tension. La surface de détection est plus petite, $S_2 = 240 \times 229\,\mathrm{mm}^2$ mais la surface photo-sensible est augmentée d'un facteur 2 : $\epsilon_2 \sim 56.0\%$ si bien que la multiplicité par événement est plus grande. La matrice compactée est opérationnelle depuis janvier 1999 et a été testé au cours d'une deuxième campagne cosmique et sous faisceau d'ions à Darmstadt en mars 1999 (voir figure 4.1).



(a) : matrice large (a)matrice compactée

FIG. 4.3: *(a) vue de dessus de la première version de l'imageur équipé de 132 PM. Les cercles représentent les photocathodes des PM. (b) Deuxième arrangement compacté de l'imageur, constitué de 126 PM.*

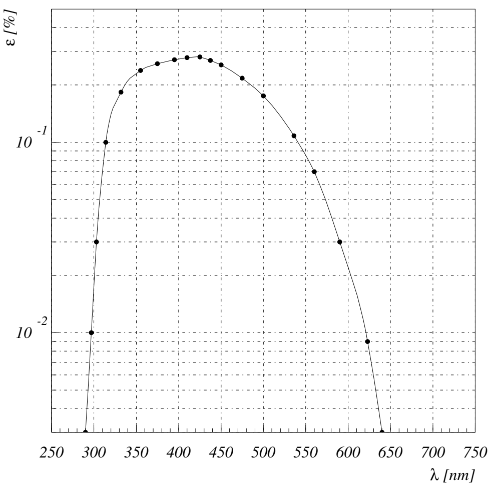


FIG. 4.4: *Efficacité quantique de la photocathode du PM Philips XP2802 en fonction de la longueur d'onde λ. La courbe est extraite de la notice technique du constructeur.*

4.1.2 Mesure de la charge

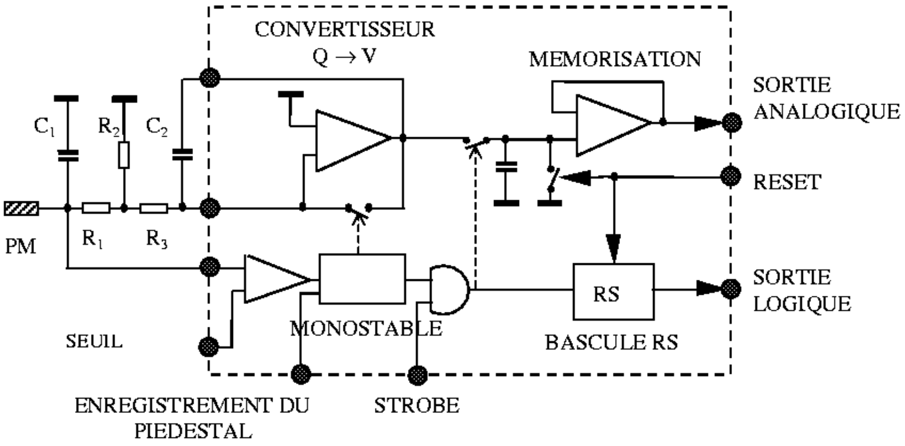


FIG. 4.5: *Schéma de principe de l'ASIC utilisé pour mesurer la charge des photomultiplicateurs du prototype [22].*

La mesure de la charge des PM est réalisée par des circuits intégrés (ASIC) 3 voies développés à l'ISN [22] et respectant le cahier des charges du détecteur AMS. L'ASIC est auto-déclenchable : la mesure de charge est autorisée si le signal du PM dépasse un seuil de tension, ajustable, dans un discriminateur d'amplitude rapide. Un schéma de principe d'une voie d'ASIC est présenté sur la figure 4.5. L'anode du PM est reliée par un cable coaxial de 10 cm à un circuit d'adaptation RC, qui allonge le signal et le distribue sur deux entrées de l'ASIC. Les valeurs des composants externes à l'ASIC sont, de la gauche vers la droite : C_1 = 10pf, R_1 = 1.5kΩ, R_2 = 680 Ω, R_3 = 1.2kΩ et C_2 = 10pf. L'entrée du bas sert à tester la condition de déclenchement. Le discriminateur d'amplitude introduit un délai de décision de l'ordre de quelques nanosecondes, temps pendant lequel le signal est perdu pour la mesure de la charge. Cependant, compte tenu de l'étirement du pulse, la quantité de charge perdue est négligeable [22].

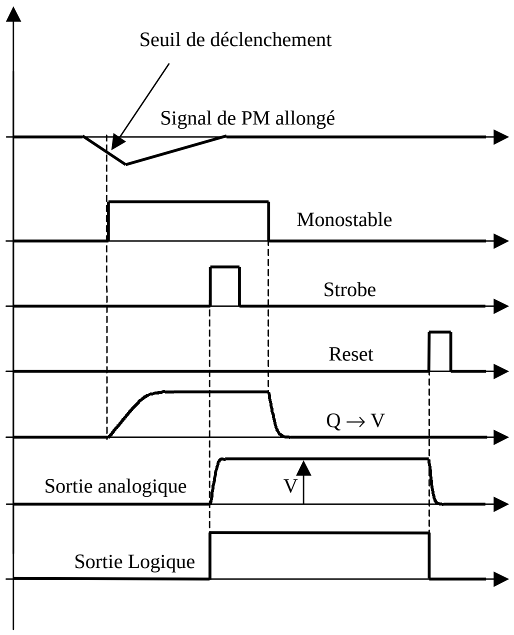


FIG. 4.6: *Chronogramme du traitement du signal dans l'ASIC [22].*

Un chronogramme du traitement des signaux dans l'ASIC est présenté sur la figure sur la 4.6. Quand le signal est retenu, un monostable bascule et fournit une porte d'intégration d'environ 400 ns qui valide la conversion charge/tension. L'intégration est réalisée classiquement par la rétroaction d'une capacité, externe, sur un amplificateur. Si un déclenchement expérimental (STROBE) parvient à l'ASIC pendant la durée du monostable, la sortie de la conversion charge tension est transférée vers un circuit de mémorisation et affichée en sortie en attente de lecture. L'ASIC contient également une sortie logique qui indique si la voie est touchée ou non. Une entrée dédiée de l'ASIC permet de mesurer le piédestal du convertisseur charge/tension. Les valeurs des résistances d'entrée et de la capacité d'intégration sont normalement adaptées au gain du PM afin que le circuit ait une dynamique de 100, conformément aux prévisions de la simulation de RICH [25]. Sur le prototype, l'ensemble des résistances et des capacités a été choisi et soudé à partir des performances mesurées d'un PM.

L'ajustement fin de la dynamique est ensuite réalisé voie par voie en modifiant la tension

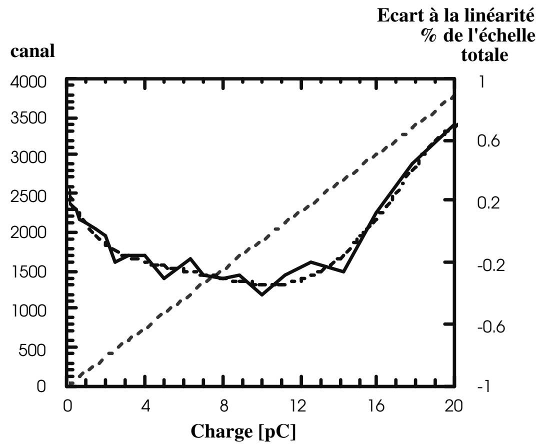


FIG. 4.7: *Mesure expérimentale de la linéarité de l'ensemble ASIC+ADC. Voir texte pour le détail des 2 courbes. En abscisse se trouve la charge injectée en entrée d'ASIC. En ordonnée, à gauche, le numéro de canal de codage et à droite l'écart à la linéarité exprimé en fonction du pourcentage de la dynamique totale de l'ASIC.*

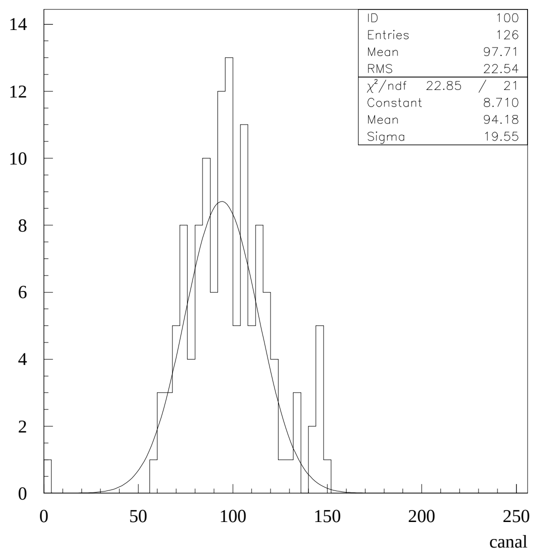


FIG. 4.8: *Distribution expérimentale des piédestaux des ASICs utilisés sur l'imageur, exprimée en fonction du numéro de canal de codage.*

d'alimentation des PMs. La gamme de tension de sortie de l'ASIC s'étend de 0 à 2 V, si bien que la charge associée à un photoélectron correspond typiquement à :

$$Q = \frac{C_2 V}{100} \sim 10^{-11} \times \frac{2}{100} = 200\,\text{fc}$$

La charge totale délivrée par le PM pour un signal de photon unique est plus importante et vaut :

$$Q_{PM} = \frac{R_2 + R_3}{R_2} \times Q \approx 2.76 \times 200 = 550\,\text{fc},$$

ce qui correspond à un gain moyen pour le PM de :

$$G_{PM} = \frac{Q_{PM}}{e} \approx 3.4 \times 10^6;$$

La sortie analogique de l'ASIC est numérisée par un convertisseur analogique numérique (ADC) 12 bits (pour plus de détails, se reporter au 4.1.3), ce qui correspond à 4096 canaux de codages. La linéarité de la réponse du système (ASIC+ADC) a été mesurée expérimentalement en fonction de la charge injectée en entrée, au moyen d'un générateur de signaux couplé à des atténuateurs de précision. Les résultats sont présentés sur la figure 4.7. La ligne droite pointillée est la réponse canal/charge injectée. La courbe en trait plein est l'écart à la linéarité exprimé en pourcentage de la dynamique totale. On voit que l'écart expérimental reste inférieur à 0.6% sur l'ensemble de la gamme de codage. Il faut noter que la droite pointillée contient des irrégularités dues à la basse résolution de l'image et non à un écart à la linéarité, ces derniers étant, de part leur valeur, non visibles à l'oeil nu.

la distribution des piédestaux de mesure des 126 ASICs utilisés sur le minirich est présentée sur la figure 4.8. Un ajustement permet de tirer la valeur moyenne des piédestaux :

$$C_{pied.} \approx 94 \pm 20\,\text{canaux}.$$

Les piédestaux ont des valeurs assez basses par rapport aux 12 bits de codage accessibles ; ils représentent de 2 à 3% de la gamme totale. la gamme effective de codage des ASICs est de l'ordre de 4000 canaux et le nombre de canaux associés au photon unique est de l'ordre de 40.

4.1.3 Electronique de lecture et de conditionnement des données

Les ASICs sont regroupés par 11 sur 6 cartes électroniques reliés par un bus à une carte munie d'un processeur rapide (DSP) [24]. Cette dernière carte est reliée via une nappe de paires torsadées à une carte d'acquisition VME. Cette partie de l'électronique d'acquisition est schématisée en haut à gauche sur la figure 4.9.

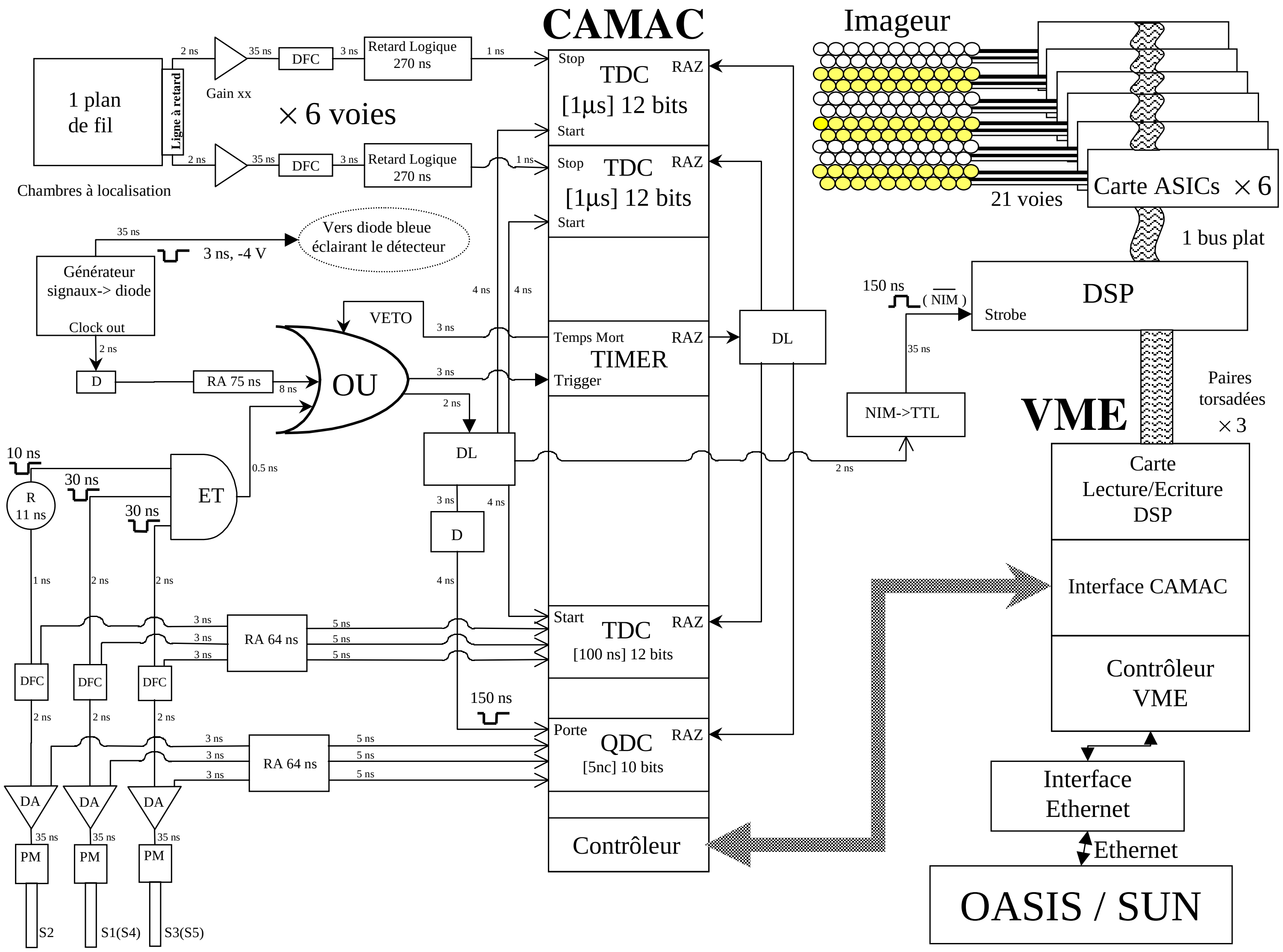


FIG. 4.9: *Architecture générale du traitement des signaux et de l'acquisition des données du prototype. Les abréviations utilisées dans le schéma ont la signification suivante : DFC - Discriminateur à Fraction Constante, DA - Distributeur Analogique, RA - Retard Analogique, D - Discriminateur d'amplitude, DL - Distributeur Logique, TDC - Convertisseur Temps Amplitude, QDC - Convertisseur de tension analogique / numérique sensible à la charge.*

Carte de traitement

Sur les 3 voies disponibles dans l'ASIC, seules deux sont utilisées, si bien qu'au total, une carte permet de traiter 22 voies. Chaque carte de traitement est équipée d'un circuit programmable (FPGA) Xilinx qui gère l'adressage et le codage des charges des voies touchées et assure l'interface avec la carte DSP. L'architecture d'une carte de traitement est présentée schématiquement sur la figure 4.10. Quand un déclenchement expérimental lance l'acquisition, un signal est envoyé au DSP qui déclenche une interruption dans son séquençage et génère un signal de "Start" transmis à toutes les cartes de traitement. Les signaux analogiques en sortie d'ASIC sont multiplexés et envoyés tour a tour, selon leur adresse, vers un convertisseur analogique-numérique (ADC) 12 bits. Les adresses des voies sont générées dans le FPGA par un compteur 5 bits cadencé à 10 Mhz. La sortie logique des ASICs est également multiplexée, en fonction de l'adresse, dans le FPGA. Le résultat de la conversion analogique numérique (12 bits) est accroché à l'adresse de la voie (3 bits), de la carte (2 bits) et au bit de sortie logique de l'ASIC, pour former un mot de 21 bits de données par voie. L'ensemble des mots de 21 bits est stocké dans une mémoire FIFO en attente de lecture par le DSP. La phase de traitement et de mise en forme des données est réalisée en parallèle sur chaque carte et dure environ $20 - 30\,\mu$s.

Les seuils de tension à afficher sur les ASICs sont envoyés par le DSP carte par carte, voie par voie. Sur chaque carte, les seuils sont sérialisés dans le FPGA et orientés tour à tour dans 4 convertisseurs digitaux analogiques (DAC) séries 8 voies connectés en sortie sur les ASICs.

Au niveau des cartes de traitement, la procédure de lecture des piédestaux est identique à celle de la lecture d'un événement expérimental, sauf que l'entrée piédestal de l'ASIC est forcée à 1 par un signal envoyé par le DSP, sur un fil dédié du bus relié à chaque ASIC. On peut noter que dans le mode piédestal, tous les ASICs affichent en sortie qu'ils sont touchés.

Carte DSP

La carte DSP est un relai entre les cartes de traitement des données et l'interface VME. Le DSP est programmé par une mémoire interchangeable installée sur la carte. On peut distinguer trois modes de fonctionnement du DSP, déclenché par trois interruptions spécifiques.

La première interruption est déclenchée par l'arrivée directe d'un déclenchement expérimental (STROBE), environ 200 ns après le passage d'une particule. Le DSP lance alors à son tour une interruption vers les cartes de traitement qui déclenche le codage et la mémorisation de toutes les voies de l'imageur. Le DSP réinitialise ensuite les ASICs et lit les FIFOs carte par carte via le bus de données. Seules les voies touchées sont mémorisées dans le DSP. Le DSP met en forme les données et les transmet dans la mémoire partagée de l'interface VME, en indiquant dans la première position mémoire le nombre de voies touchées. La durée de cette phase dépend du nombre de voies touchées sur l'imageur ($\approx 1 - 40\mu$s). Il faut noter qu'aucune interruption ne peut être envoyée du DSP vers le VME pour signaler la fin de l'écriture, car le système d'acquisition général OASIS ne peut gérer qu'une seule interruption pendant une acquisition de données, à savoir le déclenchement expérimental.

Le deuxième type d'interruption est généré par l'utilisateur et remonte via le VME jusqu'au DSP. Cette interruption ne peut être lancée que lorsque le système d'acquisition de l'expérience est arrêté. Il s'agit de la lecture des piédestaux des codeurs de charge. Le processus de lecture et de mémorisation des informations de l'imageur est le même que dans le cas précédent, à l'exception qu'un signal spécifique est généré par le DSP informant les ASICs qu'il s'agit d'une mesure de piédestal.

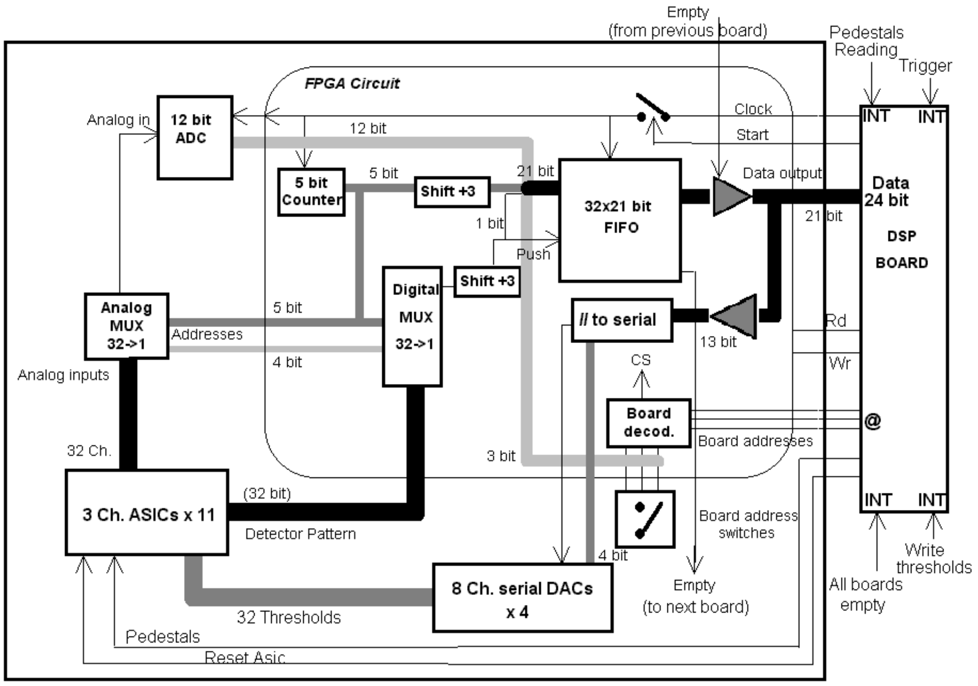


FIG. 4.10: *Architecture détaillée d'une carte de traitement des données sortant des ASICs.*

La dernière interruption est également lancée par l'utilisateur, hors acquisition, vers le VME et permet l'écriture des seuils de référence pour les ASICs. Le DSP informe alors les cartes de traitement par une interruption spécifique. Les seuils sont lus par le DSP dans la mémoire partagée de la carte VME. Le DSP ajoute à la valeur du seuil l'adresse de chaque voie et présente les données tour à tour sur le bus vers les cartes de traitement. Les seuils sont codés sur 8 bits. La gamme de seuils accessible sétend de $+30$ mV, à -90 mV par pas de ≈ 0.5 mV. L'écriture de seuils positifs permet de bloquer l'ASIC, car les pulses des PM sont négatifs.

Carte VME

L'interface VME contient une mémoire partagée par le bus VME et le bus du DSP. Cette mémoire est normalement à double accès. Cependant, il a été mis en évidence expérimentalement que des erreurs d'écriture de données apparaissent lorsque le DSP et le VME accèdent en même temps à la mémoire. En conséquence, en mode d'acquisition de données standart, le VME est mis en attente pendant 400 μs avant de lire la mémoire, afin d'être sûr que le DSP a terminé d'écrire.

4.1.4 Etalonnage des photomultiplicateurs de l'Imageur

L'étalonnage des PM de l'imageur a nécessité deux itérations, rendues nécessaires par les moyens expérimentaux disponibles pour faire fonctionner le prototype. La première étape a consisté à déterminer la haute tension à appliquer individuellement aux 132 PM, afin que la dynamique de codage de charge aille de 1 à 100 photoélectrons. Ces tests ont été réalisés au moyen d'un ASIC prototype. Le module de haute tension (HT) utilisé pour alimenter les PM de l'imageur comprend 32 voies, si bien que les PM sont regroupés par 4 sur chaque voie de HT. Les 32 groupes de PM ont été formés à partir des valeurs de HT obtenues lors du premier test. Après réception de l'ensemble des ASICs, l'imageur a été construit et la deuxième itération a consisté à étalonner individuellement la réponse en charge de chaque couple ASIC+PM. Cette deuxième étape est rendue nécessaire par les fluctuations des piédestaux d'un ASIC à l'autre (voir figure 4.8) et la variation de la tension d'alimentation des PM par rapport au premier test, pouvant modifier la dynamique de 25%.

Banc de test

Le premier étalonnage, décrit succintement ci-dessus, a été réalisé au moyen d'un prototype de carte électronique pouvant supporter 4 ASICs. Son fonctionnement est assez similaire à ce qui a été présenté précédemment. l'acquisition est assurée par un PC qui lit directement les données sur la carte via un port série. Le programme d'aquisition est écrit en C et permet de visualiser en temps réel les spectres de réponse en charge des PM. Les PM sont testés un par un dans une boîte noire avec l'ASIC protype, dont le piédestal moyen monte au canal 96. La lumière éclairant le PM est fournit par une diode bleue dont la référence est RS-2359922. La diode est alimentée par un générateur d'impulsion dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 2 ns. La sortie Clock du générateur est utilisée pour générer un STROBE vers les ASIC et une interruption vers le PC, afin qu'il démarre l'acquisition des données sur la carte électronique.

Le test consiste à déterminer pour chaque PM la tension pour laquelle la distribution de charge associée au photon unique monte $\sim$ 40 canaux au dessus du piédestal. La condition d'éclairement au photon unique est obtenue lorsque la probabilité qu'un photon, émis par la diode, atteigne le PM et donne un photoélectron est très petite devant 1. La distribution des photons détectés par le PM est alors clairement Poissonienne avec une moyenne $\mu \ll 1$, et la probabilité d'avoir n photons :

$$P(n) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} = P(0) \times \frac{\mu^n}{n!}$$

décroit très rapidement avec n ; si bien que les pics à 2 et 3 photons contribuent peu à la distribution totale. Expérimentalement, cette condition est rencontrée en orientant la diode vers une paroi de la boîte noire, si bien que les photons sont atténués par réflexion avant d'atteindre le PM. La figure 4.11 représente la distribution de charge typique d'un PM éclairé au photon unique, en coordonnées linéaires à gauche et semi-logarithmique à droite. Le piédestal du codeur est visible sur le spectre de droite au canal $\sim$ 70. La courbe gaussienne, dont la moyenne est environ à 127, est la réponse au photon unique, tandis que la remontée exponentielle à bas canal est caractéristique du bruit de dynode du PM [28]. Sur la courbe de droite, on peut également voir pousser une deuxième bosse qui correspond à la distribution du deuxième photon. Sur l'ensemble des PM disponibles, environ $\frac{2}{3}$ ont pu être étalonné par rapport à leur bonne réponse au photon unique. Le $\frac{1}{3}$ des PM restants se sont révélés avoir une très mauvaise réponse au photon unique et seul un étalonnage relatif a pu être pratiqué. La figure 4.12 montre un exemple de spectre de réponse au photon unique problématique. Dans ce cas, il n'est pas possible de déterminer le canal moyen associé à un photo-électron. La solution employée consiste à étalonner ces PM par rapport à un PM de référence en éclairage direct avec beaucoup de photons (typiquement $\sim$ 50 photoélectrons détectés par pulses). A la fin de la campagne de test, la tension à appliquer

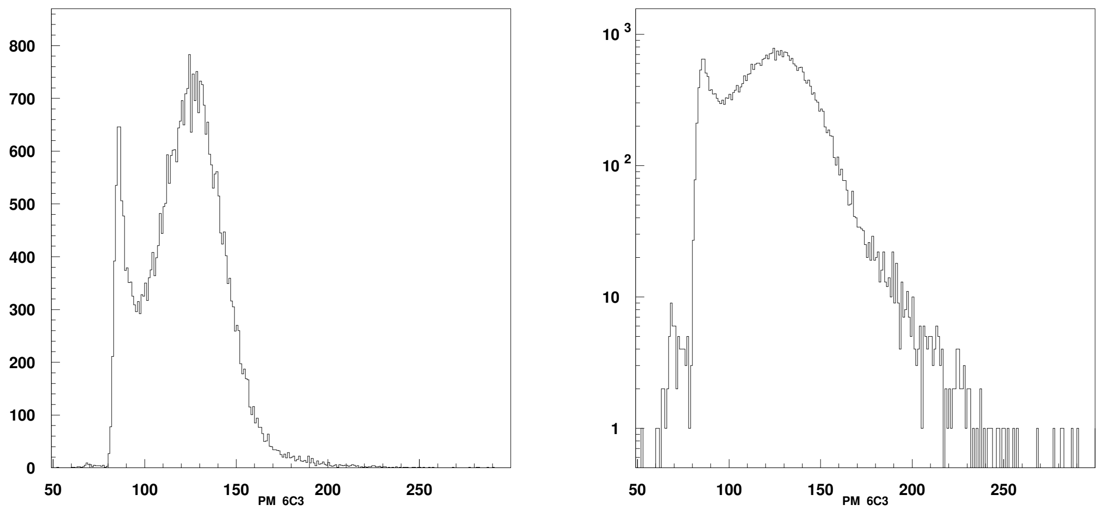


FIG. 4.11: *Exemple de réponse au photon unique d'un PM de l'imageur. Le même spectre est visualisé en coordonnées linéaires, à droite, et semi-logarithmique, à gauche, afin de mieux discerner le piédestal et la faible contribution du deuxième photon (voir texte).*

individuellement aux PM pour ajuster leur gain a permis d'effectuer les groupements par quatre pour la HT. La distribution des tensions est présentée sur la figure 4.13 : on voit que la dispersion de gain entre les voies est forte sur le prototype. La tension d'alimentation moyenne vaut

$$\overline{V} = -1185 \pm 100V.$$

Etalonnage en ligne

Le deuxième étalonnage a été réalisé dans la chambre à diffusion, après construction de l'imageur, au moyen d'une diode bleue éclairant les parois de la chambre. La condition déclairement au photon unique est obtenue lorsqu'environ une dizaine de voies sont touchées sur l'imageur par déclenchement de l'acquisition. Quand cela est possible, chaque spectre de charge de PM est ajusté par la somme d'une exponentielle, qui simule le bruit des dynodes, et d'une gaussienne, représentant la réponse au photon unique.

$$f_1(x) = e^{a+bx} + N_1 \times e^{\frac{(x-m_1)^2}{2\sigma_1^2}}$$

Ces ajustements sont fiables quant à leurs résultats et l'étalonnage est précis à 5% près. Cette estimation d'erreur de mesure sur le gain est utilisée dans le programme de simulation du prototype. Lorsque l'utilisation de $f_1(x)$ n'est pas possible, la solution a consiste à ajouter les contributions des photons suivants, ce qui donne des résultats moins précis, mais corrects quand

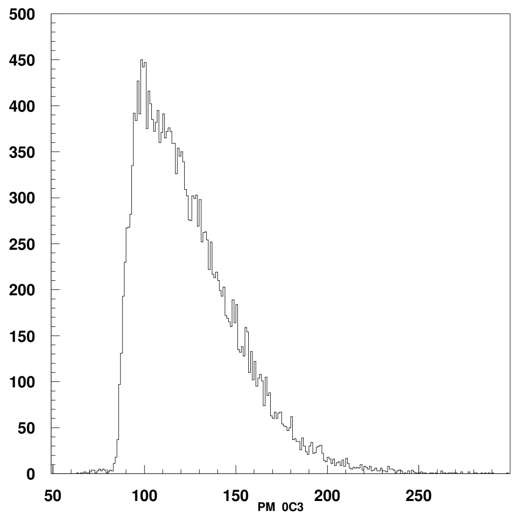


FIG. 4.12: *Exemple de réponse au photon unique problématique d'un PM de l'imageur. Un étalonnage relatif à la réponse en charge d'un PM de référence est nécessaire dans ce cas.*

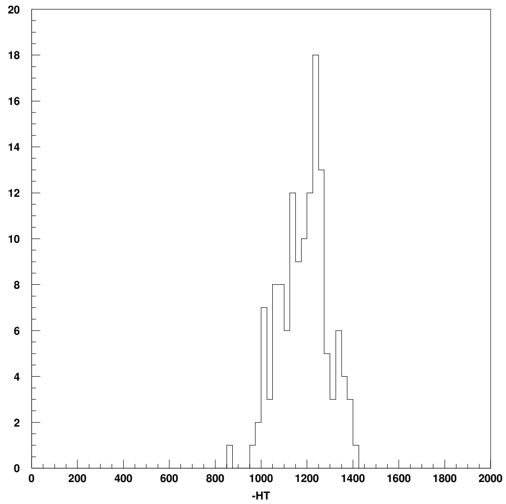


FIG. 4.13: *Distribution des hautes tensions (exprimées en Volt) des PM de l'imageur obtenues pour avoir un gain identique par voie.*

à la bonne reproduction de forme. Les fonction utilisée sont dans ce cas :

$$f_2(x) = f_1(x) + N_2 \times e^{\frac{(x-m_2)^2}{2\sigma_2^2}},$$

$$f_3(x) = f_2(x) + N_3 \times e^{\frac{(x-m_3)^2}{2\sigma_3^2}}.$$

f2 et f3 sont respectivement utilisées dans le cas d'un ajustement à 2 ou 3 photoélectrons. Ce type de réponse peut être expliqué par un bruit de dynode plus fort pour ces voies et une efficacité quantique de détection plus importante, ce qui augmente la valeur de μ. Les quantités N_i, $i = 2, 3$ sont des paramètres libres, tandis que $\sigma_i = \sqrt{i}\sigma_1$ et $m_i = i(m_1 - p)$ sont des paramètres fixés, imposés par la limite statistique du comptage de photons. On peut objecter que normalement, le spectre d'émission des photons par la diode est Poissonien et que, par conséquent, les intégrales des gaussiennes sont reliées entre elles par la relation $\frac{N_i\sigma_i}{N_{i-1}\sigma_{i-1}} = \frac{\mu}{i}$. Dans la pratique, les runs d'étalonnage durent plusieurs heures, et le spectre d'émission de la diode fluctue de manière importante dans le temps. Par conséquent, l'enveloppe Poissonnienne évolue au cours du temps, si bien que les rapports $\frac{N_i\sigma_i}{N_{i-1}\sigma_{i-1}}$ ne sont pas purement Poissoniens. Deux exemples extrêmes d'ajustement sont proposés sur la figure 4.14. La figure (a) illustre un ajustement avec f_1 seul. Le rapport pic/vallée de cette voie vaut $\sim$ 2.3, ce qui le classe parmi les meilleurs PM de l'imageur. On peut le vérifier en calculant sa résolution en charge :

$$\frac{\sigma}{m-p} \approx 0.36$$

Où $m = 125.8$ et $\sigma = 17.45$ sont respectivement le maximum et l'écart-type de la gaussienne, tandis que le piédestal vaut $p \sim 74$. Encore une fois, le pic associé au deuxième photon est visible à droite de la première gaussienne, mais sa contribution est négligée dans l'ajustement. La figure (b) représente un ajustement avec f3. Heureusement plus rares, ces ajustements sont plus délicats à obtenir et une certaine dégénérescence de forme existe pour des valeurs de paramètres voisines. Le niveau de confiance est clairement inférieur avec f2 et f3, et les voies correspondantes sont affectées d'un indice de confiance bas qui est utilisé pour pondérer la reconstruction de la charge.

La figure 4.15 synthétise la distribution de la résolution au photon unique de l'ensemble des voies de l'imageur après ajustement des spectres en charge. Les PM sont séparés en 2 groupes distincts. Le premier, composé de $\frac{2}{3}$ des voies est le groupe de PM dont l'ajustement est fait avec f1 et pour lequel le niveau de confiance est élevé. La distribution des résolutions de ces voies est :

$$< \frac{\sigma_1}{m-p} > \approx 42 \pm 8\,\%.$$

Pour le $\frac{1}{3}$ restant, le faible niveau de confiance de l'étalonnage est renforcé par le fait que la résolution moyenne est médiocre pour ces voies, avec :

$$< \frac{\sigma_2}{m-p} > \approx 60 \pm 12\,\%.$$

Au total, la résolution moyenne de l'imageur est

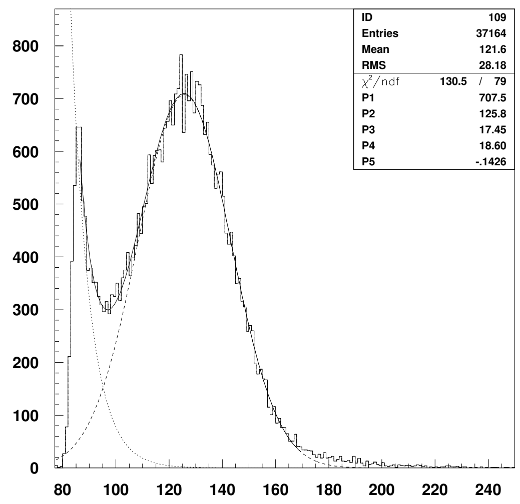
$$< \frac{\sigma_{tot}}{m-p} > \approx 49 \pm 14\,\%,$$

ce qui est finalement très honorable.

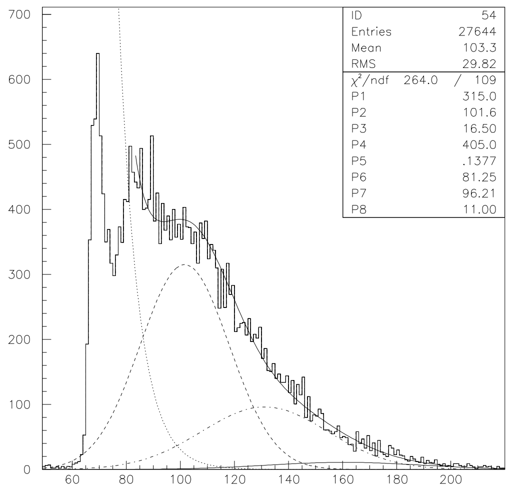
4.2 Scintillateurs

4.2.1 Déclenchement expérimental

Le déclenchement (Trigger) de l'expérience est donné par la coïncidence temporelle de trois scintillateurs plastiques de type NE-102, couplés via des guides de lumière à des photomultipli-



(a) PM 6C3



(b) PM 14C0

FIG. 4.14: *(a) : ajustement par une gaussienne de la réponse en charge du PM 6C3 pour un éclairement au photon unique sur l'imageur. La réponse au photon unique est claire dans ce cas. Le piédestal n'est pas visible sur ce spectre, car celui-ci est sous le seuil de déclenchement écrit sur l'ASIC. (b) : ajustement plus ambigü pour le PM14C0 où l'on voit que le bruit de dynode est important et que la valeur moyenne μ de l'enveloppe Poissonnienne pour la distribution des photons est plus grande, si bien que les contributions des photons suivants ne sont plus négligeables. Il faut noter que le pic bas canal est ici le piédestal de l'ASIC, cela signifie que le seuil de déclenchement de l'ASIC est voisin de sa limite de résolution. La partie physique du spectre débute plus loin, au début de l'ajustement.*

cateurs RTC-2262B. La géométrie des différents scintillateurs utilisés autour du prototype est synthétisée dans le tableau 4.1. Un schéma d'ensemble du dispositif expérimental est présenté

Taille [mm^2]	Epaisseur [mm]	Nom	Type de Particules
400×400	6	S1	Cosmiques
400×400	6	S2	Cosmiques
150×130	8	S3	Cosmiques et Ions
100×100	2.5	S4	Ions
100×100	2.5	S5	Ions

TAB. 4.1: *Caractéristiques des scintillateurs utilisés avec le prototype.*

sur la figure 4.16. Les scintillateurs S1, S2 et S3 sont utilisés pour les tests en cosmique (figure de gauche). S1 et S2 sont situés respectivement au dessus et au dessous des chambres à localisation, tandis que S3 est placé sous la chambre à diffusion. S2 est placé à une dizaine de centimètres au dessus des radiateurs et c'est lui qui adapte l'acceptance du déclenchement à celui du prototype

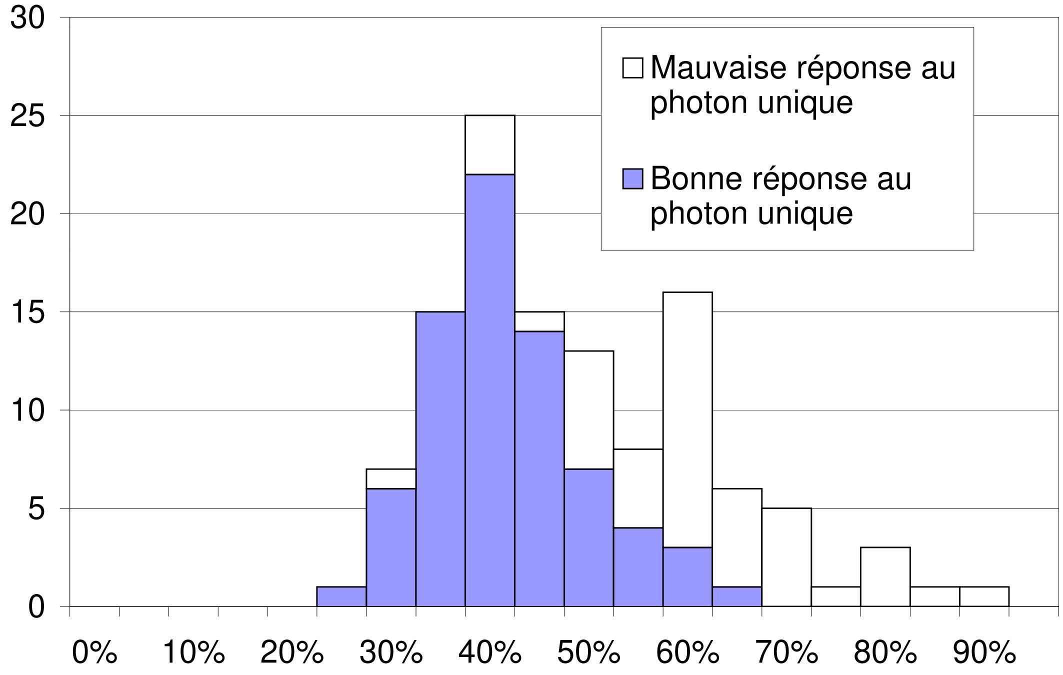


FIG. 4.15: *Distribution des résolutions individuelles des PM de l'imageur.*

de RICH. L'acceptance des différents couples de scintillateurs a été calculée par un Monte-Carlo et les résultats sont présentés dans le tableau 4.2. En pratique, c'est la coïncidence triple des scintillateurs qui est utilisée et l'acceptance des scintillateurs est $\Omega_{123} \sim 0.002\,\mathrm{m}^2 \times ster$ avec une angle d'incidence moyen des particules valant $\tau \sim 7.5°$.

La petite taille de S2 lui confère de faibles fluctuations de temps de réponse par rapport à S1 et S3, et c'est naturellement que ce scintillateur a été choisi pour donner la phase de l'expérience. Les signaux d'anodes des PM, couplés aux scintillateurs sont injectés via des cables coaxiaux de même longueur dans des distributeurs analogiques (voir figure 4.9), afin d'avoir plusieurs copies des signaux disponibles pour les différentes applications des scintillateurs. Ce point est explicité au 4.2.2. La prise de temps des pulses est réalisée par des discriminateurs à fraction constante (DFC) munis de retards par cable $R = 4\,\mathrm{ns}$, le temps de montée des signaux en sortie de PM étant de l'ordre de 6 ns. La largeur des pulses NIM en sortie des DFC des voies S1 et S3 (respectivement S4 et S5) sont réglées à 30 ns, tandis que la largeur du pulse NIM S2 est fixée à 10 ns et retardé par cable de 11 ns par rapport aux autre voies. Pour des particules proches de la vitesse de la lumiere, le temps de vol entre S1 et S2 et entre S2 et S3 est de l'ordre de 3 ns. Avec ce réglage temporel, c'est toujours le signal du scintillateur S2 qui arrive en dernier sur

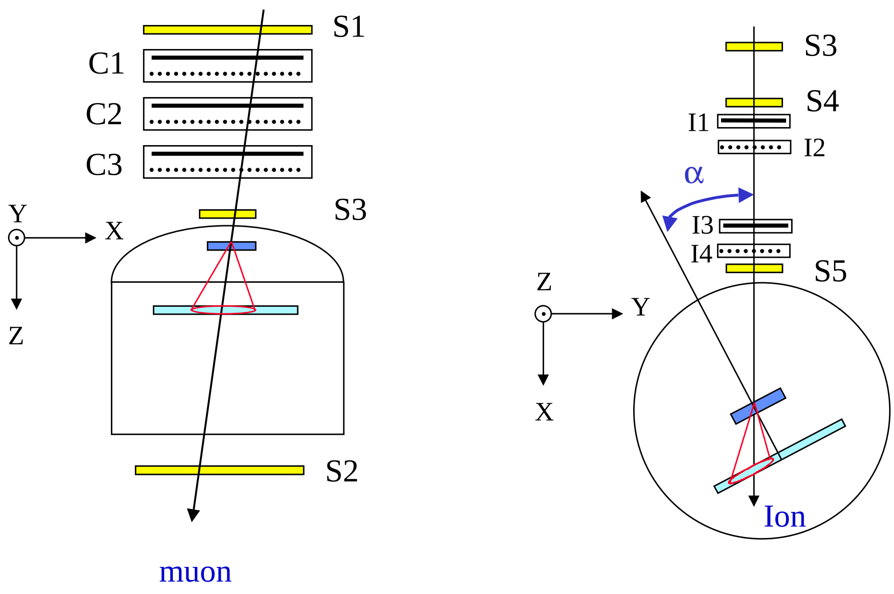


FIG. 4.16: *Schéma de principe du dispositif expérimental pour les tests en cosmiques (à gauche) et les tests sur faisceau d'ions (à droite). L'imageur est placé dans la boîte à diffusion à l'abrit de la lumière. S1,S2,S3,S4,S5 sont des scintillateurs plastiques utilisés pour le déclenchement et l'étude du $\frac{dE}{dx}$ (sur faisceau d'ion). C1,C2,C3 sont des chambres à localisation à deux étages donnant chacune un point d'espace ; I1,I2,I3,I4 sont des chambres à localisation contenant un seul plan de fils, fournissant une mesure de position dans une direction de l'espace.*

l'unité de coïncidence et qui fait basculer la sortie pour former un déclenchement expérimental. Ce point est important, en particulier pour le temps de vol des Ions et dans une moindre mesure pour la reconstruction de la trajectoire. Le déclenchement expérimental est injecté dans un TIMER CAMAC, qui fait remonter l'interruption jusqu'au VME. Le chassis CAMAC contenant le TIMER est piloté par le VME. Il contient d'autres tiroirs d'instrumentations décrits plus bas.

4.2.2 Temps de vol et $\frac{dE}{dx}$

Le télescope formé de S3,S4,S5 a été utilisé pendant les tests sur faisceau d'ions pour mesurer d'une part le temps de vol des noyaux entrant dans le MiniRich et d'autre part leur perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$. Ces mesures, ajoutées à celles du prototype, permettent d'identifier plus facilement les ions et d'évaluer les performances intrinsèques du prototype.

Déclenchement	Acceptance $\Omega[\mathrm{m}^2.\mathrm{ster}]\times 10^2$	Angle moyen $\bar{\tau}[°]$	Type de Particules
$S1 \cap S2 \cap S3$	0.20	7.5	Cosmiques
$S1 \cap S2$	0.44	11.2	Cosmiques
$S2 \cap S3$	0.21	7.9	Cosmiques
$S1 \cap S3$	0.68	6.1	Cosmiques
$S3 \cap S4 \cap S5$	0.02	1.3	Ions

TAB. 4.2: *Acceptance géométrique de différentes combinaisons de scintillateurs utilisés en coïcidence.*

La chaîne de mesure du temps de vol prend pour base les sorties libres des DFC utilisés pour la formation de la coïncidence temporelle (voir figure 4.9). Les signaux correspondants sont retardés par cable de 64 ns puis injectés dans un convertisseur temps amplitude (TDC) CAMAC 12 bits dont la gamme de codage est réglée à 100 ns. Les retards de 64 ns ont étés choisis de manière à ce que le signal de START de codage du TDC, dérivé du signal de coïncidence, arrive $\approx$ 30 ns avant les signaux de STOP. Ceci permet en particulier de s'éloigner de manière confortable du piédestal du TDC. La résolution électronique temporelle de la chaîne de mesure du temps de vol peut être extraite de la figure 4.17. Il s'agit du signal en temps dérivé de S3 et déclenché par lui même, puisque c'est lui qui donne la phase de l'expérience. Un ajustement donne la largeur à mi hauteur $\Delta T_{e^-} \approx 130$ ps

La mesure de la perte d'énergie dans les scintillateurs est réalisée par un codeur de charge Lecroy (QDC) 10 bits réglé sur la gamme de sensibilité de 256 pc. les signaux analogiques des PM sont pris en sortie des distributeurs analogiques et envoyés vers le codeur via des boîtes à retard dont la valeur est choisie de manière à ce que le front de montée des signaux parvienne $\approx$ 6 ns après le front de déclenchement de la porte d'intégration. Le temps de décroissance lumineuse des scintillateurs plastiques est rapide et une porte de 150ns suffit pour collecter toute la charge. La mise en forme de la porte d'intégration en aval de la coïncidence est faite par un discriminateur d'amplitude.

4.3 Chambres à fil

Deux types de chambres proportionnelles multifils ont été utilisés sur le Minirich pour reconstruire la trajectoire des particules. Pour les tests en cosmiques, 3 chambres (C_1, C_2, C_3), grâcieusement prêtées par le groupe L3 de l'IPN de Lyon, contenant chacune deux plans de fils indépendants assurent la localisation des cosmiques au sol. Chaque plan est équipé de 201 fils au pas de 2 mm, avec une zone de détection de 400×400 mm^2 couvrant complètement l'acceptance Ω_{123} des scintillateurs. Les chambres ont été utilisées avec deux types de mélange gazeux présentés dans la table 4.4. Le premier est un mélange de 70% d'Argon et de 30% d'Ethane qui a été utilisé de mars 1998 à juin 1999. Ce mélange est bon marché et s'applique habituellement bien à des chambres à localisation munies de fils avec un pas supérieur à 1 mm. Cependant un facteur limitant est apparu expérimentalement et il a fallu trouver un compromis entre l'efficacité de détection et la résolution de la mesure en position. La figure 4.18 représente l'évolution de

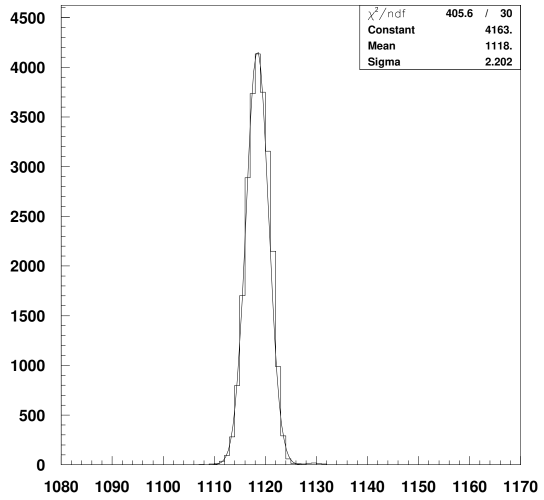


FIG. 4.17: *Résolution électronique de la chaîne de mesure du temps de vol, donnée par le signal en temps de S3, déclenché par le Trigger expérimental, qui est son image. La gamme de codage est de 25 ps par canal.*

l'efficacité de détection en fonction de la haute tension appliquée sur les plans de cathode pour des particules au minimum d'ionisation(MIP). A 3250 V, l'efficacité vaut 80% par plan avec une bonne résolution temporelle. Le taux de reconstruction vaut dans ce cas $\epsilon \approx 30\%$, ce qui n'est pas suffisant. Un compromis a été trouvé en montant la haute tension jusqu'à 3400 V où l'efficacité de détection par plan atteind 95%, ce qui donne un taux de reconstruction $\epsilon \approx 80\%$ mais limite du même coup la résolution de la mesure en position. En effet, à haut gain, le nombre d'ions créés par le passage de la particule déforme les lignes de champs, ce qui perturbe les trajectoires des électrons primaires et affecte la résolution spatiale de l'avalanche. Au delà de 3400 V, des étincelles apparaissent spontanément dans les chambres qui peuvent casser des fils.

Quatre petites chambres à un plan de fils ont été utilisées pendant les tests sur faisceau d'ions. Celles-ci contiennent 100 fils au pas de 1 mm et leur taille est comparable aux scintillateurs S_4 et S_5. Avec ce pas de fil plus fin, il a été nécessaire de d'utiliser un mélange gazeux contenant 0,2% de Freon en plus de l'Argon/Ethane. Le Freon est un gaz électronégatif et a pour effet d'absorber une partie des électrons produits par ionisation. Il limite la zone de détection au voisinage immédiat des fils et une zone morte apparait aux voisinages des plans de cathodes. Le gain global diminue, mais il est possible d'augmenter la haute tension dans une zone inaccessible sans Freon (typiquement 200-400 V en plus). Les résultats obtenus avec ce gaz sont excellents en ce qui concerne la résolution spatiale et l'efficacité de détection. Après les tests d'Ions, Ce gaz a été utilisé sur les chambres pour cosmiques, ce qui a permis d'améliorer significativement la résolution (ce point est détaillé au paragraphe 4.3.4).

Le pas des fils donne l'incertitude géométrique sur la mesure de position, dans le cas d'un

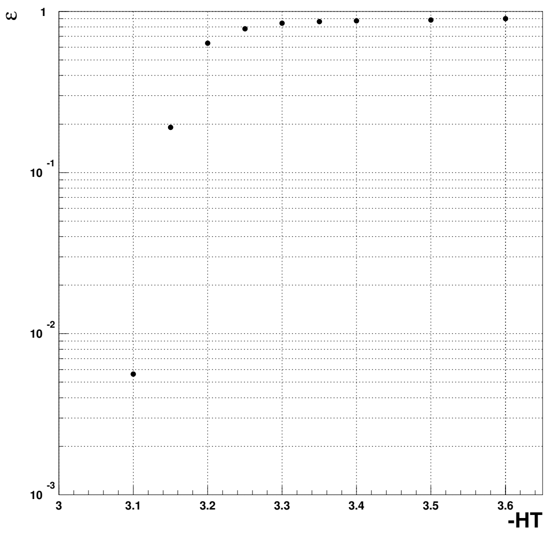


FIG. 4.18: *Efficacité de détection ϵ d'une particule au MIP dans les chambres à localisation C1,C2,C3 en fonction de la haute tension (négative) appliquée sur le plan de cathode.*

Campagne		Cosmiques	Ions
Nombre de fils		201	100
pas des fils	[mm]	2	1
Distance anode/cathode	[mm]	5	5
Diamètre des fils	[μm]	20	10
Volume	$[\text{cm}]^3$	7040	100

TAB. 4.3: *Caractéristiques mécaniques des chambres à fil utilisées avec le prototype*

pas de 1 mm, on a :

$$\sigma_{géom.} = \frac{1}{\sqrt{12}} = 0.28mm.$$

4.3.1 Lecture des signaux des chambres - ligne à retard

La lecture des signaux des chambres est assurée par des lignes à retards électromagnétiques. D'un coût modeste, cette méthode offre en outre l'avantage de reconstruire la position avec seulement deux signaux analogiques. Un schéma électronique de ligne à retard est présenté sur la figure 4.19. Dans ce type de configuration, les fils de la chambre sont branchés en série sur des capacités C mises à la masse et reliés entre eux par des inductances L. Les signaux sont récupérés en bout de ligne en parallèle avec une résistance de charge R. (voit figure 4.19). Chaque petit

Campagne	Gaz			HT
	Ar	C_2H_6	Freon	
Cosmiques	70%	30%		-3400
Cosmiques	69.9%	29.9%	0.2%	-3700
Ions	69.9%	29.9%	0.2%	-3600

TAB. 4.4: *Type de mélange de gaz employé et haute tension appliquée sur les chambres à localisation de l'expérience*

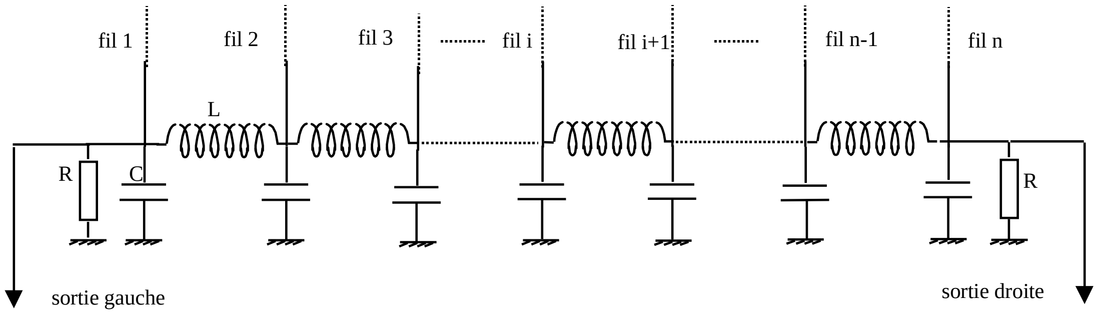


FIG. 4.19: *Schéma de principe d'une ligne à retard électromagnétique*

circuit LC présent entre deux fils voisins agit sur les signaux comme un retard élémentaire dont la valeur est donnée par la relation :

$$\tau = \sqrt{LC}.$$

Les lignes à retards utilisées pour les tests en cosmiques sont celles de l'expérience POLDER qui s'est déroulée au FERMILAB. Il s'agit de lignes à retard rapides comprenant 160 retards élémentaires de 2 ns. Celles-ci permettent de lire 158 fils, ce qui limite la surface de détection électronique à $320 \times 320\text{mm}^2$, mais ceci est largement suffisant pour les applications en rayon cosmique. Les valeurs des composants électroniques des lignes à retards sont résumées dans la table 4.5. Les lignes à retard utilisées pour les tests sur faisceau d'ions ont été développées spécialement pour l'occasion. Il s'agit de lignes plus lentes : le retard élémentaire vaut 5ns. La zone de détection couvre tous les fils de la chambre et s'étend sur 10 cm. Le principe de la mesure en position est expliqué ci-dessous.

Un schéma équivalent temporel de l'effet d'une ligne à retard est représenté sur la figure 4.20. Soit n le nombre de fils actifs, séparés par $n-1$ retards élémentaires. Considérons une particule chargée traversant la chambre au temps $t = 0$ et détectée sur le fil $n°$ x au temps $t = t_0$. Le signal résultant sur le fil se sépare en deux à l'entrée de la ligne à retard ; le premier atteindra la sortie gauche de la ligne au temps $t_g = t_0 + (x-1)\tau$ tandis que le second parviendra à la sortie

Campagne	unités	Cosmiques	Ions
N		179	99
C	[pF]	39	100
L	[nH]	100	270
R	[kΩ]	1	1
τ	[ns]	2	5
$\Delta\tau = n\tau$	[ns]	358	495

TAB. 4.5: *Caractéristiques des 2 lignes à retard utilisées pour reconstruire la position sur les chambres à fil. N est le nombre de retards élémentaires, R, L, C sont les valeurs des composants électroniques, τ est le retard élémentaire entre 2 fils, $\Delta\tau$ est le retard total.*

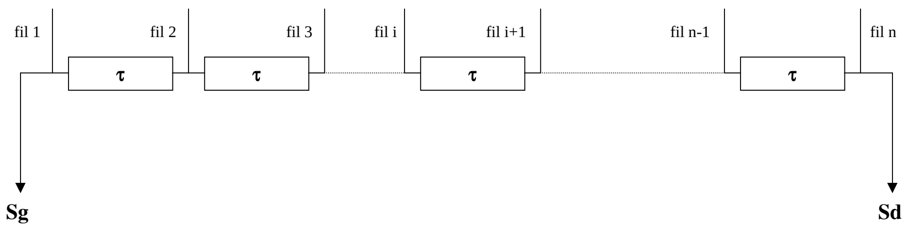


FIG. 4.20: *Schéma équivalent temporel d'une ligne à retard électromagnétique.*

droite au temps $t_d = t_0 + (n - x)\tau$. La différence de temps de transit :

$$\Delta t = (n+1)\tau - 2\tau x$$

est une fonction linéaire de la position. On voit qu'une mesure de Δt donne une mesure de la position de passage de la particule dans la chambre à fil. On peut remarquer que l'intervalle de temps séparant deux fils est le double du retard élémentaire. La somme des temps de transit :

$$\Sigma t = 2t_0 + (n+1)\tau$$

est une constante et donne quant à elle une information sur la qualité de la mesure en position. Cette quantité est communément appelée Checksum. Cependant, Le temps t_0 de collection de l'avalanche par les fils fluctue selon le point de départ de l'avalanche dans la chambre par rapport aux fils [26] [27]. Ces fluctuations, de l'ordre de plusieurs dizaines de ns, élargissent la distribution de Σt et créent une trainée vers les grandes valeurs de temps. Les figures 4.26, 4.27, 4.28 représentent la distribution des checksums pour les trois configurations de chambre à localisation utilisées. On peut noter la moindre largeur à mi-hauteur des checksums avec du Freon ($\delta t_0 \leq 20ns$) par rapport à un mélange Argon/Ethane ($\delta t_0 \sim 30ns$), du au fait qu'une zone morte se développe (avec le Freon) au voisinage des cathodes, limitant ainsi la fluctuation du temps de transit de l'avalanche jusqu'aux fils.

4.3.2 Codage des signaux de chambre

Les capacités de la ligne à retard ont pour effet de différencier le signal, qui se présente en sortie sous la forme d'une impulsion positive, dont le temps de montée est de l'ordre de 30 ns. Les signaux sont amplifiés avec un gain typique de 500 et inversés, puis acheminés par des cables coaxiaux jusqu'à la salle de comptage (voir schéma sur la figure 4.9). Ils sont ensuite injectés sur des DFC assurant la prise de temps. Le retard utilisé dans les DFC est fixé à 21 ns. Les signaux NIM en sortie de DFC sont retardés de 270 ns avant d'être injectés dans un TDC CAMAC, afin de laisser le temps au signal de déclenchement expérimental de lancer l'acquisition de données.

La variation totale du temps d'arrivée des signaux sortant par une extrémité de la ligne dépend de sa largeur temporelle totale, soit 320 ou 500 ns pour les chambres utilisées (voir table 4.5). La gamme de codage choisie pour les TDC est de 1μs, ce qui permet d'utiliser les 2 types de lignes avec le même cablage. La courbe de correspondance canal/temps pour un des deux TDC utilisés est représenté sur la figure 4.21, au voisinage du piédestal du codeur. On voit qu'au delà de 15 ns, la réponse du TDC est linéaire. Afin que les signaux parviennent après le

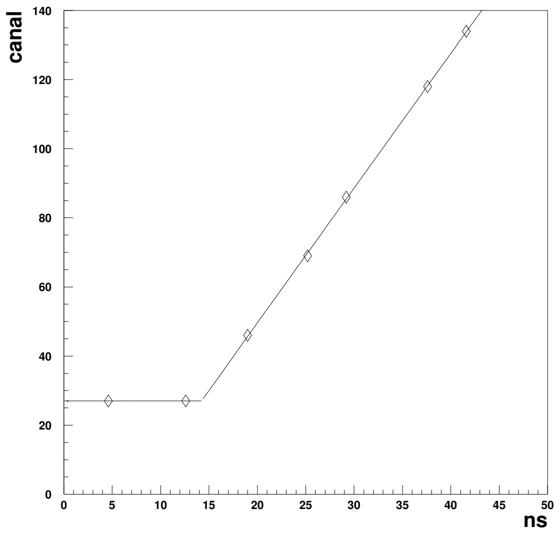


FIG. 4.21: *Réponse d'un des TDC CAMAC utilisé pour coder les signaux des chambres à fil au voisinage du piédestal. Au delà de 15 ns, la réponse est linéaire sur l'ensemble de la gamme.*

déclenchement général et le signal de START du codage du TDC, qui en est dérivé, ceux-ci sont retardés numériquement de 270 ns. Dans cette configuration, les signaux s'étalent typiquement entre 250 et 750 ns, au milieu de la gamme de codage.

4.3.3 Etalonnage en position

La conversion de la mesure en temps à la mesure en position est réalisée par un étalonnage en éclairant les chambres avec une source de rayons X (^{55}Fe, $E = 5.9\,$KeV). Alors qu'une particule chargée ionise le gaz de la chambre tout le long de sa trajectoire, le photon X interagit une

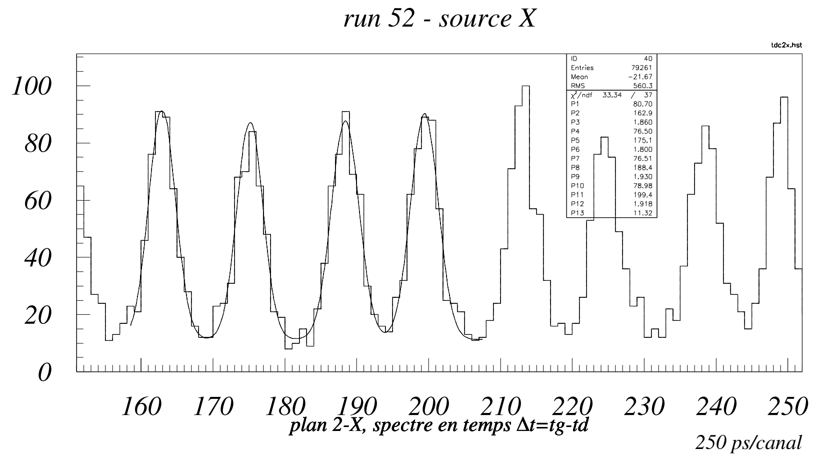


FIG. 4.22: *Estimation de la résolution temporelle d'une chambre à fil du minirich sous éclairage X* - un ajustement a été réalisé avec 4 gaussiennes et un bruit de fond blanc, qui permet d'améliorer la vraissemblance du fit ($\chi^2 \sim 0.8$).

seule fois par effet photoélectrique avec un atome qui éjecte un électron d'une couche profonde. L'énergie cinétique de l'électron ($T \sim 6\,\mathrm{KeV}$) permet d'ioniser d'autres atomes et initie une avalanche électronique. L'électron perd toute son énergie sur une distance de l'ordre du mm, si bien qu'un seul fil est touché et la résolution temporelle est dans ce cas excellente. La figure 4.22 représente une partie du spectre en temps du plan X de la chambre 2. Les quatre gaussiennes ajustées sont les images des fils, que l'on distingue très nettement. L'ajustement des pics permet d'extraire une estimation de la résolution électronique de la chaine d'acquisition $\sigma_{e-X} \approx 500ps$, ce qui correspond à une résolution spatiale de :

$$\sigma_{e^-} \approx 0.25\,\mathrm{mm}$$

Le principe de l'étalonnage consiste à associer à chaque pic de la distribution un numéro de fil et donc une position de passage d'une particule dans la chambre. En pratique, l'étalonnage de la correspondance position/canal est réalisée à partir du premier et du dernier pic X de la distribution : ces pics correspondent au premier et au dernier fil lus dans la ligne à retard. Si c_1 et c_n sont les positions du premier et du dernier pic dans le spectre en temps, la position reconstruite à partir d'une mesure c sera déduite par interpolation linéaire :

$$x(c) = x(c_1) + \frac{c - c_1}{c_n} \times (n-1) \times 2mm.$$

cette formule très simple a l'inconvénient d'introduire une erreur systématique sur la mesure en position due à la fluctuation des retards électromagnétiques qui induisent des écarts à la linéarité. En effet, la valeur des composants électroniques est garantie à 10% par les constructeurs. Une mesure des retards sur les 6 plans de chambre a permis de mesurer l'écart-type moyen de ses fluctuations :

$$\sigma_{sys.} \approx 0.16\,\mathrm{mm}.$$

qui sont négligeables par rapport aux autres incertitudes. En effet, la correction de cette erreur systématique a été faite et n'a pas amélioré la qualité de la reconstruction.

4.3.4 Résolution spatiale des chambres

Incertitudes [mm]	Cosmiques		Ions
	avec Freon	sans Freon	
pas des fils : p	2	2	1
$\sigma_{géom.}$	0.56	0.56	0.28
σ_{e^-}	0.11	0.56	0.23
$\sigma_{sys.}$	0.16	0.16	0.4
$\sigma_{tot.}$	0.59	0.82	0.54
$\frac{\sigma_{tot.}}{p}$	0.29	0.41	0.54

TAB. 4.6: *Incertitude expérimentale sur la mesure en position dans les chambres à localisation du minirich.*

L'incertitude expérimentale sur la mesure en position dans les chambres à localisation est donnée par :

$$\sigma^2_{tot.} = \sigma^2_{e^-} + \sigma^2_{géom.} + \sigma^2_{syst.},$$

où σ_{e^-} est l'incertitude électronique introduite par la chaîne d'acquisition des données, $\sigma_{géom.}$ est l'incertitude géométrique sur la mesure en position, et $\sigma_{syst.}$ provient de l'erreur systématique due à la fluctuation des retards, déjà évoquée précédemment.

Pour une chambre à localisation de pas de fil p, l'incertitude géométrique sur la mesure en position vaut :

$$\sigma_{géom.} = \frac{p}{\sqrt{12}} = p \times 0.28mm,$$

où le facteur $\frac{1}{\sqrt{12}}$ provient de l'écart-type d'une distribution uniforme.

La détermination expérimentale de σ_{e^-} est obtenue comme au 4.3.3 par ajustement de gaussiennes sur le spectre en temps Δt. Les ajustements sont présentés respectivement sur les figures 4.23, 4.24, 4.25 dans le cas :

- de particules cosmiques avec un mélange Argon/Ethane,
- de particules cosmiques avec un mélange Argon/Ethane/Freon,
- d'un faisceau d'ions avec un mélange Argon/Ethane/Freon.

En run cosmique, les particules incidentes sont essentiellement des muons au minimum d'ionisation. Les particules chargées interagissent avec le gaz tout le long de leur trajectoire en donnant environ 100 paires électrons-ions par cm, nombre 3 fois inférieur à une interaction X dans le cas d'un gap de 1 cm. Cela entraine que le signal détecté est plus faible. Pour les chambres C_1, C_2, C_3, lorsque l'angle d'incidence τ est supérieur à 11°, plusieurs fils sont touchés par la cascade électronique et la ligne à retard donne le barycentre du passage de la particule dans la

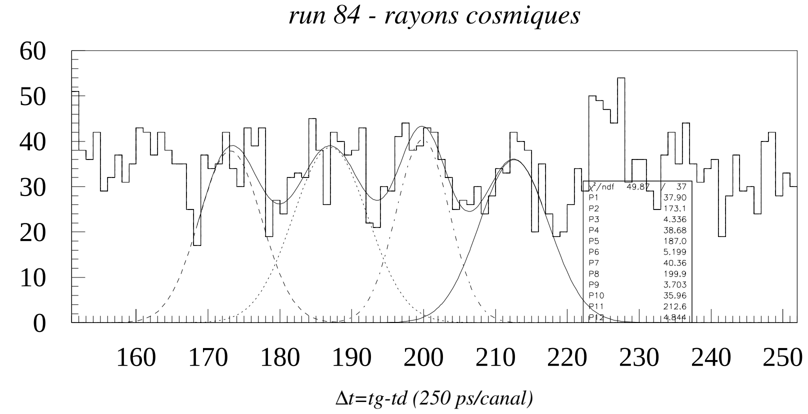


Fig. 4.23: *Résolution temporelle d'une chambre à fil du minirich en run cosmique avec un mélange Argon/Ethane.* $\chi^2 \sim 1,34$

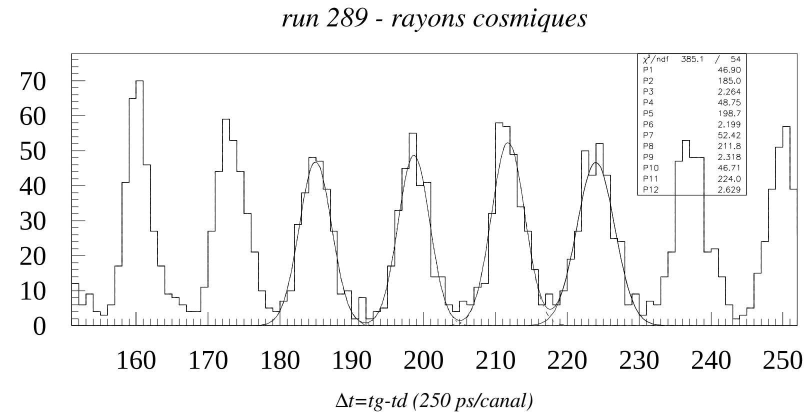


Fig. 4.24: *Résolution temporelle d'une chambre à fil du minirich en run cosmique avec un mélange Argon/Ethane+Freon.*

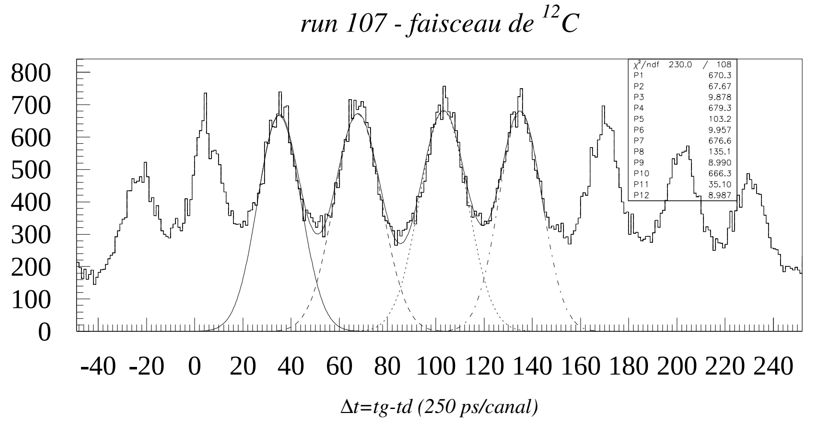


Fig. 4.25: *Résolution temporelle d'une chambre à fil du minirich utilisé sur faisceau d'ions, avec un mélange Argon/Ethane+Freon.*

chambre : la résolution spatiale se dégrade quand l'angle d'incidence augmente. Sur le spectre Δt obtenu avec le mélange Argon/Ethane avec $\tau \leq 11°$, les fils sont encore discernables mais très mal résolus, avec $\sigma_{e^-} \sim 0.56$mm. L'utilisation du mélange Argon/Ethane/Freon améliore d'un facteur 5 la résolution électronique , qui atteind : $\sigma_{e^-} \sim 0.11$mm.

Pour les tests sur faisceau d'ions, la mesure en position est grandement facilitée par rapport aux rayons cosmiques par la charge électrique $Z \leq 6$ des ions utilisés. En effet, la perte dénergie $\frac{dE}{dx}$ est proportionnelle à Z^2, si bien que les signaux sont plus importants pour une même haute tension par rapport à une charge $Z = 1$. On s'attend en conséquence à une bonne résolution spatiale, confirmée par l'ajustement de la figure 4.25 : $\sigma_{e^-} \sim 0.28$mm.

L'incertitude totale sur la mesure en position est synthétisée dans la table 4.6 pour les trois configurations utilisées. La meilleur résolution est obtenue pour les petites chambres I_1, I_2, I_3, I_4 avec $\sigma_{tot.} \sim 0.54$ mm, malgré une erreur systématique due aux fluctuations des composants plus grande. La meilleure séparation électronique des pics est obtenue pour les chambres C_1, C_2, C_3 avec le mélange Argon/Ethane/Freon avec $\frac{\sigma_{tot.}}{p} \sim 0.29$ mm ; la séparation est équivalente à celle obtenue avec une source X.

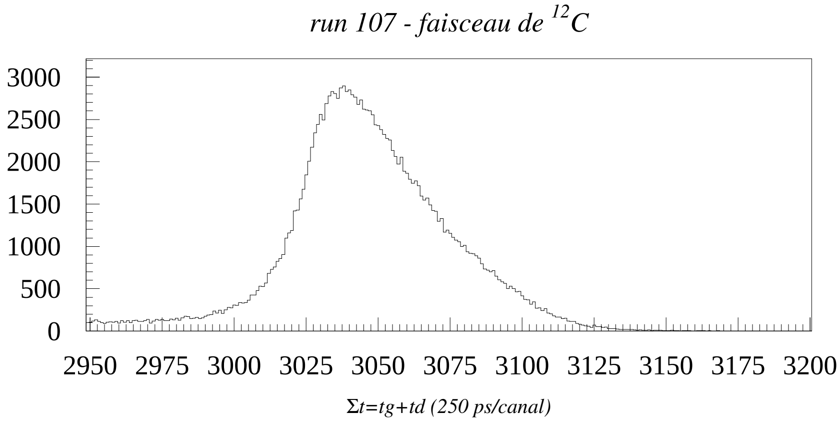


FIG. 4.26: *Checksum des chambres* I_1, I_2, I_3, I_4 *(mélange Argon/Ethane+Freon). La largeur à mi-hauteur vaut* $\delta t_0 \sim 12ns$. *Sur ce run, la haute tension était inférieure à la tension nominale, ce qui explique la queue bas canal, associée à une mauvaise reconstruction de la position.*

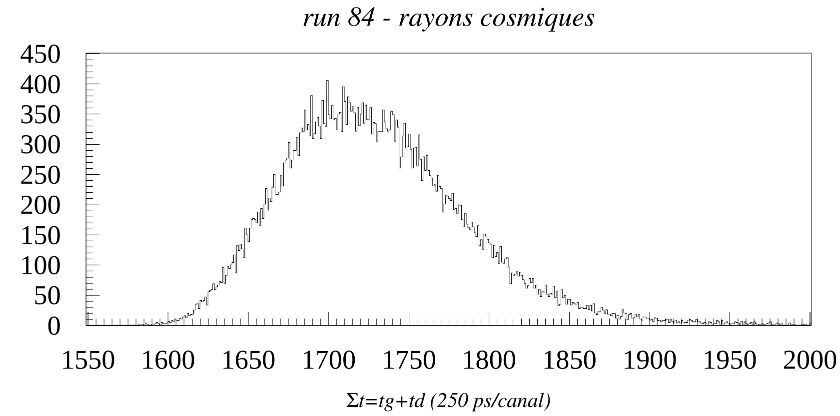


FIG. 4.27: *Checksum des chambres* C_1, C_2, C_3 *(mélange Argon/Ethane). La largeur à mi-hauteur vaut* $\delta t_0 \sim 32ns$

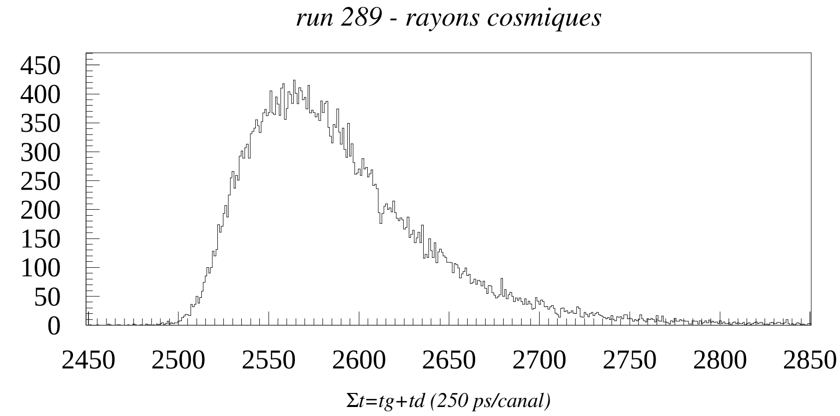


FIG. 4.28: *Checksum des chambres* C_1, C_2, C_3 *(mélange Argon/Ethane/Freon). La largeur à mi-hauteur vaut* $\delta t_0 \sim 20ns$

Chapitre 5

Méthodes de reconstruction et coupures

5.1 Reconstruction de la trajectoire

Le champ magnétique terrestre a une intensité au sol de l'ordre de $B \approx 3 \times 10^{-5}$ T, son effet est négligeable sur la trajectoire des particules à l'échelle du détecteur ($\approx$ 1 mètre) , compte tenu de leur rigidité ($P \geq 1$ GeV). Par conséquent, les trajectoires sont modélisées en analyse par des lignes droites. Les mesures indépendantes de position selon les axes de références X et Y, réalisées dans les différents plans des chambres à localisation, se combinent pour donner l'équation de la trajectoire de la particule, qui s'exprime comme l'intersection de deux plans dans l'espace :

$$\begin{cases} x = a_x z + b_x \\ \\ y = a_y z + b_y \end{cases}$$

Les angles sphériques (τ, ψ) associés à la trajectoire de la particule, introduits dans le chapitre 2, s'expriment en fonction des coefficients précédents comme :

$$\tan\psi = \frac{a_y}{a_x}$$

$$\cos\tau = \frac{1}{\sqrt{1 + a_x^2 + a_y^2}}$$

Les trois points de mesure de la trajectoire pour la campagne en rayons cosmiques permettent de faire un ajustement sur la droite reconstruite par une minimisation de χ^2 [35] (régression linéaire), dont la valeur fournit une information sur la qualité de la reconstruction. Dans le trajectomètre, les mesures selon la direction x sont indépendantes des mesures selon la direction y. On réalise donc deux ajustements indépendants. Le premier, selon la direction x, permet de tirer a_x et b_x des mesures expérimentales x_i avec une figure de mérite χ^2_x. Le deuxième, selon la direction y, permet de déterminer le couple (a_y,b_y) avec une figure de mérite χ^2_y. Dans la suite, la détermination des coefficients a_x et b_x est proposée en posant $a_x = a$ et $b_x = b$. La formule obtenue s'applique bien évidemment pour la mesure selon y.

Dans le cas de la campagne sur faisceau d'ions, les deux points de mesure ne permettent pas de réaliser un ajustement. Les expressions des coefficients a_x, b_x.., explicitées ci-dessous dans le

Faisceau d'ions (a)				
chambre	plan	côte Z	mesure X	mesure Y
1	1	-1737.5	x_1	$\varnothing$
2	1	-1662.5	$\varnothing$	y_1
3	1	-737.1	x_2	$\varnothing$
4	1	-661.1	$\varnothing$	y_2
Cosmiques (b)				
chambre	plan	côte Z	mesure X	mesure Y
1	1	-678	x_1	$\varnothing$
	2	-660	$\varnothing$	y_1
2	1	-429.5	x_2	$\varnothing$
	2	-411.5	$\varnothing$	y_2
3	1	-179	x_3	$\varnothing$
	2	-161	$\varnothing$	y_3

TAB. 5.1: *(a) Position des quatres chambres à localisations utilisées pendant les tests sur faisceau d'ions. Les chambres 1 et 3 mesurent selon X, les 2 et 4 selon Y. (b) Position des plans de détection X et Y des trois chambres à localisations utilisées pour les tests en rayons cosmiques.*

cas de trois points de mesure, demeurent néanmoins valables avec deux points de mesure, en supprimant un point dans les formules.

5.1.1 Ajustement linéaire

Pour la projection de la trajectoire selon le plan(O,x,z), la grandeur à minimiser est :

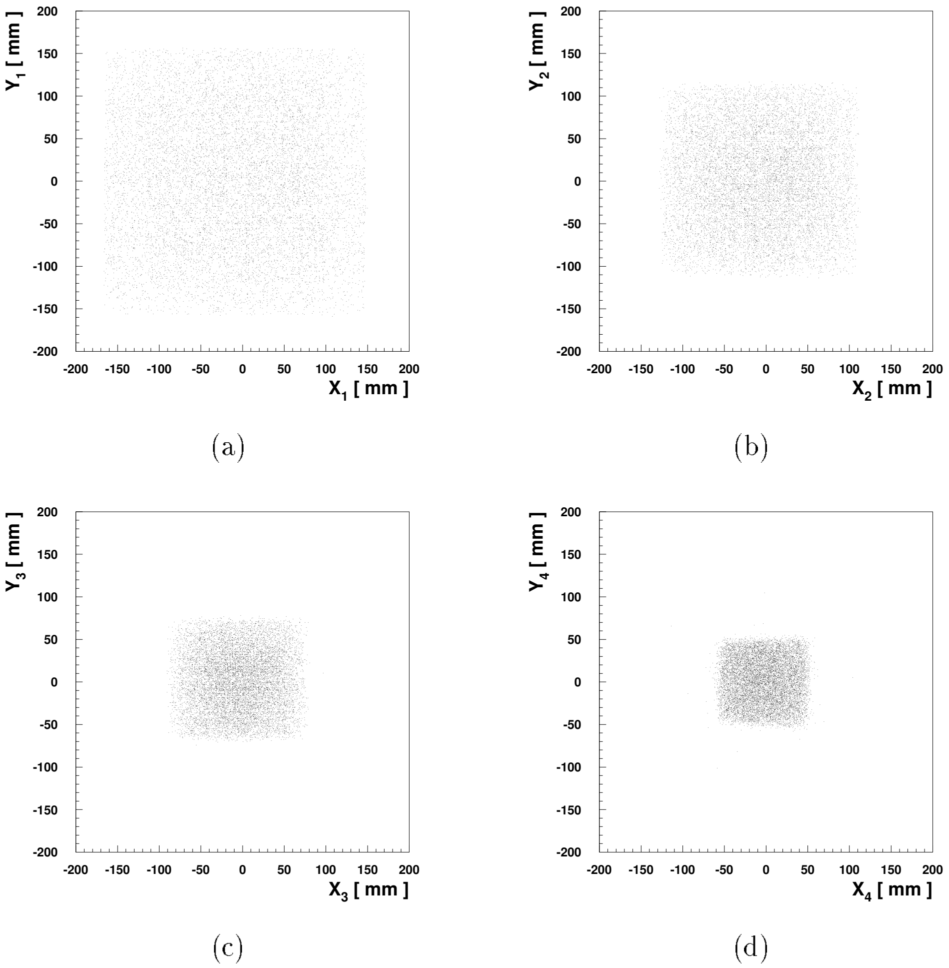
$$\chi^2(a,b) = \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}\frac{(x_i - a.z_i - b)^2}{\sigma^2}$$

où z_i est l'altitude de la chambre i, x_i la position mesurée (voir table 5.1) et σ^2 l'incertitude associée à la mesure x_i (voir table 5.3) ; a et b sont les paramètres libres de l'ajustement. On suppose que l'incertitude sur la mesure en z est nulle. La condition de minimisation est obtenue lorsque :

$$d\chi^2 = \frac{\partial \chi^2}{\partial a}da + \frac{\partial \chi^2}{\partial b}db = 0,\ \forall\, da\, et\, db,$$

soit lorsque les dérivées partielles s'annulent en même temps. Le système d'équation à résoudre a pour solution :

$$\left\{\begin{array}{l} \frac{\partial\chi^2}{\partial a} = 0 \\ \\ \frac{\partial\chi^2}{\partial b} = 0 \end{array}\right. \Leftrightarrow \left\{\begin{array}{l} a = \frac{\langle zx\rangle - \langle z\rangle\langle x\rangle}{\sigma_z^2} \\ \\ b = \frac{\langle z^2\rangle\langle x\rangle - \langle z\rangle\langle xz\rangle}{\sigma_z^2} \end{array}\right.$$



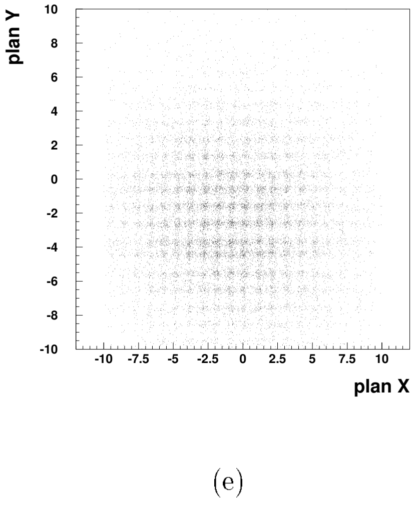


FIG. 5.1: *(a),(b),(c) : visualisation des points de passage des particules dans les trois chambres à localisation (C_1,C_2,C_3) utilisées pour les tests en cosmique. Le télescope de scintillateurs utilisé pour le déclenchement sélectionne les particules convergeant vers le radiateur (image (d)). Les trajectoires sélectionnées sont celles ayant donné une mesure de β. L'image (e) est une image du faisceau d'ions reconstruite pendant les tests sur accélérateur. L'échelle est également en mm : la taille du faisceau est ici de l'ordre du cm^2.*

où les valeurs entre crochets sont les valeurs moyennées sur les trois points de mesure :

$$\langle u \rangle = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^{3} u_i$$

et $\sigma_z^2 = \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2$. On peut déduire de ce résultat les variances sur les paramètres a et b qui donnent une première indication sur la précision de la reconstruction :

$$\sigma_a^2 = \sigma^2 \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{\partial a}{\partial x_i} \right)^2 = \frac{\sigma^2}{3.\sigma_z^2}$$

$$\sigma_b^2 = \sigma^2 \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{\partial b}{\partial x_i} \right)^2 = \frac{\sigma^2.\overline{z^2}}{3.\sigma_z^2}.$$

Et enfin estimer l'erreur sur la reconstruction à une côte z quelconque :

$$\delta x = \sigma_a.z + \sigma_b$$

.

On peut remarquer que l'incertitude sur les paramètres a et b dépend de l'altitude des chambres à fil (z) et de la variance sur la mesure en position (σ^2). L'incertitude sur la position du point reconstruit sur le radiateur est de l'ordre de $\delta x \approx 2$ mm en RUN cosmique, ce qui est suffisant pour reconstruire la vélocité, compte tenu de la taille des pixels (≈ 18 mm de diamètre).

5.1.2 Efficacité de détection des chambres

Tests en cosmiques

En fonctionnement nominal, les chambres à localisation ont une efficacité de détection de l'ordre de 95% par plan par rapport au nombre de déclenchements de l'acquisition (voir table 5.2). Le taux de reconstruction de la trajectoire atteint expérimentalement 80%, avec 6 plans touchés et une Checksum correcte (voir section 4.3.1). L'erreur sur la reconstruction est contrôlée par la mesure expérimentale du χ^2, dont la distribution sur l'ensemble d'un RUN est présentée sur la figure 5.2.

Le taux de reconstruction avec un $\chi^2 < 10$ est assez élevé et atteint 72% des trajectoires reconstruites. Dans la pratique, les trajectoires admises pour la reconstruction de la vélocité sont telles que :

$$\begin{cases} \chi^2(x) \leq 3 \\ \chi^2(y) \leq 3, \end{cases}$$

ce qui correspond à un écart de 3σ entre la droite reconstruite et chaque point de mesure expérimental. Le taux d'événement répondant à ses exigences est de l'ordre de 58% par RUN, ce qui est largement suffisant pour les applications de test du prototype.

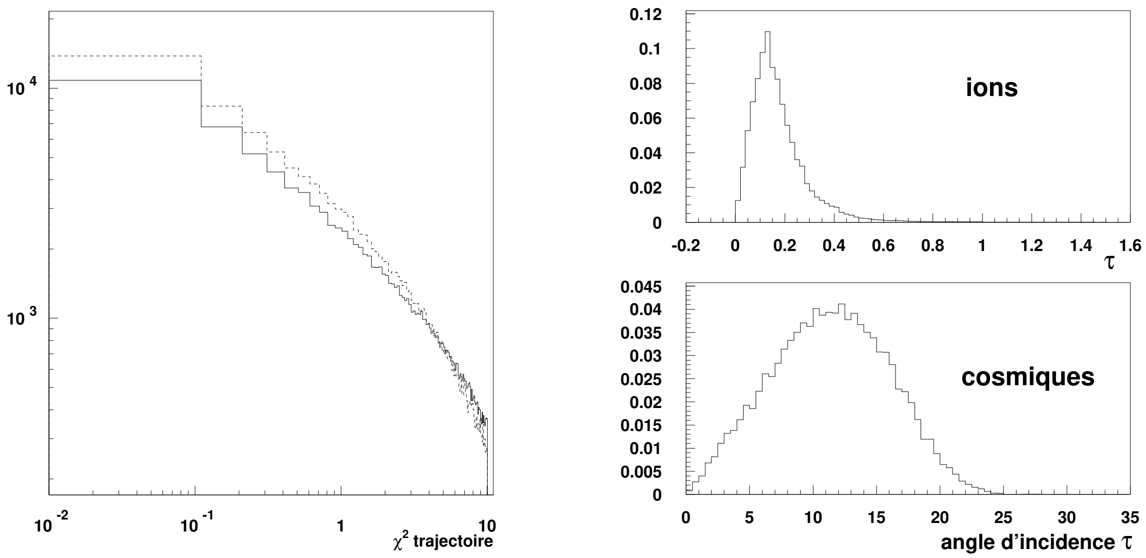
Les trois points d'espaces, disponibles pour la campagne cosmique, permettent d'effectuer en analyse un correction d'alignement tenant compte des incertitudes électroniques, en imposant que les trois points soient en moyenne alignés sur l'ensemble des événements enregistrés.

$$\overline{((x_2 - x_1) - (x_3 - x_2))} = 0$$

L'alignement des chambres a été réalisé au théodolite et les corrections électroniques sont en fait minimes.

Efficacité de détection	[%]
1 plan touché	95
6 plans touchés	78
Taux de reconstruction de la trajectoire	[%]
$\chi^2 < 10$	72
$\chi^2 < 3$	56

TAB. 5.2: *Partie supérieure : efficacité de détection des chambres à localisation en RUN cosmique. Partie inférieure : Taux de reconstruction de la trajectoire pour deux valeurs de χ^2 dans les deux directions de mesure (X et Y). Les quantités sont évalués par rapport au nombre de déclenchements du télescope.*



(a) (b)

FIG. 5.2: *(a) Distribution expérimentale des valeurs de χ^2 selon la direction de mesure X (ligne continue) et Y (tirets). On peut remarquer que la reconstruction est légèrement meilleure selon Y. (b) Distribution normalisée des angles d'incidences τ (en degrés) sur faisceau d'ions (haut) et avec des rayons cosmiques (bas).*

Tests sur faisceau d'ions

Les efficacités de détections des chambres à localisation pendant la campagne de test sur faisceau d'ions étaient comprises entre 70% et 85%, selon le RUN. Ce résultat est paradoxalement moins bon qu'en cosmique malgré un signal plus fort ($\propto Z^2$) laissé par les ions dans les chambres. En fait les chambres utilisées sur faisceau d'ions étaient vieilles et avaient un pro-

écarts-type [mm]	Cosmiques	Ions
σ	0,82	0.54
σ_z	203	1237
σ_a	2.3×10^{-3}	3.08×10^{-4}
σ_b	1.89	0.41
δx radiateur	1.9	0.41
δx détecteur	2.1	0.43

TAB. 5.3: *Haut : Ecarts-type sur les variables utilisées pour la reconstruction de la trajectoire : σ est l'incertitude expérimentale sur la mesure en position, σ_z, σ_a et σ_b respectivement les écarts-type sur l'ensemble des côte z_i de chambres à localisation, sur la pente a et l'ordonnée à l'origine, dans une dimension de recontruction. Bas : Estimation des incertitudes expérimentales selon la dimension X, sur le radiateur et sur le détecteur (supposé placé 100 mm après radiateur).*

blème d'étanchéité au gaz. Le taux de trajectoires reconstruites est cependant raisonnable et varie entre 60% et 75%, selon les RUN. La trajectoire reconstruite est plus précise en RUN ions, malgré la mesure de seulement deux points d'espace, avec $\delta x \approx 0.4$ mm. Cette amélioration est essentiellement due au fait que le pas des fils est deux fois plus petit et que la distance entre les chambres est plus grande d'un facteur deux. L'absence de χ^2 sur les RUN réduit la fiabilité de la reconstruction ; cependant, la lecture des signaux par lignes à retard électromagnétique permet de vérifier la cohérence de la reconstruction grâce à l'information donnée par la Checksum sur chaque plan (voir section 4.3.1).

5.2 Alignement Trajectomètre-Imageur

Les fenêtres d'entrée des PM du prototype ont un indice de réfraction élevé ($n \approx 1.4$) et le passage d'une particule dans le PM crée un grand nombre de photons Tcherenkov qui sont directement convertis sur la photocathode [36]. Le signal d'anode résultant est fort et correspond à un nombre de photoélectrons de l'ordre de 10 à 40. Cet effet parasite génère du bruit sur l'imageur (ce point est spécifiquement étudié dans la section 5.4), mais est également une source d'information intéressante, car il permet de localiser le point d'impact de la particule sur l'imageur. La position des PM sur l'imageur étant connue précisément, le PM touché par la particule fournit un quatrième point sur la trajectoire qui permet d'aligner le repère de l'imageur avec celui du détecteur de trace. La figure 5.3(a) représente l'ensemble des points d'intersection de la trajectoire des cosmiques avec le plan de détection, avec les deux coupures suivantes sur les voies touchées de l'imageur :
- forte charge dans 1 PM
- petit angle Tcherenkov reconstruit (typiquement $\theta_c \leq 5°$).

On voit nettement apparaître une image des PM de l'imageur. La figure 5.3(c) a été obtenue de la même manière pendant les tests sur faisceau d'ion. Ce procédé permet d'identifier aisément les voies hors-service, on en distingue 3 sur l'image (a) et 1 sur l'image (c). La visualisation de

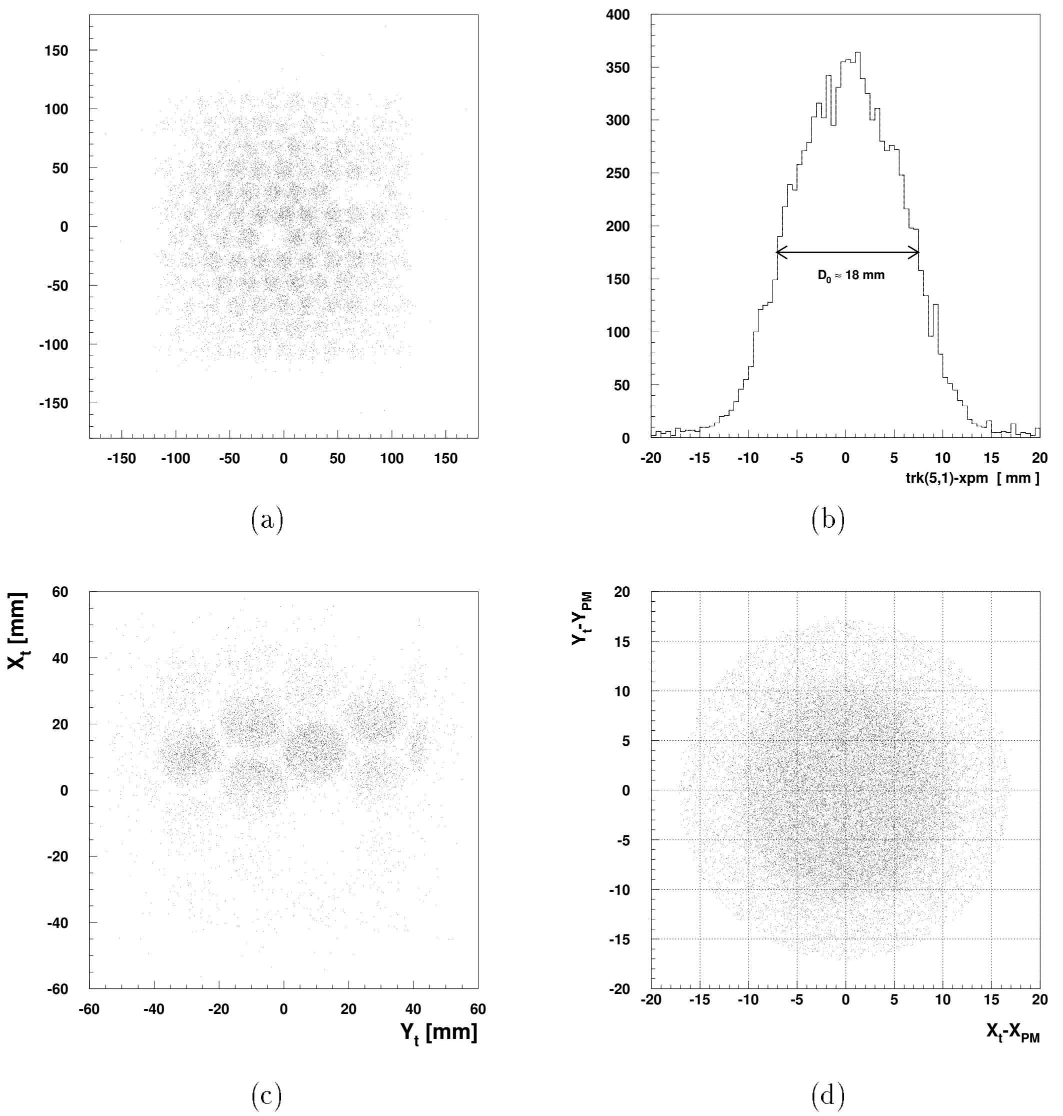
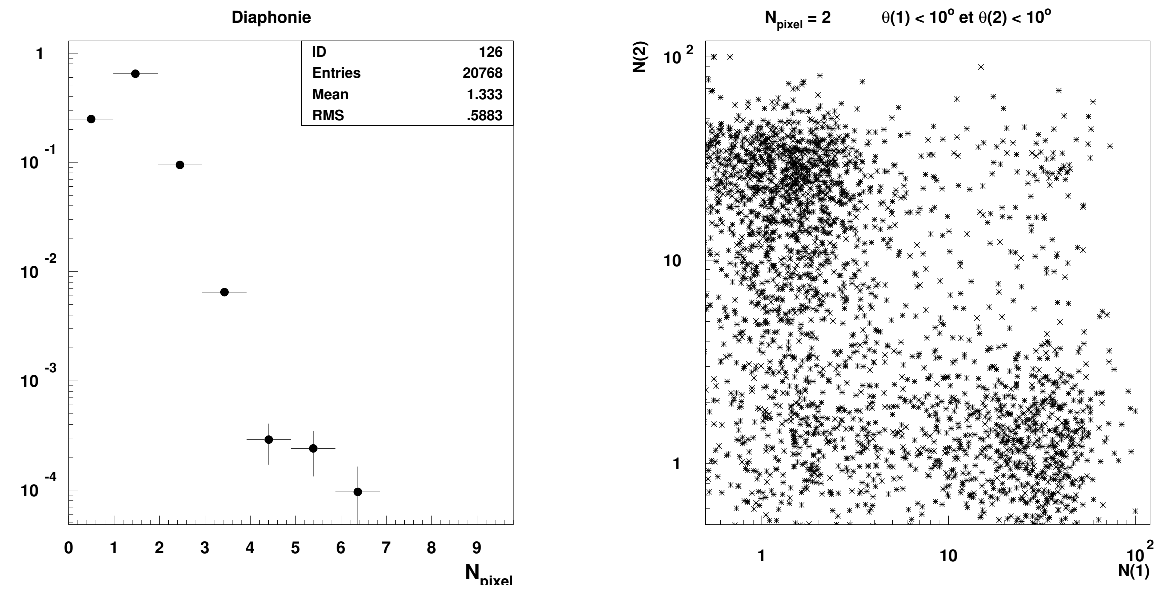


FIG. 5.3: *(a),(c) Intersection de la trajectoire reconstruite avec le plan des détecteurs, avec les conditions de coupure ($\theta_c \leq 5°$ et $N_{pe} \geq 4$) en run cosmique (a) et sur faisceau d'ions (c). (b) Ecart entre l'absisse de la trajectoire reconstruite et les PM touchés avec les mêmes coupures, voir texte : cette représentation permet de déterminer la taille moyenne de la photocathode. (d) Image bidimensionnelle des photocathodes des PM traversées par le faisceau d'ion.*

l'écart entre l'absisse du point d'impact reconstruit X_t et l'absisse de la position du PM touché X_{PM}, avec les mêmes conditions de coupure, permet de replier l'information d'étalonnage sur un seul histogramme : la distribution des écarts $(X_t - X_{PM})$ est présentée sur la figure 5.3(b). Lorsque le Tracker et l'imageur sont alignés, la moyenne de l'histogramme est centrée en 0 ; on retrouve bien au passage le diamètre de la photocathode du PM à la mi-hauteur de l'histogramme

($r_0 \approx 9.\,\mathrm{mm}$). La figure (d) représente $(X_t - X_{PM})$ en fonction de $(Y_t - Y_{PM})$ et est en fait une image moyenne des photocathode des PM de l'imageur.



(a) (b)

FIG. 5.4: *(a) Distribution expérimentale du nombre de pixels touchés au voisinage immédiat de la trajectoire dans le cas de trajectoires ne passant pas par le radiateur. (b) Nombre de photo-électrons détectés sur l'imageur dans le cas d'une multiplicité de 2 et d'un angle θ_c reconstruit inférieur à $10°$ pour les 2 pixels.*

5.3 Ajustement de l'anneau Tcherenkov

La méthode de reconstruction de la vélocité, développée dans la section 3.3, autorise la reconstruction d'un angle Tcherenkov $\theta_{c\,i}$ pour chaque pixel touché. Cette méthode offre l'avantage de pouvoir réaliser un traitement de l'image pixel par pixel pour chaque événement et minimiser l'effet du bruit de fond. Ce point est discuté plus loin. A partir de la collection des N valeurs de θ_c par événement, deux méthodes de reconstruction de la vélocité sont proposées ci-dessous.

5.3.1 Moyenne pondérée

la première méthode pour calculer $\langle\beta\rangle$, utilisée dans la simulation, consiste à calculer la moyenne pondérée de chaque mesure de β_i, affectée d'une incertitude expérimentale σ_{β_i}, avec :

$$\beta_i = \frac{1}{n\cos\theta_{c_i}}$$

$$\sigma_{\beta_i} = \frac{\sigma(\alpha_i)}{\sqrt{N_i}}$$

où N_i est le nombre de photoélectrons collectés sur le pixel i et $\sigma(\alpha_i) \sim \delta\beta(\alpha_i)$ est l'incertitude sur la mesure de la vélocité selon l'angle de précession α_i(voir figure 3.6) dans le repère de la trajectoire, quantités étudiées dans le chapitre 2. La moyenne de la vélocité s'exprime alors comme :

$$\langle\beta\rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} \frac{\beta_i}{\sigma^2_{\beta_i}}}{\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma^2_{\beta_i}}}$$

5.3.2 Ajustement circulaire

La deuxième méthode de mesure de la vélocité, développée pour le prototype, utilise une information supplémentaire sur l'émission Tcherenkov, à savoir sa cohérence angulaire. Dans le repère $R_{\tau,\psi}$, lié à la trajectoire de la particule, les photons Tcherenkov sont produits sur un cône et repérés sur celui-ci par le demi-angle au sommet θ_{c_i} et l'angle de précession α_i. Une coupe du cône dans un plan $(\overrightarrow{e_\tau}, \overrightarrow{e_\psi})$ quelconque donne un cercle dont le seul paramètre libre est le rayon r. La collection des couples (θ_{c_i}, α_i) permet ainsi d'effectuer un ajustement de l'anneau en minimisant la quantitée :

$$\chi^2(r) = \sum_{i=1}^{N} \frac{\left(x_i^2 + y_i^2 - r^2\right)^2}{\sigma^2_{r_i^2}}$$

où x_i et y_i valent :

$$\begin{cases} x_i = \tan\theta_{c_i} \times \cos\alpha_i \\ y_i = \tan\theta_{c_i} \times \sin\alpha_i \end{cases}$$

et où $\sigma_{r_i^2} \sim \delta r_i^2$ s'exprime à partir de σ_{β_i}, en utilisant la relation suivante :

$$1 + r_i^2 = 1 + \tan^2\theta_{c_i} = \beta^2 n^2$$

$$\Rightarrow \delta r_i^2 = 2\beta_i \delta\beta_i n^2$$

$$\Rightarrow \sigma_{r_i^2} = \sigma_{\beta_i} \times 2n\sqrt{1 + r_i^2}$$

Le rayon r_c^2 minimisant le χ^2 est la moyenne pondérée des rayons élémentaires $r_i^2 = x_i^2 + y_i^2$:

$$r_c^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N} \frac{r_i^2}{\sigma^2_{r_i^2}}}{\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma^2_{r_i^2}}}$$

La mesure de vélocité correspondante s'exprime enfin à partir de r_c comme :

$$\langle\beta\rangle = \frac{\sqrt{1 + r_c^2}}{n}$$

L'incertitude sur la mesure de r_c peut être estimée par la formule de propagation des erreurs :

$$\sigma^2_{r^2} = \sum_{i=1}^{N} \sigma^2_{r_i^2} \times \left(\frac{\partial r_c^2}{\partial r_i^2}\right)^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N} \sigma^2_{r_i^2}}$$

La différence entre les deux méthodes vient en fait simplement de la quantité à moyenner, à savoir $\frac{1}{cos\theta_c}$ dans le cas précédent et $\tan^2\theta_c$ dans le cas présent. Les méthodes donnent pratiquement les mêmes valeurs de moyenne de β. Les deux différences principales des méthodes sont que :
- les coups de bruits de fond sur la trajectoire (petit angle θ_c) sont minimisés dans la deuxième méthode, compte tenu du fait que $\tan\theta_c \to 0$ pour $\theta_c \to 0$
- La deuxième méthode fournit une vraie loi de χ^2, information supplémentaire qui s'avère très utile en analyse des données.

Dans le cas d'une mauvaise reconstruction de la trajectoire selon la dimension X ou Y, le point de passage de la particule est entâché d'une erreur qui va disperser les valeurs de θ_c sur une ellipse et non plus sur un cercle. Mis à part le traitement de bruit de fond de l'image, expliqué plus loin, une itération du calcul du χ^2 en faisant varier faiblement les paramètres (a,b) du plan mal reconstruit contenant la trajectoire peut permettre d'améliorer la reconstruction. Cette étude n'a pas été menée, compte tenu du fait que la statistique des tests en cosmiques et en ions était suffisante pour ne pas chercher à récupérer des événements à problème. Il serait cependant intéressant de tester cette méthode pour l'analyse des données du RICH d'AMS afin d'améliorer l'efficacité de reconstruction du détecteur dans le spectromètre. En particulier, la position du centre de l'anneau donne un point de reconstruction supplémentaire sur la trajectoire des particules.

5.4 Bruit de fond de l'imageur

L'image de l'anneau Tcherenkov détectée sur la matrice est mélangée à des coups de bruits de fond. Le traitement de l'image est une partie délicate qu'il faut étudier avec soin, en particulier pour des événements de charge $Z = 1$ où le nombre de pixels touchés est faible (typiquement de l'ordre de 3 à 10, selon le type de radiateur) Le bruit de fond (BDF) sur l'imageur a plusieurs origines qui sont discutées ci-dessous.

5.4.1 Courant noir des PM

Le courant noir des PM provient pour une part de l'agitation thermique dans la photocathode, qui provoque une émission spontanée d'électrons simulant un signal de photon unique (SPE). Ce signal est indiscernable d'une émission photoélectrique. Le courant noir provient d'autre part de l'agitation thermique de dynodes du PM qui émettent également des électrons en fonction de la température. Le signal d'anode résultant est plus faible, vue que l'amplification du signal est nécessairement inférieure d'un facteur 3 ou 4 (amplification de la première dynode). Dans son usage courant, le seuil de déclenchement des ASICs est fixé à 0.3 SPE, ce qui permet de limiter la contribution des dynodes au BDF. Cependant, l'imageur est placé dans une chambre à diffusion métallique étanche et la dissipation de chaleur par effet Joule de l'électronique (pont des PM, cartes de lecture) est mal évacuée (peu de convection) et l'équilibre thermique est atteint pour des températures élevées, comprises entre 30 et 40°. Expérimentalement, le courant noir moyen des PM du prototype varie de 200 à 5000 Hz, selon la température extérieure. En supposant $p \approx 2500\,\mathrm{Hz}$, le taux de fortuites par événement dû au courant noir, sur l'ensemble des 126 voies, est proportionnel au temps d'acquisition des ASICs ($\tau_{asic} \approx 500\mathrm{ns}$) :

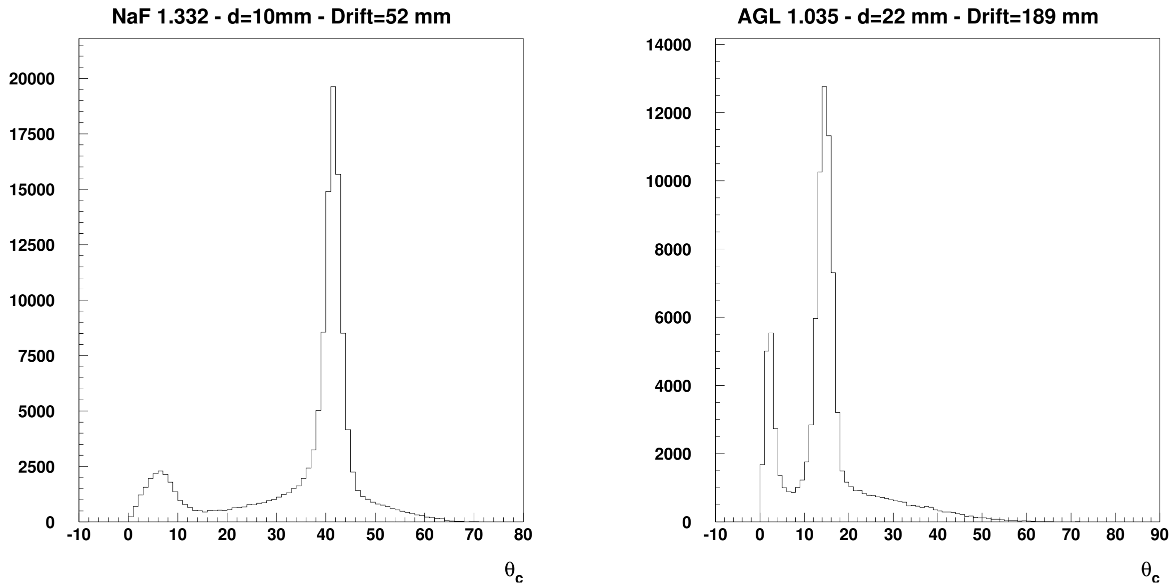


FIG. 5.5: *Distribution brute des angles θ_c reconstruits par pixel pour deux radiateurs : (a) NaF (b) AGL 1.035*

$$T_{c.n.} = 126 \times p \times \tau_{asic} \approx 15\%$$

Le courant noir peut être spécifiquement étudié au cours de RUN en déclenchant aléatoirement l'acquisition par un générateur de signaux. La distribution du nombre de pixels touchés est dans ce cas bien poissonnienne et du même ordre de grandeur que l'estimation ci-dessus.

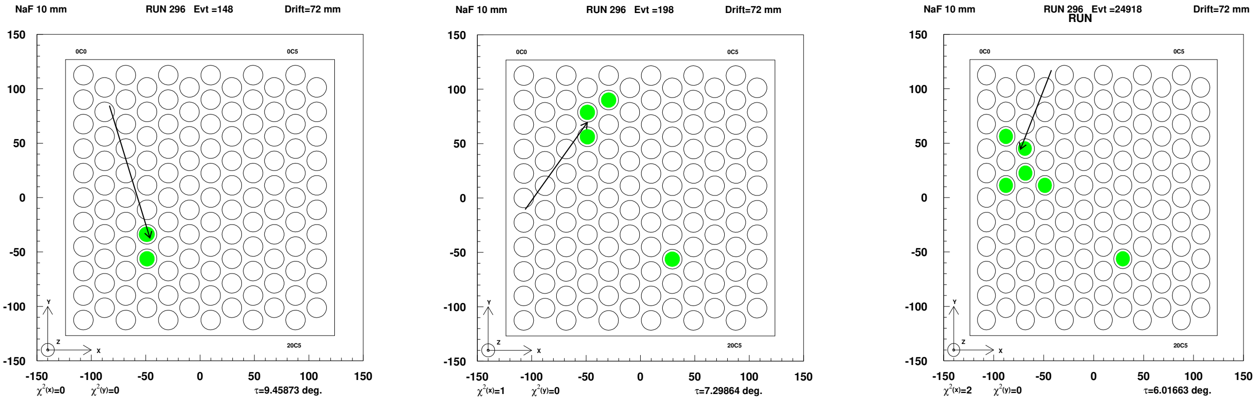
5.4.2 Interaction de la particule avec le détecteur

L'interaction de la particule avec le PM localisé sur la trajectoire a déjà été présentée dans la section 5.2 comme une source d'information pour aligner l'imageur sur le repère de la trajectoire. Pour la reconstruction de la vélocité, c'est maintenant une source de bruit, présente quasiment systématiquement sur l'image.

Le rayon de la photocathode des PM est $r_0 \approx 8.8$ mm, tandis que le pas du réseau vaut $p = 22.5$ mm, la probabilité qu'une particule à incidence nulle traverse une fenêtre de PM est donnée par le rapport de surface :

$$P(\tau = 0°) = \frac{\frac{\pi r_0^2}{2}}{\frac{p^2}{4 \tan \frac{\pi}{6}}} \approx 56\%$$

L'angle moyen d'arrivée des particules cosmiques dans le prototype, de l'ordre de 11° (voir figure 5.2), augmente la probabilité d'interaction avec les PM : les trajectoires ne passant pas par les fenêtres des PMs peuvent néanmoins passer plus bas à travers une dynode et générer



(a) (b) (c)

FIG. 5.6: *(a),(b),(c) Exemple de bruit occasionné par le passage de la particule incidente dans la fenêtre d'un PM, dans le cas de trajectoire ne passant pas par le radiateur. On distingue clairement un effet de diaphonie à deux voies pour l'événement (a), à 3 voies pour l'événement et à 5 voies pour le (c). Ce dernier processus est assez rare, mais il faut en tenir compte dans l'analyse des données. On peut également remarquer sur les images (b) et (c) un coup de bruit de fond sur le même PM, dont le courant noir est très important sur ce RUN.*

un signal au dessus du seuil de déclenchement des ASIC. La figure 5.4(a) représente la distribution expérimentale du nombre de pixels allumés à bas angle ($\theta_c \leq 7°$), pour des trajectoires reconstruites ne passant pas par le radiateur et tombant sur la matrice. Expérimentalement, la probabilité d'avoir au moins un pixel allumé sur la trajectoire est la plus importante et vaut environ 75%. Les événements avec une multiplicité ≥ 2 sur la figure 5.4(a) sont corrélés au passage de la particule dans la fenêtre d'entrée d'un PM : il s'agit d'une diaphonie. La figure 5.6 illustre le phénomène par des exemples d'images. La flèche symbolise la projection de la trajectoire reconstruite depuis la première chambre à localisation jusqu'au plan de PM. On voit clairement apparaitre une diaphonie sur les 3 images mettant en jeu 2, 3 et 5 pixels. Le processus de diaphonie est vraisemblablement une conséquence du grand nombre de photons crées par la particule dans le verre du PM dont certains peuvent diffuser vers les premiers voisins. Dans cette hypothèse, la corrélation attendue est un pixel touché à forte charge et un voisin touché avec une charge plus petite. Ce phénomène est mis en évidence au moyen de la figure 5.4(b) qui correspond à une classe particulière d'événements d'un RUN cosmique :
- qui ne sont pas passés par le radiateur,
- dont le nombre de pixel touché est égal à 2
- et pour lesquels les 2 angles θ_c reconstruits sont inférieurs à 7° (pixels connexes).
Le nombre de photoélectrons mesuré dans le premier pixel y est tracé en fonction du nombre de photoélectrons mesuré dans le deuxième. Le faible angle Tcherenkov implique que les PM sont voisins entre eux. La quasi totalité des événements est composée d'un coup à forte charge ($N_pe \sim 30$), c'est le PM directement traversé par la particule, et d'un coup à basse charge ($N_pe \sim 1.5$) associé à une diaphonie. Les deux pixels ne sont pas classés par angle croissant et la forte charge est indifféremment vue par le pixel 1 ou 2 ; si bien qu'au total, la figure est

symétrique.

La probabilité totale d'avoir une diaphonie à deux pixels sur le prototype est de l'ordre de 10% et tombe à $\approx 1\%$ pour trois pixels. les diaphonies d'ordre plus élevées sont des événements très rares.

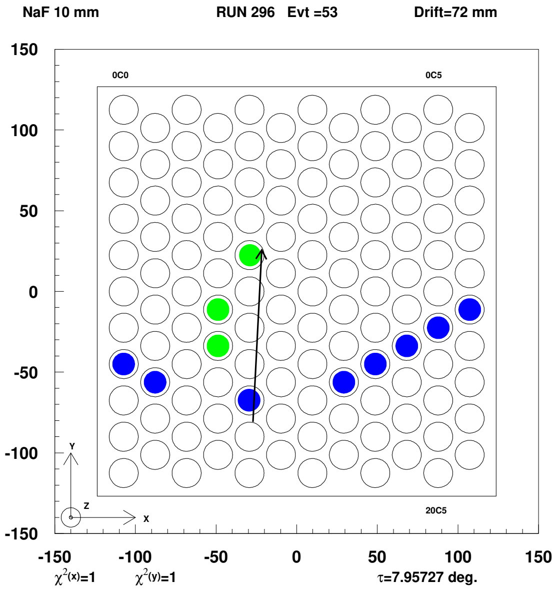
5.4.3 Diffusion et réflection

Une autre source de bruit de fond provient de la lumière Tcherenkov elle même. Il s'agit d'abord de photons perdus pour la détection : la boîte à diffusion contenant le prototype est métallique et les photons sortants de l'acceptance du compteur peuvent revenir après réflection sur un PM. Ce phénomène est dominant pour le radiateur en NaF où le nombre de photons produits est grand et l'anneau réfracté, de grande taille, déborde souvent de la matrice. La deuxième source de bruit de fond, liée aux photons Tcherenkov, est la diffusion Rayleigh dans les radiateurs AGL. Ce phénomène est doublement pénalisant : non seulement il fait perdre du signal d'une manière non négligeable, mais en plus les photons doivent diffuser plusieurs fois avant de perdre leur information angulaire (la probabilité de diffusion d'un angle θ par rapport à la direction initiale du photon est proportionnelle à $\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta)$). Les photons diffusés à petits angles sont détectés et contribuent au bruit de fond de l'imageur.

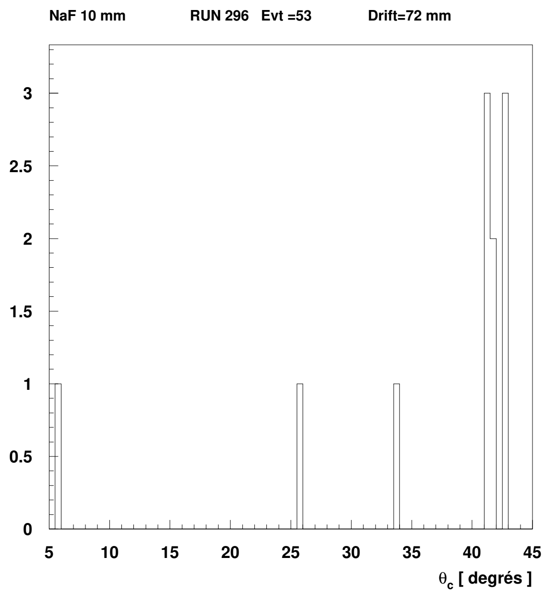
5.4.4 Bilan

Les figures 5.5(a),(b) représentent les spectres bruts des angles θ_c reconstruits pour un radiateur en NaF (a) et AGL (b) en campagne cosmique. Le pic associé au signal est clairement visible dans les deux cas. La bosse à bas angle est l'effet de l'interaction de la particule avec l'imageur. La hauteur relative plus importante de ce pic par rapport au signal dans le cas de l'AGL est dû au fait que le nombre de photons Tcherenkov produits est plus faible qu'avec un radiateur en NaF. La trainée à haut θ_c, visible au delà du pic de signal, est un mélange de courant noir, de diffusion (AGL) et de réflection de photons Tcherenkov. L'importance relative de cette trainée est encore une fois plus forte pour l'AGL, ce qui suggère que la diffusion Rayleigh est le processus dominant dans la traînée haut θ de ce radiateur. La dissymétrie de pente pour le NaF à droite et à gauche du pic de signal ($\theta_{max} \approx 41°$) est normale : il existe toute une gamme de rayons cosmiques avec une vélocité $\beta \geq 0.75$ (voir spectre différentiel de muon au sol sur la figure 6.2(a)) et du signal est mélangé au bruit dans la région $\theta \leq \theta_{max}$

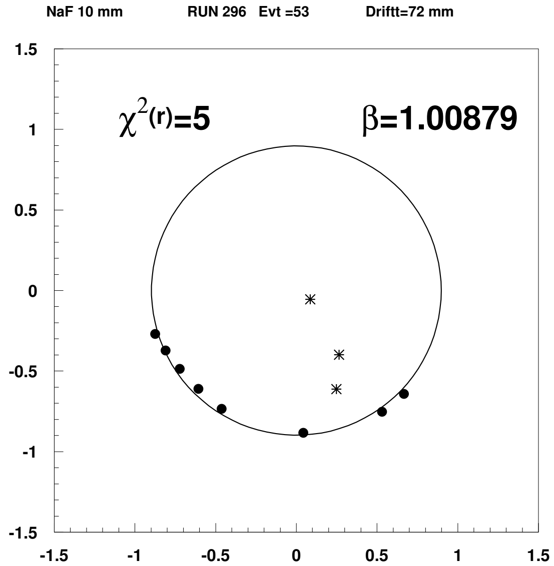
En pratique, la partie signal de l'image correspond à des angles reconstruits θ_c très proches entre eux. Le courant noir est quant à lui uniformément distribué sur l'ensemble des pixels de la matrice. La distribution d'angles θ_c associée au courant noir est une transformation conforme de la matrice en angles θ_c. La distribution résultante est très voisine de celle correspondant à l'acceptance géométrique d'un plaque carrée : à savoir une proportion d'angles tendant vers 0 pour $\theta_c \to 0$, un maximum autour de l'angle associé au plus grand cercle inscrit dans le détecteur, puis une diminution rapide à plus grand angle (contribution ultime des coins du détecteur). Pour une distance de glissement adaptée aux petites dimensions du prototype, le maximum de courant noir est voisin du pic de signal. Les photons réfléchis arrivent également n'importe où sur l'imageur et la distribution angulaire correspondante est similaire à celle du courant noir. Les photons diffusés dans les radiateurs AGL, faiblement corréllés avec la lumière Tcherenkov sont également attendus de part et d'autre du pic de signal. Enfin, le signal généré par la particule incidente sur le plan de détection est facilement identifiable avec un faible angle Tcherenkov et une forte charge d'anode.



(a)



(b)



(c)

FIG. 5.7: *(a) Exemple d'un événement bruité dans le cas d'un radiateur en NaF de 10 mm d'épaisseur et un Espace de glissement de 72 mm. La particule est un muon relativiste ($\beta \sim 1$) dont la vélocité est trop grande pour être résolue par du NaF. (b) Histogramme des angles reconstruits θ_c de lévénement ; on distingue trois coups de bruits. (c) Mesure de la vélocité par ajustement de l'anneau Tcherenkov dans le référentiel de la trajectoire. Les points utilisés pour l'ajustement sont les points noirs (•), tandis que les coups de bruit rejetés sont étoilés (*).*

La coupure du bruit sera aisée pour un coup de bruit loin du signal, mais devient impossible si le coup est trop près des bons événements. La figure 5.7 représente un événement Tcherenkov typique pour un muon cosmique, dans le cas d'un radiateur en NaF d'1 cm d'épaisseur et un espace de glissement de 7.2 cm. L'événement brut détecté sur l'imageur correspond à la figure (a), on distingue bien l'anneau réfracté (pixels foncés) de trois coups de bruits (pixels clairs), la flèche est la projection de la trajectoire depuis le sommet de la première chambre à localisation jusqu'au plan de détection. L'histogramme des angles θ_c reconstruits est présenté sur la figure (b) ; le pixel touché à petit angle est déclenché par le passage de la particule, tandis que les deux angles intermédiaires sont manifestement trop bas pour être pris en compte pour la mesure de la vitesse. La reconstruction de la vélocité par ajustement de l'anneau Tcherenkov dans le repère $R_{\tau,\psi}$ est proposée sur la figure (c). Les pixels ronds ($\bullet$) sont les pixels gardés pour l'ajustement, tandis que les trois pixels étoilés (*) ont été coupés. Au total, la vraisemblance de l'ajustement est acceptable avec $\chi^2(r) \approx 5$.

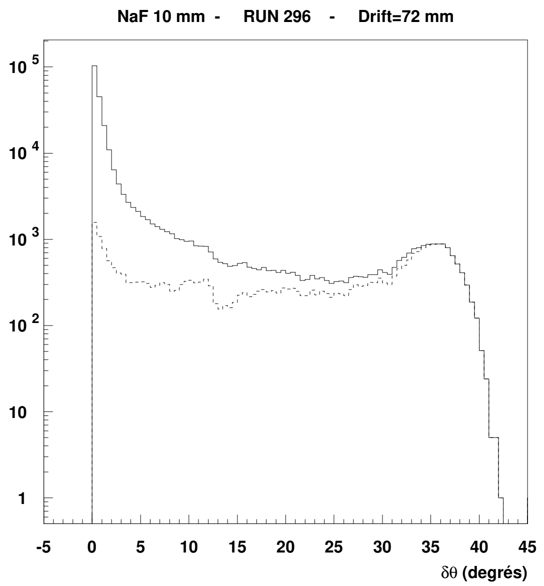


FIG. 5.8: *Traits pleins : histogramme des écarts $\delta\theta$, sans coupure des pixels sur la trajectoire. Tirets : histogramme de $\delta\theta(2)$ (écart entre le plus petit angle θ_c reconstruit et son premier voisin). Les photons Tcherenkov correspondent aux petites valeurs de $\delta\theta$ (-). La zone plate au dessus de $10°$ est du bruit de fond, tandis que la remontée vers $40°$ correspond à un coup sur la trajectoire, directement suivi d'un photon Tcherenkov (comparer les deux histogrammes). Voir texte.*

5.5 Traitement de l'image et coupure

Les pixels touchés au voisinage de la trajectoire sont coupés en rejetant ceux qui sont contenus dans un rectangle de côté $\frac{3}{2}p_x$ et $\frac{3}{2}p_y$ et de centre le point d'impact reconstruit de la particule sur le plan de détection ; p_x et p_y sont respectivement le pas des PM selon les axes de référence X et Y de l'imageur. (les axes X et Y sont fixés de sorte que le pas p du réseau hexagonal soit $p = p_y$, tandis que $p_x = p \times \sin\frac{\pi}{3}$). Cette coupure permet de rejeter systématiquement le PM le plus proche de la trajectoire, ainsi que tous ses premiers voisins, ce qui élimine les possibles effets de diaphonies constatées. Si (x_t, y_t) est le point d'intersection de la trajectoire avec le détecteur et $(x(i), y(i))$ sont les coordonnées des pixels touchés, les points retenus sont tels que :

$$\begin{cases} |x_t - x(i)| \leq \frac{3}{2} \times p_x \\ \\ |y_t - y(i)| \leq \frac{3}{2} \times p_y \end{cases}$$

L'élimination des pixels déclenchés par le passage de la particule ne suffit pas pour mesurer efficacement la vélocité. En effet, pour les particules de charge $Z = 1$, un seul coup de bruit loin du signal, retenu dans le calcul de la vélocité, biaise d'une manière non négligeable la mesure expérimentale. il est par conséquent nécessaire de compléter cette première coupure par un deuxième filtrage.

La deuxième coupure de bruit de fond a été réalisée par deux méthodes distinctes que l'on se propose de comparer. Elles ont toutes deux pour base un filtrage des valeurs des angles Tcherenkov reconstruits par événement. La première étape, commune aux deux méthodes, consiste à classer les n pixels touchés restants par angle Tcherenkov croissant :

$$\theta_1 < \theta_2 < ... < \theta_i < ... < \theta_n$$

5.5.1 Coupure "médiane"

Dans le cas de la méthode de la "médiane", le constat de départ est que le nombre de coups de bruit par événement est faible devant le signal (typiquement $\frac{signal}{bruit} \geq 3$) et que les angles associés au signal sont proches entre eux. Le filtrage consiste simplement à se placer sur la valeur médiane des angles Tcherenkov θ_i classés, à savoir sur l'angle associé à l'indice de classement $m = \frac{n}{2}$ (ou $n+1$ si n est impair) et de couper, à partir de cette valeur, tous les angles situés au delà d'une limite qui dépend de la configuration de détection.

$$|\theta_i - \theta_m| \leq \Delta\theta$$

Soit s le nombre de pixels satisfaisant la condition ci-dessus et b le nombre de pixels coupés. L'événement est finalement gardé s'il répond aux exigences suivantes :

$$\begin{cases} s \geq 3 \\ s > b \end{cases}$$

L'optimum de l'angle de coupure $\Delta\theta$ a été expérimentalement trouvé à 3° pour du NaF et 2.5° pour un radiateur AGL (indice 1.035). Un exemple d'étude de recherche d'optimum de coupure sur θ_c, très similaire, est proposé dans le paragraphe suivant.

5.5.2 Coupure "écart"

La deuxième méthode de filtrage étudiée, toujours sur la base des angles classés, consiste à identifier les pixels dont les angles reconstruits sont voisins entre eux et à ne garder que ceux là. Le filtrage est réalisé en deux étapes. D'abord, un vecteur $\delta\theta$ est crée, contenant les écarts entre θ_c successifs :

$$\delta\theta(i) = \theta_i - \theta_{i-1},\ i \in [2, n]$$

La distribution brute de $\delta\theta$ pour un RUN cosmique (radiateur en NaF et espace de glissement de 72 mm) est présentée sur la figure 5.8 en trait pleins. La cohérence angulaire de la lumière Tcherenkov détectée apparait clairement et correspond à la forte statistique à petite valeur de $\delta\theta$ ($\leq 3°$). A plus grand angle, la pente de la distribution s'aplatit : cette partie est composée de coups de bruit. La remontée vers 40° correspond à des événements où des pixels sont allumés sur la trajectoire. L'histogramme en pointillés représente le contenu de la première composante de $\delta\theta$ (soit $\delta\theta(2)$, d'après sa définition). On voit que $\delta\theta(2)$ permet de couper facilement 1 pixel touché sur la trajectoire.

L'algorithme de coupure consiste ensuite à pondérer chaque pixel avec une variable de coupure $W(\theta_i)$ en fonction des écarts angulaires $\delta\theta(i)$ et $\delta\theta(i+1)$ qui le séparent de ses premiers voisins :

$$W(i) = 2 \Leftrightarrow \begin{cases} \delta\theta(i) \leq \Delta\theta \\ \\ \delta\theta(i+1) \leq \Delta\theta \end{cases}$$

$$W(i) = 1 \Leftrightarrow \begin{cases} \delta\theta(i) \leq \Delta\theta \\ ou \\ \delta\theta(i+1) \leq \Delta\theta \end{cases}$$

$$W(i) = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} \delta\theta(i) \geq \Delta\theta \\ \\ \delta\theta(i+1) \geq \Delta\theta \end{cases}$$

Les angles en bord de distribution (θ_1 et θ_n) n'ont qu'un voisin et leur poids est limité à 1 au maximum, ce qui n'est pas gênant, vu que les photons en bord de distribution sont plus suspects que les autres.

les angles θ_i sont ensuite triés selon leur poids :

- les poids W=2 sont gardés
- les poids W=1 sont gardés à la condition d'être voisin d'un poids W=2
- les poids W=0 sont coupés

Les événements minimums autorisés sont donc du type $1-2-1$, ce qui impose au minimum que :

$$s \geq 3$$

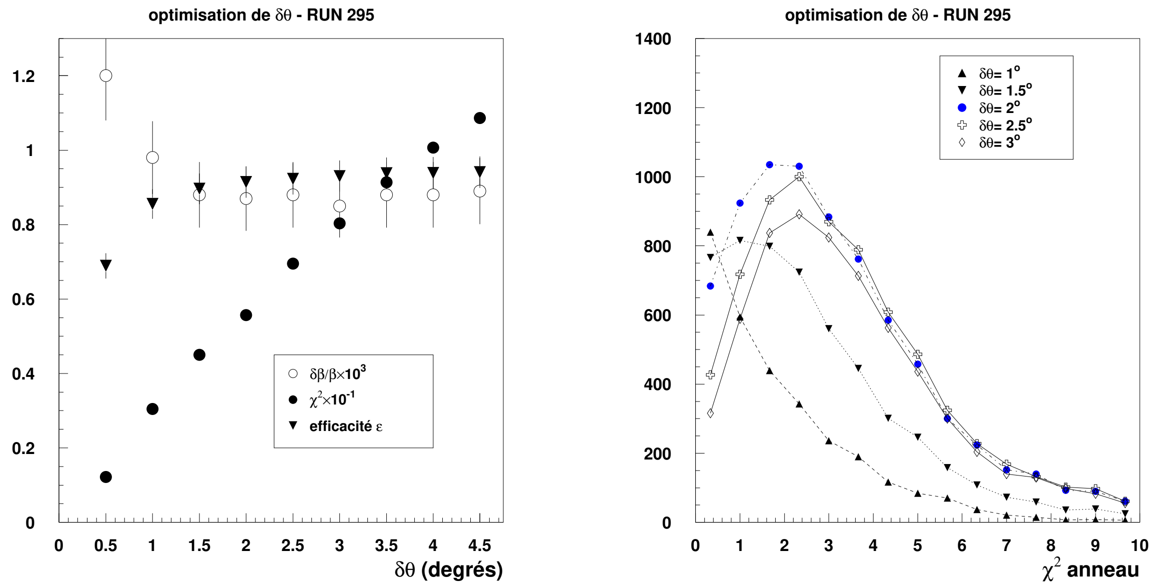
L'algorithme est complété comme précédemment par la coupure :

$$s > b$$

La méthode est robuste pour supprimer un coup de bruit de fond au delà de $\Delta\theta$, voir deux coups de bruits de fonds isolés, puisqu'ils sont du type $1-1$. Cependant, trois coups de bruits regroupés, dues par exemple à une diaphonie (claquage dans un PM par exemple) passent la coupure. La parade consiste à rejeter les événements contenant plusieurs îlots de type $1-2-..-1$ séparés par des 0. Outre un problème de diaphonie, ce type d'événement peut être également dû à la superposition de plusieurs anneaux Tcherenkov sur l'imageur, issus de particules secondaires (ex : δ-ray créés dans le radiateur). Dans le cas de l'utilisation combinée de deux radiateurs d'indices de réfraction différents, donnant lieu à deux distributions angulaires séparées, cette méthode peut être utilisée pour isoler les deux contributions.

La valeur idéale de $\Delta\theta$ est à ajuster en fonction des caractéristiques optiques du compteur ; à savoir principalement l'angle maximum d'émission Tcherenkov et le chromatisme du radiateur. Pour les particules de charge $Z = 1$, La valeur optimale de $\Delta\theta$ est un compromis entre l'efficacité de détection(ϵ) et la vraisemblance de l'ajustement de l'anneau Tcherenkov χ^2_r. Cet effet est illustré sur la figure 5.9(a) où ϵ, $\langle\chi^2_r\rangle$ et($\frac{\delta\beta}{\beta}$) sont tracés en fonction de $\delta\theta$, pour un RUN cosmique avec un radiateur en NaF de 10 mm et un espace de glissement de 52 mm. Une coupure sur l'acceptance des particules a été effectuée afin de ne conserver pour l'étude que les trajectoires dont l'anneau est intégralement inclu sur la matrice ; à savoir en imposant la condition :

$$\begin{cases} |x_t| \leq (X_{det} - R_C) \\ |y_t| \leq (Y_{det} - R_C) \end{cases}$$



(a) (b)

FIG. 5.9: *Optimisation de la valeur $\Delta\theta$ utilisée dans la méthode des "écarts" dans le cas d'un RUN cosmique avec un radiateur en NaF de 10 mm et un espace de glissement de 52 mm (RUN 295). (a) Evolution de $\frac{\delta\beta}{\beta}$ (avec coupure sur le $\chi^2 < 5$),$\langle\chi^2\rangle$ (ajustement de l'anneau) et ϵ (taux de reconstruction) en fonction de $\Delta\theta$. (b) Variation de la vraisemblance de l'ajustement de l'anneau en fonction de $\langle\chi^2\rangle$.*

où (x_t, y_t) est le point d'intersection de la trajectoire de la particule avec le plan de détection. Dans cette configuration, le signal est fort ($N_{pe} \approx 10$) et le bruit dominant est composé de photons diffusés ou réfléchis. A petit $\Delta\theta$ ($< 1°$), une grosse partie du signal est coupée sur l'image en même temps que le bruit, si bien que l'efficacité de reconstruction est mauvaise ($\lesssim 30\%$). La forme de la distribution de χ^2_r associée à ces petites valeur de $\Delta\theta$ est exponentielle, caractéristique d'un faible nombre de degrés de liberté dans l'ajustement. (voir figure 5.9(b)).L'accroissement de $\Delta\theta$ permet de récupérer les photons du signal ; l'efficacité croit pour le NaF pour se stabiliser à $\approx 90\%$ dès $\Delta\theta \sim 2°$. La résolution en vélocité s'améliore, grâce à l'augmentation de la statistique par événement, et se stabilise également autour de 8.5×10^{-3}. L'augmentation conséquente du nombre de degrés de libertés dans l'ajustement de l'anneau fait émerger un pic dans la distribution des χ^2_r (figure 5.9(b)) dès $\Delta\theta = 1.5°$. La forme de la loi de χ^2_r passe par un optimum pour $\Delta\theta \approx 2°$, puis s'affaisse en s'élargissant pour de plus grandes valeurs. Au delà de 2.5°, du bruit commence en fait à être pris en compte dans la reconstruction et la vraisemblance moyenne des ajustement diminue : la moyenne du χ^2_r passe de 5.5 à 8 en augmentant $\Delta\theta$ de 2 à 3°. L'optimum de reconstruction est choisi à $\Delta\theta = 2.2°$. Cette étude a également été menée sur un radiateur de faible indice de réfraction (AGL 1.035) et a donné un résultat assez proche avec $\Delta\theta = 2°$.

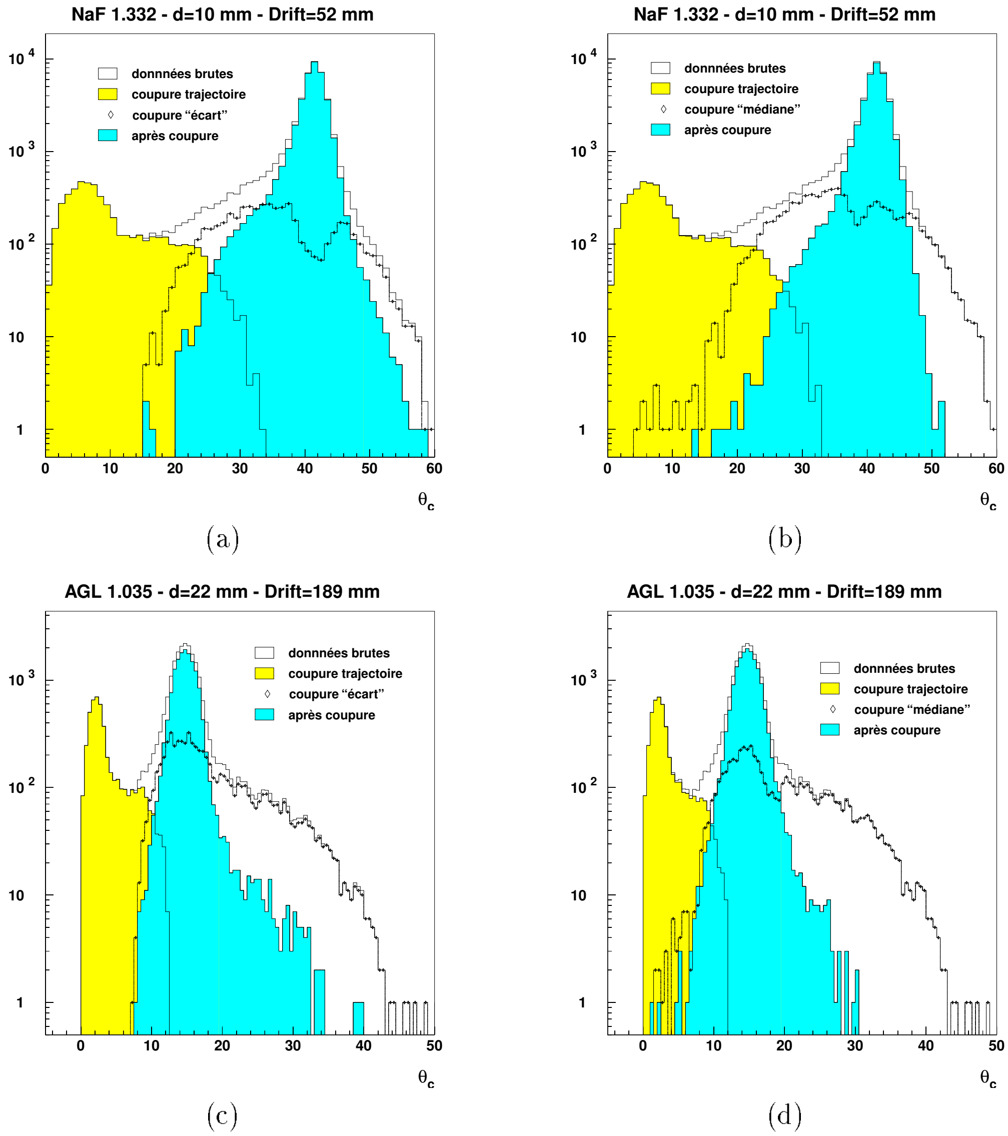


FIG. 5.10: *Comparaison des deux méthodes de coupure optimisées, à partir de la distribution expérimentale des angles θ_c reconstruits : - pour un radiateur en NaF de 10 mm d'épaisseur et un espace de glissement de 52 mm (deux figures du haut : (a) méthode "écart" avec $\Delta\theta = 2.2°$; (b) méthode "médiane", $\Delta\theta = 4.5°$) - pour un radiateur AGL d'indice moyen 1.035 avec un espace de glissement de 189 mm (deux figures du bas :(c) méthode "écart"$\Delta\theta = 2°$; (d) méthode "médiane",$\Delta\theta = 4°$). La distribution des angles coupés autour de la trajectoire est en gris clair, tandis que les angles coupés par l'une des 2 méthodes sont symbolisés par des petits losanges ($\diamond$). La distribution après coupure apparait en gris foncé.*

5.5.3 Comparaison des méthodes de coupure

Les deux méthodes de coupure précédentes ont été comparées à l'aide de deux RUNs cosmiques :

	NaF		**AGL 1.035**	
coupure	"écart"	"médiane"	"écart"	"médiane"
$\Delta\theta$	$2.2°$	$3°$	$2°$	$3°$
ϵ [%]	91.3 ± 4	89.1 ± 4	56.4 ± 1.4	58.3 ± 1.8
$\frac{\delta\beta}{\beta} \times 10^{-3}$	8.7	9.0	4.36	4.28
χ^2_r	5.5	5.0	1.69	1.58
N_{pe}	19.	18.7	5.0	5.4
N_{pix}	8.6	8.5	3.6	3.8

TAB. 5.4: *Comparaison des deux méthodes de coupure dans le cas de l'utilisation d'un radiateur AGL et d'un cristal de NaF. Voir texte.*

– radiateur NaF (1.332) de 10 mm, espace de glissement de 52 mm

– radiateur AGL 1.035 de 22 mm, espace de glissement de 189 mm

La figure 5.10 représente la distribution des angles θ_c reconstruits sur l'ensemble des deux RUN et pour les deux méthodes de coupure (échelle semi-logarithmique). Les figures du haut, (a) et (b), correspondent au RUN NaF et les figures du bas au RUN AGL (c) et (d). Les figures de gauche sont obtenues par la méthode des "écarts", celles de droite avec la coupure "médiane". Chaque figure contient :
- la distribution des angles coupés autour de la trajectoire,
- la distribution des angles coupés par l'une des deux méthodes avec $\Delta\theta$ optimisé,
- la distribution après coupure.

Au niveau efficacité de reconstruction, les deux méthodes se tiennent bien, compte tenue de l'erreur statistique, avec $\approx 90 \pm 4\%$ de reconstruits pour le NAF et $\approx 57 \pm 1\%$ pour l'AGL 1.035 (voir table 5.4). Dans les deux cas, le signal est très bien conservé dans la bosse associée à $\beta \sim 1$ (soit pour $\theta_c \sim \theta_{max}$). Des petites différences apparaissent cependant de part et d'autre du pic. Pour $\theta_c \geq \theta_{max}$, la coupure "médiane" est très efficace, tandis qu'une queue plus longue subsiste avec la coupure "écart". La différence est cependant minime, compte tenu de l'échelle logarithmique. La région $\theta_c \leq \theta_{max}$ est une zone contenant du signal (voir spectre de cosmiques au sol sur la figure 6.2(a)). Les deux méthodes sont équivalentes pour de l'AGL, mais diffèrent pour le NaF. La pente de coupure est encore une fois plus raide pour la "médiane" que pour la coupure "écart". Compte tenue de la meilleure résolution en vélocité obtenue avec le NaF avec la coupure "écart", on peut penser que les photons supplémentaires pris en considération avec cette coupure sont du signal et que par conséquent, la coupure "médiane" est légèrement moins bien adaptée dans ce cas. On peut également noter que la coupure des pixels sur la trajectoire remonte assez loin dans le spectre en θ_c ($\approx 20°$ pour le NaF et $8°$ pour l'AGL), cette coupure est excessive dans le cas du prototype et une partie du signal est coupée dans cette région. L'origine de ce phénomène vient de la grosse taille des pixels de l'imageur. La coupure des pixels allumés au voisinage de la trajectoire coupe au maximum un PM et ses premiers voisins, ce qui couvre finalement un domaine d'angles θ_c non négligeable sur l'ensemble de la matrice. Avec des pixels plus petits, impliquant une meilleure résolution, cette zone de coupure serait naturellement limitée à la petite bosse visible à petit θ_c.

Un dernier argument, en défaveur de la méthode "médiane", vient du fait que l'angle θ_m utilisé comme pivot pour la coupure est choisi arbitrairement comme point de référence, ce qui peut induire un biais dans la reconstruction. Dans la suite, c'est la méthode "écart" qui a été utilisée pour analyser les données.

Chapitre 6

Tests en cosmiques

6.1 Interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère

Les rayons cosmiques chargés présents au sol sont des résidus de cosmiques primaires dégradés dans l'atmosphère. Le flux de hadrons cosmiques, présents au voisinage de la Terre, est essentiellement composé de protons ($\approx 90\%$) et de noyaux d'hélium ($\approx 9\%$) ; le reste est composé d'éléments plus lourd. Lorsque leur trajectoire croise l'atmosphère terrestre, les hadrons cosmiques interagissent rapidement avec ses constituants (noyaux d'O, N, C...) et génèrent à haute altitude des gerbes hadroniques (voir figure 6.1(a)). Au cours d'une seule de ses collisisions hadron-hadron, une grande quantité de pions chargés et neutres sont créés, ainsi que quelques particules étranges (kaon, hypéron...). Les fragments énergétiques de la collision (noyaux plus légers ou nucléons) continuent leur progression et subissent à leur tour de nouvelles collisions avant d'atteindre le sol sous forme de protons ou de neutrons ralentis. Une colonne d'atmosphère verticale représente une densité surfacique de matière de l'ordre de $1000\,\mathrm{g/cm^2}$. La longueur d'interaction d'un proton de haute énergie étant de l'ordre de $75\,\mathrm{g/cm^2}$ [37], celui-ci subira en moyenne une dizaine d'interaction avant de toucher le sol. Le flux initial de protons est atténué de 3 décades avant d'atteindre le sol. Pour une trajectoire verticale, Les protons perdent par ionisation (formule de Bethe-Bloch) environ 2.2 GeV dans l'atmosphère, compte tenu du fait qu'ils sont au minimum d'ionisation. Le spectre de protons primaires au sommet de l'atmosphère, admet un maximum autour d'une énergie cinétique de $T = 1$ GeV et décroit ensuite rapidement en $T^{-2.7}$. La simple perte par ionisation arrête environ 95% des protons primaires. Les décades d'atténuations supplémentaires du flux de protons viennent des pertes par collisions inélastiques sur les noyaux de l'atmosphère. Au total, le flux de protons au sol est de l'ordre de quelques événements par $\mathrm{m^2.s}$.

De par leur plus grosse section efficace ($\sigma \sim A^{\frac{1}{3}}$), la première interaction des noyaux avec l'atmosphère a lieu à plus haute altitude que pour les protons. Les noyaux cosmiques sont fragmentés dès leurs premières collisions et la probabilité qu'un noyau touche le sol est extrêmenent faible. Pour se fixer les idées, la longueur d'interaction d'un α énergétique est de l'ordre de $47\,\mathrm{g/cm^2}$ et passe à $\approx 23\,\mathrm{g/cm^2}$ pour un noyau de masse atomique $A = 25$.

6.1.1 Gerbes de particules secondaires

Gerbe hadronique

Intéressons nous maintenant au devenir des particules secondaires crées pendant ses interactions fortes.

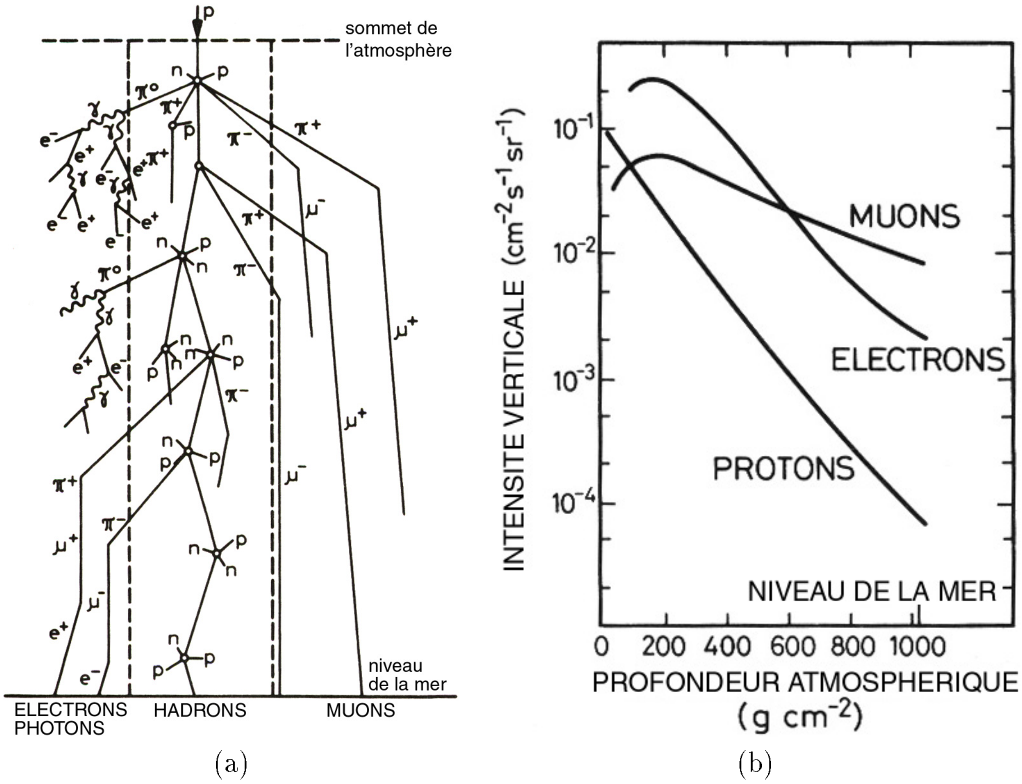


Fig. 6.1: *(a) Schéma résumant les deux types de gerbes se développant dans l'atmosphère initiés par un proton incident de haute énergie, d'après Allkofer et al. [37]. (b) Evolution du flux de particules chargées (initialement crées dans l'atmosphère), en fonction de l'altitude [37].*

Les pions chargés, produits par interaction forte, ont une durée de vie courte ($\tau \approx 2.6 \times 10^{-8}$ s)et se désintègrent rapidement avant de toucher le sol :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Les muons ont une durée de vie 100 fois plus élevée que les pions et interagissent peu avec la matière. Ils atteignent en majorité le sol grâce au phénomène relativiste de dilatation du temps, qui accroit leur durée de vie d'un facteur γ (facteur de Lorentz).

Les pions neutres se désintègrent quant à eux très rapidement ($\tau \approx 2.6 \times 10^{-16}$ s) en photons γ :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Gerbes électromagnétiques

Les photons γ de haute énergie interagissent avec l'atmosphère et initient à leur tour des gerbes électromagnétiques(partie gauche de la figure 6.1(a)) par la combinaison du processus de création de paire :

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

Et du rayonnement de freinage des électrons et positons sur les noyaux atmosphériques :

$$e^{+/-} \rightarrow \gamma + e^{+/-}.$$

La création de paire, interaction dominante à haute énergie pour les γ a une longueur d'interaction de l'ordre de $\approx 28\,\mathrm{g/cm^2}$. La longueur de radiation associé au rayonnement de freinage est du même ordre de grandeur avec $X_{rf} \approx 36\,\mathrm{g/cm^2}$ [38]. La gerbe se développe donc également à haute altitude et se termine au seuil de production de la création de paire, soit pour $E_\gamma = 2 \times m_e$.

6.1.2 Flux de cosmiques au sol

La figure 6.1(b) représente l'évolution du flux descendant de particules chargées en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée. Les flux de muons et d'électrons admettent un maximum pour une profondeur atmosphérique de l'ordre de 100g/cm^2, connu comme le maximum de Pfotzer, ce qui correspond à une altitude de l'ordre de 20 km. Le flux d'électrons (et de positons), initialement supérieur au flux de muons décroit plus rapidement avec la profondeur atmosphérique en raison d'interactions plus importantes et Le flux total de rayonnement chargé au sol est de l'ordre de $\approx 200\,/\mathrm{m^2/s}$. Il se décompose donc essentiellement en trois composantes :

- $\approx 80\%$ de muons relativistes,
- $\approx 19\%$ d'électrons,
- $\approx 1\%$ de protons,

6.2 Résultats des tests en cosmiques et comparaison à la simulation

La courbe en trait plein sur la figure 6.2(a) représente un ajustement de la distribution des muons cosmiques au sol en fonction de $\gamma\beta$ (Allkofer et al. [37]). La signification des points expérimentaux sera commentée plus loin dans le texte. On voit que les muons sont tous relativistes et une représentation du spectre en fonction de β ferait apparaitre un pic à $\beta \sim 1$, quasiment gaussien, complété d'une trainée à plus basse vitesse. Cette distribution est avantageuse pour tester le prototype car la mesure de l'écart-type du pic fournit une mesure expérimentale directe de la résolution en vélocité $\frac{\delta\beta}{\beta}$ pour $\beta \sim 1$. Un exemple d'ajustement réalisé à partir du flux de cosmique au sol est présenté sur la figure 6.3(a).

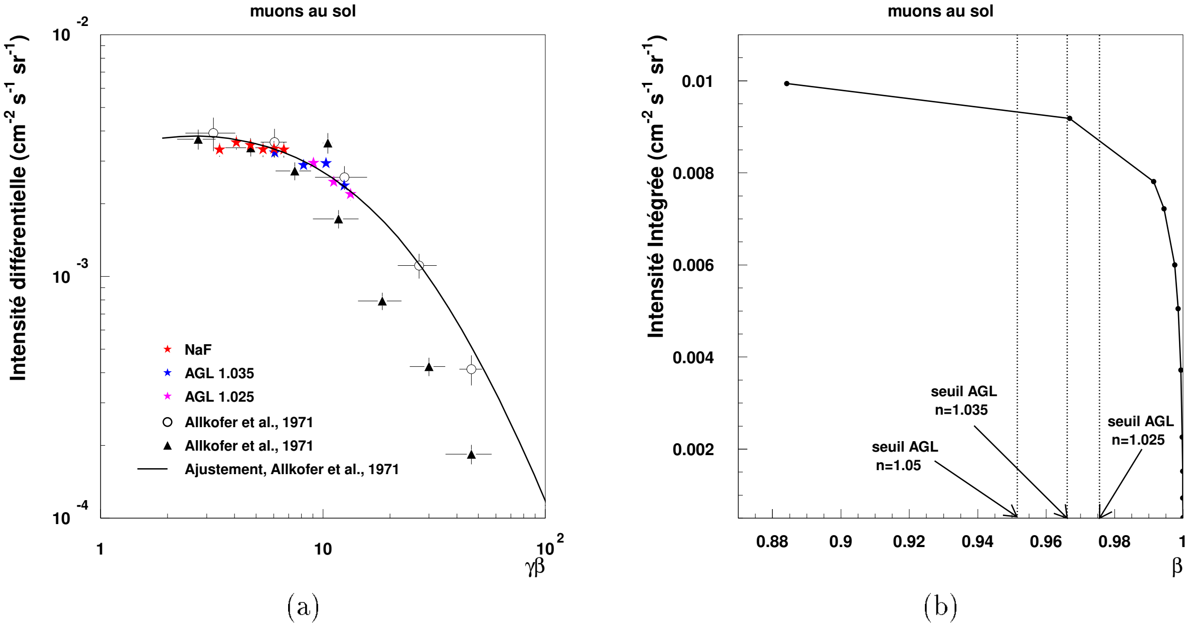


FIG. 6.2: *(a) Comparaison des mesures réalisée avec le prototype pour trois radiateurs avec des donnés prises au sol par des expériences dédiées (Allkofer et al. [37]). (b) Intensité intégrée de muons au sol en fonction de la vélocité [37] pour* $\beta \geq 0.88$*. Les seuils Tcherenkov des AGL d'indice* $n = 1.025, 1.035$ *et* 1.05 *sont indiqués. Cette courbe est utilisée pour corriger l'efficacité de détection des radiateurs AGL sur le prototype.*

6.2.1 Radiateurs testés

Plusieurs radiateurs ont été testés :

- un cristal de NaF, d'indice de réfraction moyen $n \approx 1.332$ dans la plage de longueur d'onde des photomultiplicateurs, disponible en deux épaisseurs : 5 mm et 10 mm.
- deux plaques d'AGL d'indice moyen $n \approx 1.05$ de 12.5 mm d'épaisseur, prêtées par J.Favier (LAPP).
- plusieurs plaques d'AGL d'indice moyen $n \approx 1.035$ de 11.5 mm d'épaisseur, issues du stock de rechange de l'ATC d'AMS01.
- quatre plaques d'AGL d'indice moyen $n \approx 1.025$ de 11.5 mm d'épaisseur, fournies par la société Matsushita [49].
- deux plaques d'AGL d'indice moyen $n \approx 1.14$ de 6.5 mm d'épaisseur, prêtées par P. Fischer (MIT).

6.2.2 Conditions de test et coupures d'analyse

La petite taille de la zone de détection de l'imageur (côté de l'ordre de $L_x = 22$ cm) implique de choisir un espace de glissement assez court pour un radiateur d'indice n donné, de manière à adapter l'acceptance du radiateur à celle de l'imageur. En pratique, l'espace de glissement D est choisi de sorte que le rayon Tcherenkov moyen R_c soit tel que $R_c \sim \frac{L_x}{3}$.

le Tableau 6.1 résume l'ensemble des mesures réalisées avec les différents radiateurs au moyen de rayons cosmiques. Les résultats présentés sont obtenus après coupures, dont on rappelle la liste :

- Trajectoire reconstruite : $\chi^2_x \leq 3$ et $\chi^2_y \leq 3$,
- Ditribution des angles θ_c : les pixels sur la trajectoire et les pixels trop loins de la résonance θ_c sont coupés.
- Nombre de pixels retenus ≥ 3
- Nombre de pixels retenus $>$ nombre de pixels coupés.
- Vraisemblance de l'anneau : $\chi^2_r \leq 5$ (charge $Z = 1$)
- Intersection des particules avec l'imageur contenues au centre de la matrice dans un carré de coté ≈ 30 mm.

6.2.3 Résultat des tests pour le NaF

Le cristal de NaF a une excellente efficacité de reconstruction, de l'ordre de 90% pour les particules de charge $Z = 1$, qui le met en tête devant tous les autres radiateurs sur ce point. Cet effet vient principalement de sa bonne transparence et de son indice de réfraction élevé, qui donne un angle Tcherenkov $\theta_c \sim 41°$ pour $\beta \sim 1$ et par conséquent une production de photons $N_{ph.}$ importante, compte tenu du fait que :

$$N_{ph.} \propto \sin^2 \theta_c$$

On voit cependant que, malgré une forte multiplicité moyenne ($N_{pix} = 8.6$) la résolution demeure modeste avec $\frac{\delta\beta}{\beta} = 8.8 \times 10^{-3}$. La figure 6.4(b) (en bas) montre l'évolution favorable de la précision sur la mesure de β avec l'augmentation du nombre de photoélectrons détectés. On peut également vérifier que le nombre de photoélectrons détecté est pratiquement toujours supérieur à 5. La valeur élevée de l'incertitude sur la mesure de vélocité est essentiellement due à la grosse taille des pixels (≈ 18 mm de diamètre) et au petit espace de glissement (52 mm), imposé par la taille du détecteur. Une autre grosse source d'incertitude vient du fait que l'épaisseur de l'anneau réfracté est inférieur à la taille des pixels et que la zone photosensible atteint seulement 56% : dans ces conditions, l'efficacité de détection dépend de la position de l'anneau sur la matrice. Ce point est étudié plus loin dans le texte. Au total, les effets de la pixelisation du prototype masquent le chromatisme du radiateur qui est très élevé lui aussi (voir table 3.1). la figure 6.4 représente une image moyenne de la fraction d'anneau détectée sur la matrice et exprimée dans le référentiel de la trajectoire $R_{\tau,\psi}$. On vérifie bien expérimentalement que l'angle d'incidence de la particule a pour effet d'éliminer une fraction non négligeable de l'anneau, soit par réflexion interne des photons dans le radiateur, soit par réfraction à des angles

radiateur	$\langle n \rangle$	d [mm]	D [mm]	ϵ [%]	ϵ^* [%]	$\frac{\delta\beta}{\beta}$ $\times 10^3$	N_{pe}	N_{pix}
NaF	1.332	10	52	91 ± 4.1	> 91	8.8	19.5	7.7
AGL	1.14	13	110	60.8 ± 2.3	> 60.8	9.0	7.2	4.2
AGL	1.05	25	220	$> 80 \pm 2.5$	> 85.1	4.7	8.2	5.8
AGL	1.035	22	189	58.1 ± 2.5	62.4	4.3	4.8	3.4
AGL	1.035	33	245	67.0 ± 2.1	71.3	3.5	7.1	4.7
AGL	1.025	23	321.8	51.8 ± 1.7	58.3	2.7	4.9	3.0
AGL	1.025	34.5	310.3	65.1 ± 1.9	73.2	2.8	6.6	4.0
AGL	1.025	46	298.8	66.1 ± 2.2	74.4	2.7	7.3	4.3

TAB. 6.1: *Synthèse de tests de radiateurs réalisés au moyen des rayons cosmiques au sol. Les variables présentées ont la signification suivante : $\langle n \rangle$ est l'indice de réfraction moyen du radiateur, compte tenu de la gamme de sensibilité des PM et du spectre le lumière Tcherenkov. d est l'épaisseur du radiateur, D l'espace de glissement ou Drift, ϵ est l'efficacité de reconstruction expérimentale de la vélocité, tandis que ϵ^* est l'efficacité corrigée du spectre de cosmique au sol sous le seuil de vélocité du radiateur considéré. Il faut noter que les données expérimentales sont disponibles seulement jusqu'à $\beta = 0.88$. $\frac{\delta\beta}{\beta}$ est la résolution en vélocité à $\beta = 1$; N_{pe} et N_{pix} sont respectivement le nombre moyen de photons mesurés et le nombre de pixels touchés par anneau après coupures.*

très élevés interdisant toute détection. Ainsi, la partie gauche de l'anneau ($\alpha_c = \pi$) correspond aux photons émis sous la particule et transmis vers l'imageur grâce à leur plus petit angle d'incidence à l'interface de sortie du radiateur. On constate que pratiquement la moitié de l'anneau est perdue dans notre cas, pour une incidence moyenne de l'ordre de 11° ici. On peut enfin vérifier que l'évolution de l'incertitude (pixelisation) sur l'angle θ_c en fonction de α_c est conforme a ce qui était prévu dans la section précédente : $\sigma_{pix.}$ est maximum pour $\alpha = \pi$, puis décroit lorsque $\cos\alpha \to 1$ (l'anneau est de plus en plus fin).

6.2.4 Résultat des tests des AGL

Les aérogels de silice, de faible indice de réfraction, permettent de réaliser des tests avec de plus grands espaces de glissement, ce qui permet de réduire l'incertitude due à la pixelisation par rapport au NaF.

AGL 1.14

L'effet de la pixelisation est cependant encore dominant pour le test d'AGL 1.14 sur le prototype et ses performances en résolution demeurent proches du NaF ($\frac{\delta\beta}{\beta} \approx 9. \times 10^{-3}$), avec un moins grand nombre de pixels touchés (4.2 en moyenne). Les tests de ce radiateur ont été difficiles en raison de sa très petite taille (environ 4×4 cm^2) qui rend ardu l'alignement entre le radiateur et le détecteur sur le prototype. L'analyse a montré qu'un petit angle existait pendant les tests entre la face du radiateur et l'imageur : cet effet dégrade la résolution et on peut proposer une valeur "vraie" de $\frac{\delta\beta}{\beta}$ légèrement meilleure, de l'ordre de $7-8.10^{-3}$. De plus, les 13 mm d'épaisseur de l'échantillon ne sont certainement pas l'optimum de ce radiateur et il serait intéressant d'effectuer un test avec une épaisseur plus importante : l'efficacité de détection est dans notre cas assez médiocre avec $\epsilon \approx 60\%$.

AGL 1.05

Une meilleure résolution en vélocité est obtenue pour les radiateurs AGL de plus faible indice. Ce résultat est qualitativement conforme à ce qui était attendu, du fait que la dispersion optique dans ces milieux, moins dense, est plus faible que dans les cristaux. La résolution en vélocité de l'AGL 1.05 est bien meilleure que celle de l'AGL 1.14 et vaut $\frac{\delta\beta}{\beta} = 4.7 \times 10^{-3}$, avec une très bonne multiplicité moyenne de 5.8. Ce radiateur est remarquable par sa bonne transparence dans le visible : la différence se voit à l'oeil par rapport aux autres AGL testés. Son atout est une très bonne efficacité de reconstruction $\approx 85\%$ pour 2.5 cm d'épaisseur, qui le met quasiment à égalité avec les performances des cristaux.

AGL 1.035

La résolution en vélocité de l'AGL 1.035 est de l'ordre de $\frac{\delta\beta}{\beta} = 3.5 \times 10^{-3}$. On peut voir dans la table 6.1 l'effet bénéfique de l'ajout d'une épaisseur d'AGL (de 2.2 à 3.3 cm) qui fait passer la résolution en vélocité de 4.3 à 3.5×10^{-3}. L'amélioration est due à l'augmentation de la statistique, puisque le nombre de pixels touchés passe parallèlement de 3.4 à 4.7. L'efficacité de détection est également meilleure et passe de $\approx 60\%$ pour 2.2 cm à $approx 70\%$ pour 3.3 cm. Le point faible de ce radiateur est son efficacité de détection, inférieure de 15 points à celle de l'AGL 1.05.

AGL 1.025

L'AGL 1.025 donne la meilleure résolution en vélocité de l'ensemble des tests, avec $\frac{\delta\beta}{\beta} = 2.7 \times 10^{-3}$ pour $\beta \sim 1$. C'est son point fort. Son point faible est son efficacité de reconstruction, similaire à celle de l'AGL 1.035, qui plafonne à $\approx 70\%$ pour un radiateur de 3.4 cm. On voit ici que l'augmentation du nombre de couches d'AGL ne s'accompagne pas d'un gain en résolution, ce qui parait surprenant. Deux arguments peuvent être avancés. D'abord, le test a été réalisé en mettant le détecteur le plus loin possible du plan de radiateur. L'ajout d'une troisième couche, puis d'une quatrième, s'est fait sans déplacer la matrice : l'espace de glissement décroit globalement de 1.1 cm à chaque opération, ce qui a pour effet d'augmenter les incertitudes dues à la pixelisation et à l'épaisseur du radiateur. Le deuxième argument qui peut être avancé est celui de la diffusion Rayleigh dans le radiateur dont l'effet augmente avec l'épaisseur. A grande épaisseur, les photons qui atteignent la matrice ont une probabilité non négligeable d'avoir diffusé une fois : ils contribuent au bruit de fond et peuvent dégrader la mesure de vélocité.

Le dernier enseignement expérimental qui se dégage du test de ce radiateur est que le gain en efficacité de reconstruction obtenu avec une quatrième couche devient minime (amélioration de seulement $\approx 1\%$) par rapport à l'utilisation de 3 couches. Dans le cas de quatre couches, le nombre de photons produits en plus compense à peine ceux qui sont diffusés par diffusion Rayleigh. L'optimum d'épaisseur apparait donc sur le prototype autour de 3 cm pour ce radiateur.

6.3 Comparaison des tests avec les données expérimentales existantes

La figure 6.3(b) représente l'évolution de l'angle θ_c en fonction de $\gamma\beta$ pour plusieurs radiateurs testés, à savoir, de haut en bas, un cristal de NaF, des AGL d'indices 1.14, 1.05 et 1.025. On voit que sur le prototype, la dynamique de reconstruction de l'angle Tcherenkov est limitée grosso-modo de $\theta_c = \frac{\theta_{max}}{2}$ à θ_{max} ($\cos\theta_{max} = \frac{1}{n}$). Cet effet est dû d'une part à la grosse taille des pixels qui, conjuguée à la coupure de la particule incidente, inhibe tout anneau Tcherenkov de rayon inférieur à 1.5 fois la taille du pas du réseau de PM. Il est dû d'autre part à la baisse conséquente de l'efficacité de détection près du seuil, vu que le nombre de photons produits diminue. Ainsi, les quelques événements reconstruits à petit θ_c correspondent à la queue de la distribution de Poisson des photons Tcherenkov.

Les différentes gammes d'impulsion que permettent de couvrir les radiateurs testés peuvent être combinées pour donner un spectre expérimental de cosmiques au sol. Ainsi, les mesures en cosmiques réalisées avec trois radiateurs ont été normalisées et reportées à titre indicatif sur les mesures de flux de muons au sol de la figure 6.2(a) On voit que les données du prototype sont en bon accord avec l'ajustement pour $\gamma\beta \lesssim 10$, ce qui correspond à la limite supérieure de résolution en vélocité de l'imageur avec les AGL.

6.4 Comparaison des résultats avec la simulation

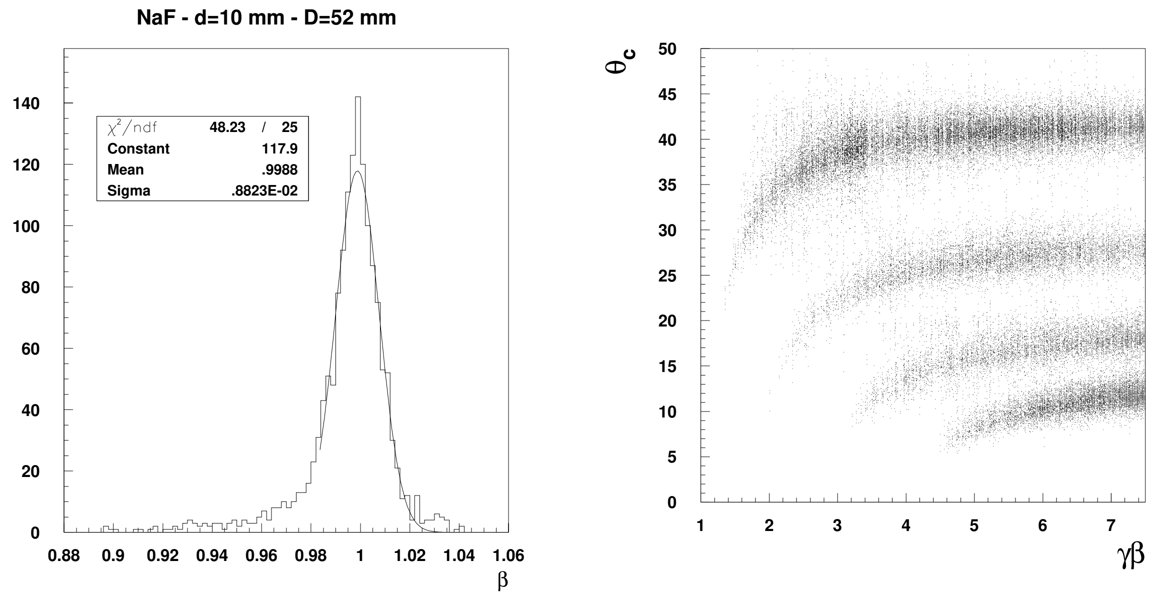
6.4.1 modélisation des flux et géométrie

Les données expérimentales en RUN cosmique ont été confrontées aux résultats du programme de simulation du RICH [25], développé à Grenoble et adapté pour l'occasion à la configuration du minirich. En particulier, le flux expérimental de cosmiques au sol a été modélisé d'après l'ajustement du spectre de muons proposé par Allkofer et al. [37] [40] (voir figure 6.2(a), courbe en traits pleins). La distribution des protons au sol est modélisée par le flux de cosmiques tel qu'il est présent au sommet de l'atmosphère, à savoir avec une loi en $T^{-\gamma}$ convoluée par la modulation solaire [41] :

$$\frac{dN}{dT}(T) \sim \frac{P(T)}{P(T + Ze\phi)} \times (T + Ze\phi)^{-\gamma}$$

où T est l'énergie cinétique du proton, $Z = 1$, $P(T)$ est la quantité de mouvement associée à l'énergie T, ϕ le paramètre de modulation au minimum d'activité solaire ($\approx$ 350 MV). En particulier, on néglige les pertes d'énergie dans l'atmosphère. La contribution du spectre d'électrons au sol est implicitement prise en compte dans le flux simulé de muons au sol en faisant l'approximation que la forme des spectres des électrons au sol est similaire à celle des muons. Les caractéristiques techniques et géométriques des PMs du prototype ont été ajoutées à la simulation. Il s'agit de :

- l'efficacité quantique de la photocathode $\epsilon_{qe}(\lambda)$, déjà présentée sur la figure 4.4,



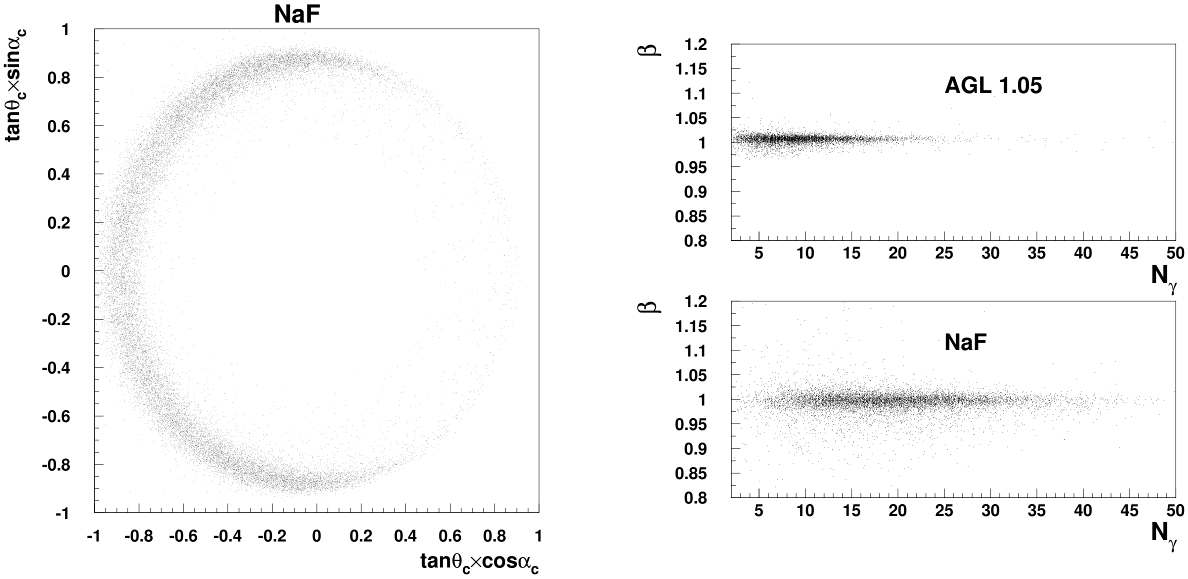
(a) (b)

Fig. 6.3: *(a) Exemple de distribution expérimentale de vélocité de cosmiques au sol mesurée avec le prototype. Il s'agit ici du résultat du test réalisé avec un cristal de NaF d'*1 *cm d'épaisseur. (b) Evolution de $\gamma\beta$ avec l'angle θ_c pour quatre radiateurs différents, à savoir, de bas en haut : AGL d'indice de réfraction* 1.025, 1.05, 1.14 *et NaF d'indice* 1.33

- l'efficacité de collection des électrons de la première dynode : $\eta \approx 0.9$,
- le diamètre des photocathodes : $r_0 \approx 9$ mm,
- la résolution expérimentale moyenne des PM au photon unique : $\frac{\sigma_{spe}}{Q} \approx 55\%$
- l'incertitude sur la position de passage de la particule, tenant compte de l'incertitude sur la mesure de trajectoire des chambres et de la diffusion multiple dans le radiateur : $\sigma_{x,y} \approx 2$ mm.
- l'erreur relative sur la mesure du gain des PM, estimée à 5%, ce qui correspond à une erreur de position du pic associé au photon unique de 2 canaux sur la gamme de codage de 40 canaux (voir figure 4.14).

6.4.2 Résultats

Le tableau 6.2 contient les résultats des simulations pour différents radiateurs avec un rappel des valeurs expérimentales. L'accord avec la simulation pour le radiateur en NaF est excellent, avec un écart relatif de l'ordre du % aussi bien pour la résolution attendue que pour la multiplicité. Ceci peut s'expliquer par le fait que le chromatisme et la transmittivité du NaF est très bien connu et que par conséquent la modélisation utilisée dans la simulation est réaliste. Ce



(a) (b)

FIG. 6.4: *(a) Image moyenne de la fraction d'anneau détectée sur la matrice et représentée dans le référentiel de la trajectoire* $R_{\tau,\psi}$*. (b) Evolution de la résolution sur la mesure de* β *avec le nombre de photoélectrons détectés. en haut : pour le radiateur AGL d'indice* 1.05 *de* 2.5 *cm d'épaisseur, en bas : pour le radiateur NaF d'*1 *cm.*

radiateur	$\langle n \rangle$	d	D	$\frac{\delta\beta}{\beta} \times 10^3$		N_{pix}	
		[mm]	[mm]	sim.	exp.	sim.	exp.
NaF	1.332	10	52	8.9	8.8	7.5	7.7
AGL	1.14	13	119	3.6	7.9	5.4	4.2
AGL	1.05	25	220	2.7	4.7	5.3	5.8
AGL	1.035	33	245	2.1	3.5	6.5	4.7
AGL	1.025	34.5	310.3	1.9	2.8	4.4	4.0

TAB. 6.2: *Comparaison des résultats de tests de radiateurs sous rayons cosmiques. Les variables présentées ont la signification suivante :* $\langle n \rangle$ *est l'indice de réfraction moyen du radiateur, compte tenu de la gamme de sensibilité des PM et du spectre le lumière Tcherenkov. d est l'épaisseur du radiateur, D l'espace de glissement ou Drift,* ϵ *est l'efficacité de reconstruction expérimentale de la vélocité, tandis que* ϵ^* *est l'efficacité corrigée du spectre de cosmique au sol sous le seuil de vélocité du radiateur considéré. Il faut noter que les données sont disponible seulement jusqu'à* $\beta = 0.88$. $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{exp.}$ *est la résolution en vélocité à* $\beta = 1$ *;* N_{pe} *et* N_{pix} *sont respectivement le nombre moyen de photons mesurés et le nombre de pixels touchés par anneau après coupures. .*

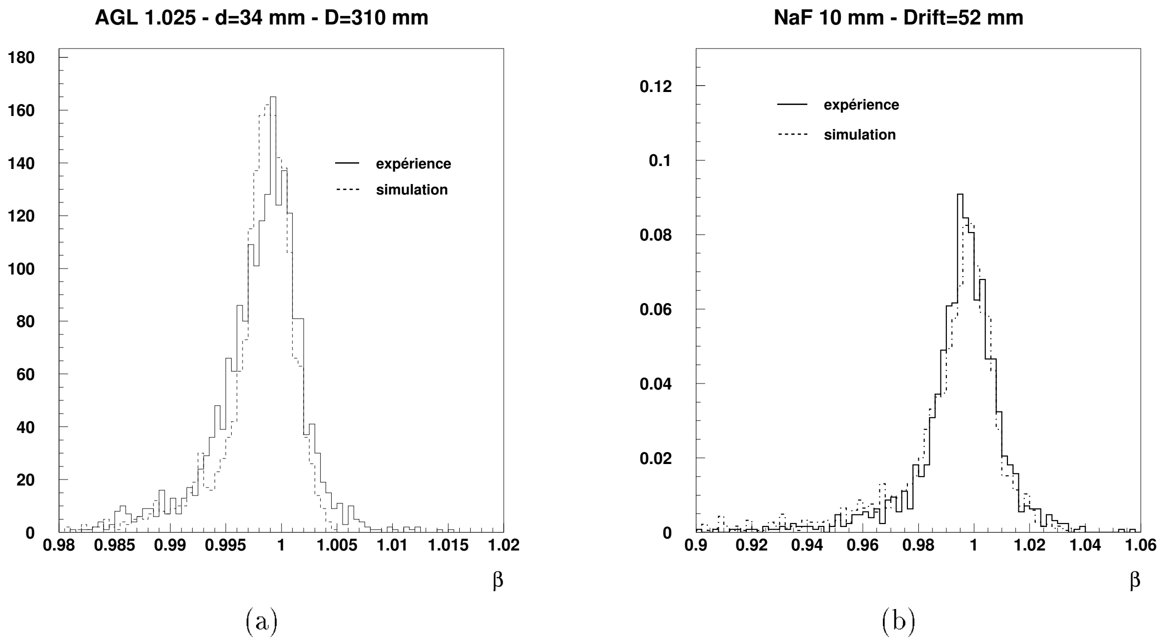


FIG. 6.5: *Comparaison simulation expérience des tests en cosmique pour un radiateur en AGL d'indice $n = 1.025$ (a) et un radiateur NaF(b).*

point est important car ce bon accord permet de valider le programme de simulation.

La comparaison simulation/expérience est moins bonne pour les radiateurs AGL et l'écart relatif en résolution sur $\frac{\delta\beta}{\beta}$ se dégrade avec n croissant et passe de 32% pour $n = 1.025$ à 54% pour $n = 1.14$. Cet écart peut être expliqué par l'incertitude sur la modélisation de la dispersion optique des radiateurs AGL pour lesquels il n'existe pas encore de mesures expérimentales précises. Des mesures des propriétés optiques seront prochainement réalisées par l'équipe AMS de l'IFUNAM (Mexico). Les mesures du prototype suggèrent que le chromatisme des radiateurs AGL est sous évalué par le modèle, et que l'écart décroit avec n décroissant.

Le nombre de pixels simulé est également plus fort que le nombre de pixels mesuré expérimentalement. Les écarts relatifs sont cependant moins importants et varient entre -10 et 25%.

On peut noter au passage l'excellente clarté de l'AGL d'indice 1.05 dont le nombre de photons simulé est inférieur au nombre mesuré espérimentalement. Cla signifie que la valeur moyenne du coefficient d'atténuation C prise par défaut ($C \approx 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}^4\mathrm{cm}^{-1}$), valeur assez conservative par rapport aux données des constructeurs, est un bon ordre de grandeur. Il faut cependant préciser que les tests des différents radiateurs se sont déroulés sans précaution particulière pour la manipulation des AGL : la poussière présente sur la surface s'accumule sans possibilité de pouvoir l'enlever et dégrade la transparence du radiateur de RUN en RUN. Une autre source possible de divergence des résultats vient du fait que le bruit de fond n'est pas modélisé dans la simulation. Dans le cas d'un radiateur en Naf produisant un signal fort, le bruit est négligeable et les coupures d'analyse sont secondaires. Tandis que dans le cas des AGL, le rapport signal sur bruit est moins avantageux, et les coupures, aussi fines soient elles, introduisent un léger biais dans le signal qui dégrade la résolution de la mesure. En particulier, dans la simulation, seuls les photons non-diffusés dans le radiateur sont propagés jusqu'à l'imageur. Ce point mériterait d'être vérifié en incluant les différentes sources de bruit de fond dans la simulation et en installant les programmes de coupures d'analyse du prototype.

Chapitre 7

Tests sur faisceau d'ions

7.1 Condition des tests

Le prototype a été testé sur faisceau d'ions en mars 1999 auprès de l'accélérateur de GSI-Darmstadt en Allemagne. La source d'ions installée sur l'accélérateur délivrait pendant la campagne de mesure des ions de ^{12}C. D'abord pré-accéléré dans un LINAC, les ions étaient ensuite injectés dans un anneau de type synchrotron. l'énergie cinétique du faisceau utilisée pendant les tests était comprise entre 0.6 et 1.5 GeV/A ; ce qui a permis d'étudier le rendement de photons d'un cristal de NaF de 5 mm d'épaisseur. L'énergie du faisceau n'était pas suffisante pour tester les AGL disponibles à ce moment. Pendant la prise de données, il a été possible d'intercaler à volonté une lame de quartz de 3 mm d'épaisseur en amont du dernier dipôle magnétique avant la bifurcation vers le Hall d'expérience. Cette cible permet de produire des noyaux plus légers avec une charge $1 \leq Z \leq 5$ par fragmentation des ^{12}C.

Le réglage de la rigidité de l'aimant a permis de sélectionner des ions de rapport $\frac{A}{Z}$ fixé, via la relation :

$$B\rho = 3.33 \times \frac{A}{Z} p_{\perp}$$

où $p_{\perp}$ est la composante de l'impulsion (en GeV/c par nucléon) perpendiculaire au champ

T [GeV/A]	P [GeV/A/c]	β	θ_c [°]	R_c [mm]	α [°]	Z
0.6	1.21	0.79	18.9	33.6	$0-30$	^{12}C
0.8	1.46	0.84	27.0	53.3	$0-40$	^{12}C
1.0	1.69	0.87	31.0	66.0	$0-30$	$1 \leq Z \leq 6$
1.2	1.92	0.90	33.4	75.4	$0-10$	$1 \leq Z \leq 6$
1.5	2.24	0.92	35.6	85.8	$0-20$	$1 \leq Z \leq 6$

TAB. 7.1: *Energie du faisceau de ^{12}C primaire utilisée pendant les tests du prototype. T est l'énergie cinétique du faisceau par nucléon, P l'impulsion patr nucléon, β la vélocité, θ_c l'angle Tcherenkov, R_c le rayon des anneaux à incidence normale, α l'angle d'incidence du faisceau sur le prototype, Z la charge électrique des ions incidents.*

FIG. 7.1: *Vue d'ensemble de l'expérience à GSI. La matrice est visible dans la chambre à diffusion. Sur le bras, on peut distinguer une partie du télescope de scintillateurs et les chambres proportionnelles multifils.*

magnétique B (en Tesla) et ρ (en mètres) est le rayon de courbure de l'aimant.

7.1.1 Télescope de scintillateurs

Une vue d'ensemble du dispositif expérimental dans la Cave C de GSI est proposée sur la figure 7.1. Le schéma de principe de l'expérience est également visible sur la figure 4.16 à droite. Le télescope de scintillateurs plastiques utilisés pour l'acceptance et le déclenchement de la prise de donnée fournit une excellente mesure de $\frac{dE}{dx}$ qui permet de séparer en charge les différents ions. C'est cette mesure de référence qui a rendu possible l'étude de reconstruction de la charge avec le prototype. Le comportement des scintillateurs pendant l'expérience a fait l'objet d'une étude spécifique, non présentée ici [39]. La figure 7.8(a) représente un exemple de séparation en charge réalisé par le croisement des informations des scintillateurs S3 et S4. Les 6 zones visibles correspondent aux différents dépôts d'énergie laissés par les ions de charge $1 \leq Z \leq 6$ pour une vélocité $\beta \approx 0.88$. On peut noter que la mesure de S3 est plus précise que celle de S4, en raison de sa plus grande épaisseur (8 mm pour S3, contre 2.5 mm pour S4). Le signal associé aux protons est en fait à cheval sur le piédestal des codeurs de charges et n'a pas pu être étudié.

7.1.2 Une erreur systématique inattendue

L'analyse des données du prototype au retour de GSI a révélé une erreur de mesure systématique inattendue et gênante dont il a d'abord fallut comprendre l'origine avant de pouvoir exploiter les résultats. Les figures 7.3(a),(b) illustrent le phénomène et représentent respectivement la distribution des vélocités mesurées à incidence normale pour des ions ^{12}C et pour des protons à $T \approx 1$ Gev/A. Ces distributions font apparaitre un double pic (épaulement), alors que

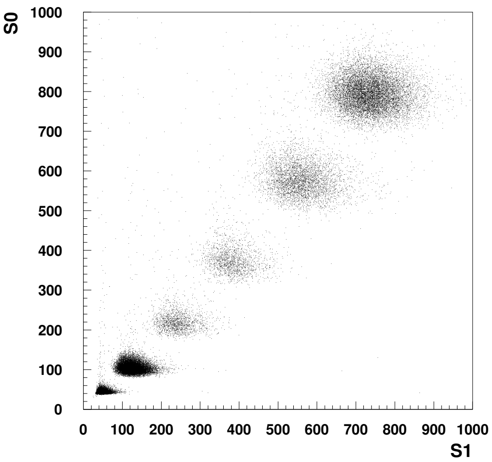


FIG. 7.2: *Dépôt d'énergie $\frac{dE}{dx}$ (unités arbitraires) mesuré dans les scintilateurs $S3$ (S0 sur la figure) et $S4$ (S1 sur la figure).*

le profil en impulsion du faisceau est gaussien. La même traînée se retrouve égalememt dans la forme de la distribution du nombre de photoélectrons détectés (voir figure 7.3(d)). Les trois figures contiennent en encadré une deuxième figure représentant la même distribution en fonction de la coordonnée Y_t,(exprimée en mm), du point d'impact de l'ion sur l'imageur. On distingue clairement une forte corrélation de β et N_γ avec cette variable. Ce phénomène est passé totalement inaperçu pendant la campagne en cosmique : l'effet réside dans l'acceptance des particules. La taille du faisceau pendant les tests variait grosso modo de 1 à 10 cm^2, selon qu'il s'agissait d'un faisceau de carbone pur ou d'un faisceau d'ions plus lģer, issu de fragmentation du carbone ; tandis que l'angle moyen d'incidence des ions était quant à lui de l'ordre de quelques mrad. Dans ces conditions d'éclairement du détecteur, le centre des anneaux se déplace sur plusieurs PM. Le rayon de l'anneau est compris entre 3 et 8 cm, selon l'énergie du faisceau. L'épaisseur de l'anneau δR, due au chromatisme du NaF et à l'épaisseur du radiateur ($d = 5$ mm), est quant à elle de l'ordre de 2 à 4 mm(voir figure 7.3(d)), ce qui est très inférieur au diamètre des pixels (≈ 17 mm). Cette dernière grandeur est cruciale pour comprendre l'effet observé : le maillage des PM sur la matrice, asssurant une efficacité moyenne de détection de la matrice de l'ordre de 56%, contient en fait des zones mortes périodiques de l'ordre de 5 mm, comparable à δR : la translation de l'anneau sur une zone de Brillouin du réseau fait apparaître des variations d'efficacité de détection des anneaux de lumière. Reformulé autrement : l'intersection de la surface de l'anneau de lumière avec le réseau des photocathodes dépend de la position du centre de l'anneau sur la matrice. Un programme a été écrit pour modéliser l'effet dans le cas d'une incidence normale. Le programme, basé sur une formule analytique, calcule la surface totale d'intersection de l'anneau avec les photocathodes de l'imageur en fonction de la vélocité des particules. La figure 7.4(b) illustre le phénomène de variation d'efficacité de détection en fonction de la position de l'anneau sur la matrice : en absisse et en ordonnée se trouve la position du centre de l'anneau dans le repère du prototype, tandis que la troisième dimension représente la surface totale d'intersection de l'anneau avec les photocathodes. La périodicité des pics est celle des PM sur l'imageur. Dans le cas présenté, le diamètre de l'anneau est fixé à 8 cm et son épaisseur à $\delta R = 5$ mm. On voit que les fluctuations relatives sont importantes, de l'ordre de 40%. La figure 7.4(a) est la même

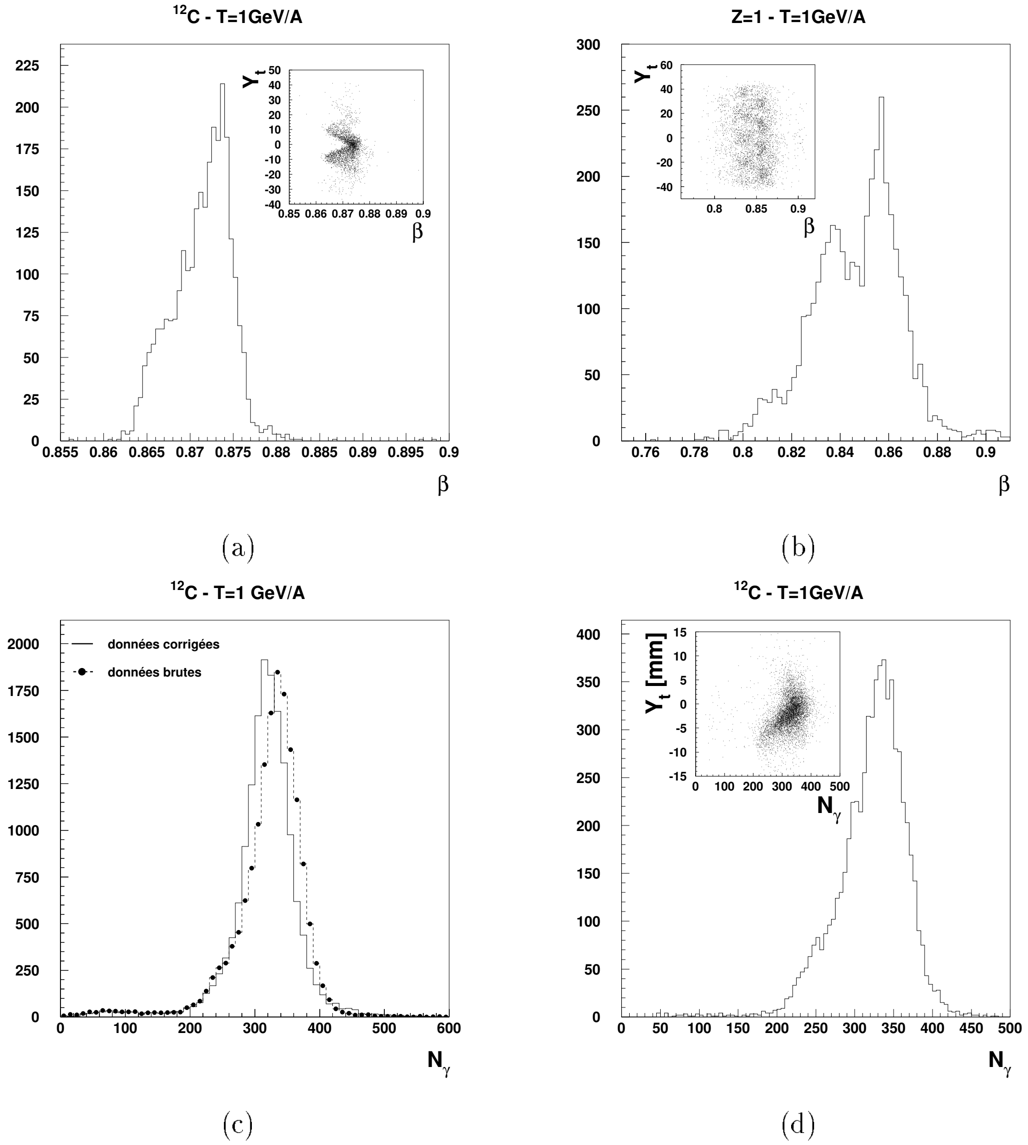
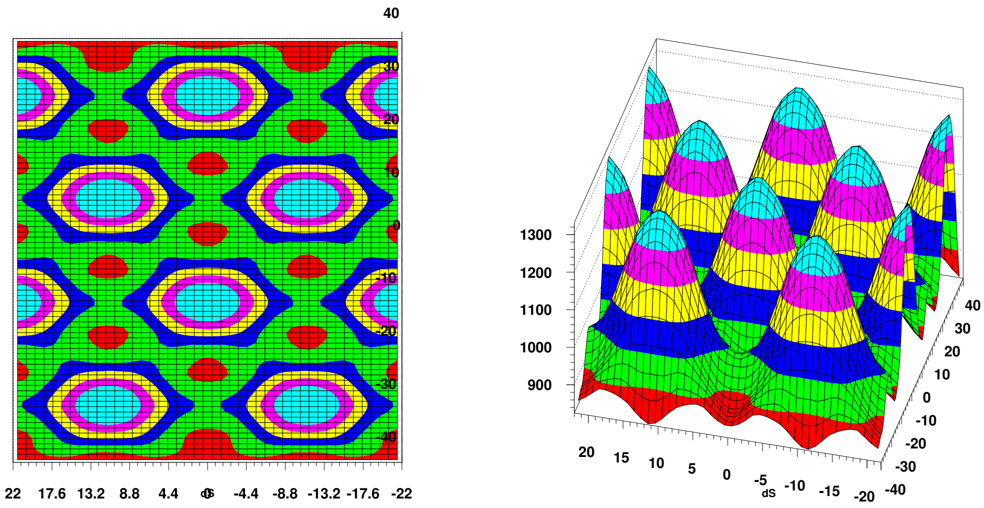


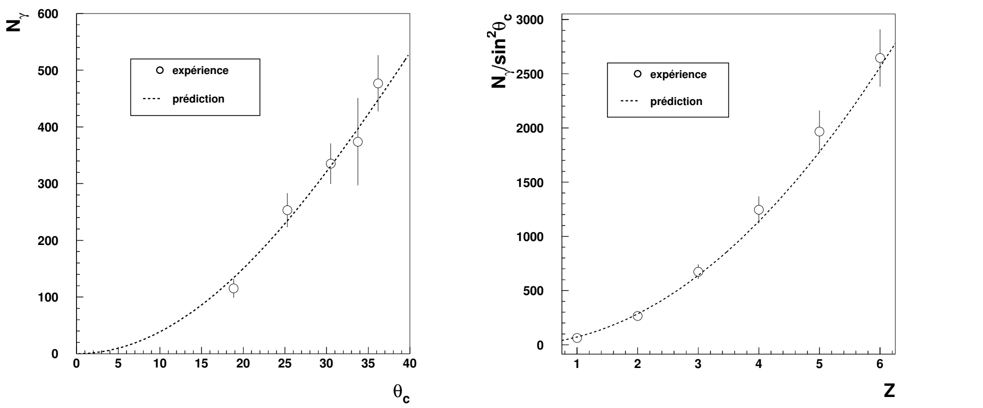
FIG. 7.3: *Haut : mesure typique de vélocité β du prototype pour un faisceau de ^{12}C (a) et de Deutérium (b). Bas : (d) mesure du nombre de photoélectronsN_γ donné par des ions ^{12}C pendant le même RUN que la figure (a). (c) Correction de l'erreur systématique sur N_γ pou une incidence normale. Voir texte.*

figure vue cette fois du dessus. Une étude du phénomène en fonction de l'épaisseur de l'anneau montre qu'en fait les variations s'atténuent fortement lorsque l'épaisseur de l'anneau est plus grande que la taille des pixels. Partant d'une situation idéale où l'anneau est suffisamment large, la surface, légèrement ondulée au départ, commence par se creuser profondément, mais sur une surface très limitée, dans les zones les moins efficaces (tâches sombres entre les pics sur la figure 7.4(a)). La surface ressemble alors à la figure 7.4(b) vue à l'envers : la surface d'intersection est



(a) (b)

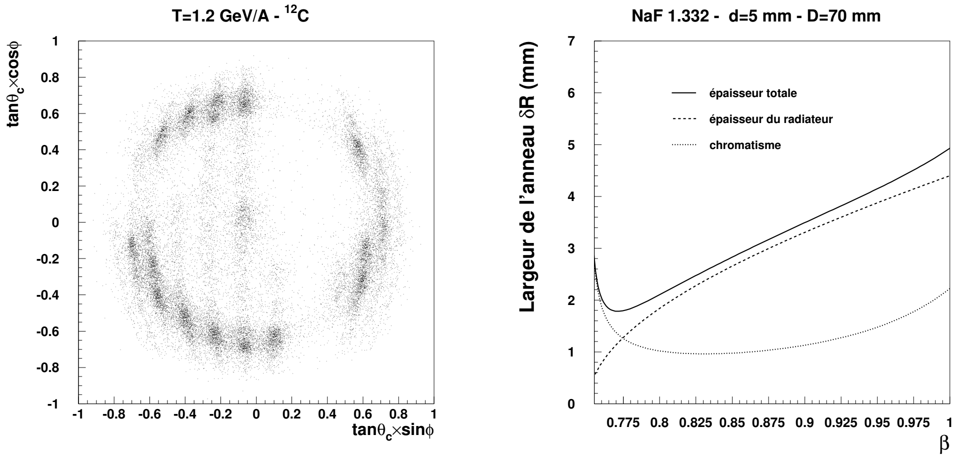
FIG. 7.4: *Variation de la surface d'intersection des photocathodes du prototype (em mm^2) avec un anneau de diamètre interne $r_c = 80mm$ et d'épaisseur 5 mm, en fonction de la position du centre de l'anneau sur la matrice (surface de l'anneau$\approx$ 2590)(a) vue de dessus (b) vue en trois dimensions.*



(a) (b)

FIG. 7.5: *Comparaisons des données expérimentales (cercles ○) du rendement de photoélectrons par rapport à la théorie (courbe tiretée). (a) Etude en fonction de l'angle θ_c, en degrés. (b) Etude en fonction de la charge Z*

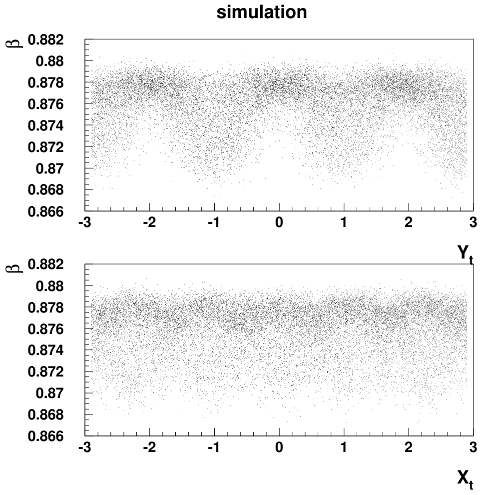
bonne partout, sauf sur les petites zones d'inefficacité où elle chute fortement. Puis, l'épaisseur δR diminuant, les zones d'efficacité minimales s'élargissent, tandis que les surfaces d'efficacité



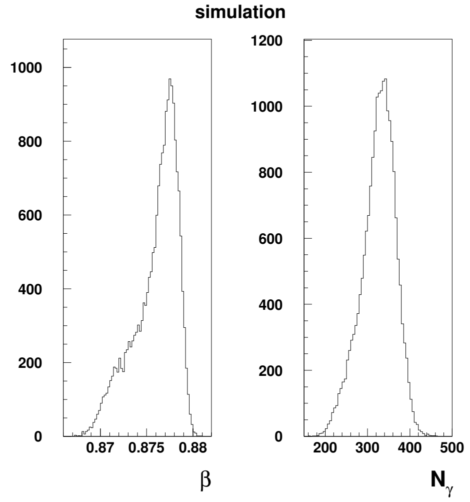
(a) (b)

FIG. 7.6: *(a) Image brute des anneaux dans le repère de la trajectoire pendant la dernière nuit de prise de données ($T \geq 1.2$ GeV/A). On distingue clairement une zone morte importante correspondant à des PM sans haute tension. (b) Variation de l'épaisseur de l'anneau de lumière sur le prototype à incidence nulle en fonction de la vélocité β. La courbe tiretée correspond à la contribution de l'épaisseur du radiateur, la courbe pointillée correspond à la contribution du chromatisme du NaF.*

maximales diminuent jusqu'à se restreindre à des pics, comme sur l'image qui est présentée. Le prototype est donc très loin des conditions optimales de mesure de vélocité et de charge, et il serait intéressant de mener une étude similaire sur le futur RICH d'AMS afin d'éviter toute mauvaise surprise, compte tenu du fait que l'épaisseur des anneaux sera là aussi inférieure à la taille des pixels, à la modération près que l'efficacité de détection sera plus importante grâce aux guides de lumières ($\epsilon \approx 75\%$) et qu'il n'y aura pas de zone morte. Le programme de simulation du détecteur reproduit parfaitement le phénomène, comme l'illustrent les figures 7.7(a) et (b). Dans la simulation, les particules sont générées à petit angle ($< .1°$) sur une zone de $6 \times 6\,\mathrm{cm}^2$, ce qui couvre plusieurs pas du réseau de PM selon les axes X et Y. Sur les figures de gauche sont tracées la dépendance de la mesure de β en fonction de l'ordonnée Y_t du centre de l'anneau (a) et de l'absisse X_t (b). On peut noter au passage que la variation est plus forte selon Y que selon X compte tenu du fait que le pas du réseau selon Y est plus grand que selon X (facteur $\frac{\sqrt{3}}{2}$). Les figures de droite reproduisent bien les formes expérimentales des distributions. Le point gênant est que la vraie valeur moyenne de β et N_γ attendue est en fait la moyenne des distributions expérimentales sur une zone de Brillouin du réseau. Ainsi, dans la simulation, la vélocité moyenne des particules incidentes est $\langle\beta\rangle = 0.876$: on voit que le pic principal est au dessus de $\langle\beta\rangle$.



(a)



(b)

FIG. 7.7: *Résultat de la simulation d'un RUN d'ions ^{12}C d'énergie $T = 1$ GeV/A arrivant à petit angle ($< 0.1°$). A gauche : variation de la mesure de β en fonction de la position du centre de l'anneau sur la matrice (X_t, Y_t). A droite : distribution des vélocités mesurées et du nombre de photoélectrons. Voir texte.*

7.2 Etude du rendement de photon N_γ

7.2.1 Correction de l'erreur systématique

La correction de l'erreur systématique sur la mesure de N_γ est réalisée au premier ordre au moyen du modèle développé pour l'occasion à incidence nulle. La technique consiste à supposer que la valeur expérimentale de β pour un événement donné donne un bon ordre de grandeur de la taille des anneaux. L'épaisseur de l'anneau δR associé à cette vitesse est ensuite calculée analytiquement (voir figure 7.6(b)). La valeur expérimentale $(N_\gamma)_{exp.}$ est ensuite corrigée par la formule :

$$(N_\gamma)_{cor.} = \frac{S_{exp.}}{S_{moy.}} \times (N_\gamma)_{exp.}$$

où $S_{exp.}$ est l'intersection de la surface de l'anneau expérimental avec les photocathodes du détecteur, (dont le centre est déterminé par la trajectoire reconstruite) ; et $S_{moy.}$ est la valeur moyenne de la surface d'intersection de l'anneau avec les détecteurs quand le centre de l'anneau se déplace sur une zone de Brillouin du réseau. Cette correction d'erreur fonctionne bien et fait disparaitre la queue de distribution expérimentale de la variable N_γ. Un exemple de correction est proposé sur la figure 7.3(c) dans le cas d'un faisceau de ^{12}C : L'histogramme en trait pleins, obtenu après correction fait disparaitre la bosse de basse charge, visible sur l'histogramme "brut" (en tirets + points noirs). La correction marche d'autant mieux que la multiplicité est importante et que l'anneau est grand.

Z	β	$\frac{\delta\beta}{\beta}$	$N_{pix.}$	N_γ	σ_γ	σ^*_γ
1	0.85	10.8	7.75	14.8	7.5	4.9
2	0.864	8.7	15.8	65.2	17.2	10.4
3	.875	4.1	21.5	177.8	28.5	17.7
4	.882	3.3	27.0	342.9	40.6	25.3
5	.885	2.8	31.6	551.3	70.6	33.2

TAB. 7.2: *Evolution de $\frac{\delta\beta}{\beta}$ et de N_γ avec Z. σ_γ est l'écart-type sur N_γ tandis que σ^*_γ est une estimation de l'écart-type attendu en ne tenant pas compte des effets de géométrie du détecteur. Voir texte.*

7.2.2 Séparation expérimentale des éléments

La distribution corrigée des photoélectrons mesurés dans le cas d'un faisceau d'ions ($1 \leq Z \leq 5$) réglé sur la rigidité du ^9Be et pour une énergie cinétique $T \approx 1GeV/A$ est présenté sur la figure 7.8(a). Dans la pratique, les différents éléments sont séparés au moyen du télescope de sintillateurs plastiques. La forme des pics est pratiquement gaussienne, ce qui est satisfaisant et valide le modèle. La queue de distribution visible pour le Lithium autour de $N_\gamma \approx 100$ est en fait une contribution de l'isotope ^{7}Li dont la vélocité, plus faible pour la même rigidité que le ^{6}Li donne moins de photons Tcherenkov. Ce point peut être vérifié sur la figure 7.9(c) où les ions ^{7}Li forment une petite bosse autour de $\beta \approx 0.82$ tandis que les ions ^{6}Li ont une vélocité beaucoup plus élevée avec $\beta \approx 0.87$.

Finalement, la séparation expérimentale des charges sur le prototype est comprise dans l'intervalle :

$$3.5\sigma \leq N_\gamma(Z+1) - N_\gamma(Z) \leq 4.5\sigma$$

7.2.3 Comparaison des résultats avec la simulation

La table 7.2 contient les valeurs moyennes et les écarts-type σ_γ des mesures de N_γ associés à la figure 7.8(a). La dernière colonne donne une estimation des écarts-types σ^*_γ attendus idéalement, en prenant en compte seulement les caractéristiques physiques des PM. L'évaluation de σ^*_γ tient compte de :

- l'erreur statistique sur la mesure de N_γ : $\sigma_{stat.} = \sqrt{N_\gamma}$
- la résolution au photon unique $\frac{\sigma_{spe}}{Q_{spe}} \approx 55\%$,
- l'erreur sur l'étalonnage du gain d'un PM $\sigma_g \approx 5\%$,
- la fluctuation de l'efficacité quantique entre PM $\sigma_{qe} \approx 15\%$.

Si le nombre de voies touchées est N_{pix}, le nombre de photons total détecté s'exprime en fonction du nombre de photons par pixel comme :

$$N_\gamma = \sum_{i=1}^{N_{pix.}} N_{\gamma\, i}$$

La variance sur la mesure de la voie i est :

$$\sigma^{*2}_{\gamma\, i} = N_{\gamma\, i} \times (\sigma^2_{spe}) + (N_{\gamma\, i} \times \sigma_g)^2 + (N_{\gamma\, i} \times \sigma_{qe})^2 + N_{\gamma\, i}$$

Les erreur sur la mesure du gain et sur la dispersion des efficacités quantiques sont absolues et croissent avec $N_{\gamma\, i}$, tandis que l'incertitude sur la mesure des $N_{\gamma\, i}$ photons croit quadratiquement en $\sqrt{N_{\gamma\, i}}$. Au total, la variance sur la mesure de N_γ s'exprime comme :

$$\sigma^{*2}_{\gamma} = \sum_{i=1}^{N_{pix.}} \sigma^{*2}_{\gamma\, i} \approx N_\gamma (1 + \sigma^2_{spe} + \frac{N_\gamma}{N_{pix}} \times (\sigma^2_g + \sigma^2_{qe}))$$

où l'on a supposé que :

$$\sum_{i=1}^{N_{pix.}} N^2_{\gamma\, i} \approx \sum_{i=1}^{N_{pix}} \frac{N^2_\gamma}{N^2_{pix}} = \frac{N^2_\gamma}{N_{pix}}$$

On peut voir dans la table 7.2 que les écarts relatifs entre σ_γ et σ^*_γ sont importants et varient entre 34 et 48%. Ces écarts disparaissent cependant dans les résultats de la simulation (voir table 7.3) qui reproduit bien la valeur expérimentale de σ_γ, avec un écart relatif de $\approx$ 4.6%. Le nombre de photons simulés est également en bon accord avec l'expérience. Le bon accord entre la simulation et l'expérience avec un faisceau de carbone valide le programme de simulation pour la modélisation du rendement de photons. De plus, les 2 approches parallèles de calcul de σ_γ discutés ci-dessus, tendent à montrer que les performances modestes du compteur proviennent d'un effet de géométrie du plan de détection. Sur la version finale du détecteur, la séparation en charge sera bien meilleure, compte tenu de la meilleure résolution des PM (sélection par le constructeur) et de la plus grande zone photosensible.

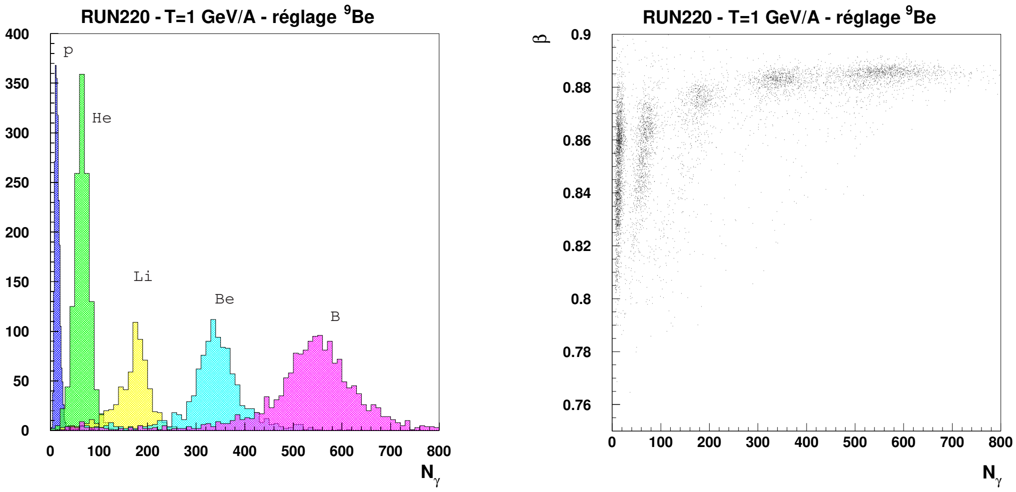
	$\frac{\delta\beta}{\beta} \times 10^3$	N_γ	σ_γ	N_{pix}
simulation	1.4	330.1	29.1	21.9
expérience	1.4	335.3	30.5	19.2

TAB. 7.3: *Comparaison simulation-expérience pour un faisceau d'ions de* ^{12}C *avec* $T = 1$ *GeV/A et un radiateur de* 5 *mm.L'incertitude sur la reconstruction de la trajectoire utilisée est* $\sigma_x \sim 1$ *mm.*

Le nombre de photoélectrons attendus sur le détecteur a été estimé en utilisant la formule 3.2, en tenant compte de l'efficacité quantique $\epsilon_q(\lambda)$ des PM et de l'efficacité de collection moyenne de la première dynode $\eta \approx 0.85$, de la fraction de zone photosensible du détecteur $\epsilon_d \approx .56$ et de l'épaisseur d du radiateur :

$$N_{\gamma\, sim.} \approx 2\pi\alpha Z^2 d\eta\epsilon_d \int_{280}^{680} (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}) \frac{\epsilon_q(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda$$

Les valeurs calculées sont comparées aux données expérimentales dans la table 7.4 pour du ^{12}C et pour plusieurs énergies de faisceau. L'accord est bon avec des fluctuations relatives comprises ente -5% et 8%. Les deux derniers points marqués d'une étoile sont des données extrapolées : une disjonction de haute tension de 41 PM (sur 126 !) de l'imageur est passée inaperçue pendant la dernière nuit de prise de données, ce qui a accru la difficulté de reconstruction aux énergies $T \geq 1.2$ GeV/A (voir image 7.6(a)). La correction pour la charge consiste simplement à multiplier la valeur expérimentale à ses énergies par un facteur $\frac{126}{126-41}$. On voit que l'on retrouve bien le bon ordre de grandeur attendu. Les données de la table 7.4 sont également reproduites sur la figure 7.5(a). La ligne pointillée représente l'évolution théorique et les cercles les données expérimentales. La figure 7.5(b) illustre les résultats de la table 7.2 : l'évolution théorique de production de lumière suit bien les données expérimentales.



(a) (b)

FIG. 7.8: *(a) Distribution du nombre de photoélectrons corrigé pour différents ions de charge* $1 \leq Z \leq 5$*. Le radiateur pour ce RUN fait* 10 *mm d'épaisseur. (b) Représentation correspondante de* β *en fonction de* N_γ*. Voir texte.*

β	θ_c	$N_{\gamma exp.}$	$N_{\gamma sim.}$	$\frac{\Delta N}{N}$
.7938	18.86	115.4	121.7	-5%
.843	25.28	253.1	234.1	8%
.876	30.52	331.0	330.1	.1%
.899	33.75	374*	396.2	-5%
.923	36.19	477*	448.	6%

TAB. 7.4: *Comparaison du nombre de photoélectrons mesurés pour différentes énergies de faisceau de ^{12}C avec un radiateur d'épaisseur $d = 5$ mm.*

7.3 Mesure de la vélocité β

L'interprétation des mesures de vélocité du prototype est plus délicate, compte tenu du fait que la correction en β est plus compliquée à mettre en œuvre que la correction sur N_γ car elle nécessite l'emploi d'une méthode itérative. Pour expliquer la méthode, on notera $R_{exp.}$ le rayon de l'anneau Tcherenkov expérimental , entâché d'une erreur, et R^* le rayon corrigé. On considère un événement mettant en jeu N PM touchés avec un rayon élémentaire par rapport au centre r_i et un nombre de photoélectrons détectés $N_{\gamma i}$. Soit δR^* l'épaisseur vraie de l'anneau et δs_i l'intersection de l'anneau vraie avec le PM i (voir figure 7.10). On pose également :

$$N_\gamma = \sum_{i=1}^{N} N_{\gamma i}$$

$$S^* = \sum_{i=1}^{N} \delta s_i$$

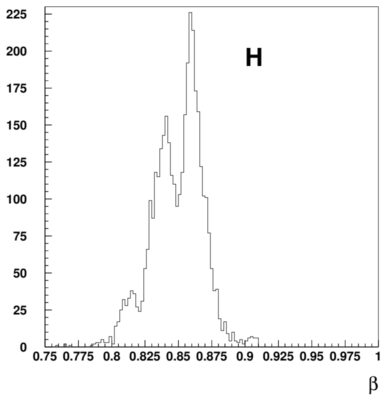
Soit r_i^* le rayon moyen calculé sur le barycentre de la surface δs_i. Le calcul du rayon expérimental $R_{exp.}$, expliqué au début du chapitre, est rappelé sur la figure 7.10. tandis que le rayon corrigé s'exprime comme :

$$R^{*2} = \sum_{i=1}^{N} \frac{r_i^{*2} \times \delta s_i}{S^*}$$

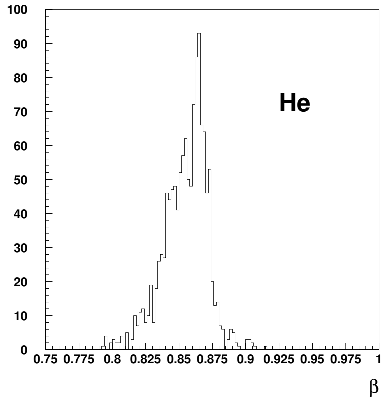
Le rayon R^* sera choisi tel que la quantité suivante soit minimale :

$$\Delta S(R^*) = \sum_{i=1}^{N} \frac{\left(\frac{\delta s_i}{S^*}(R^*) - \frac{N_{\gamma i}}{N_\gamma}\right)^2}{\frac{1}{N_{\gamma i}}}$$

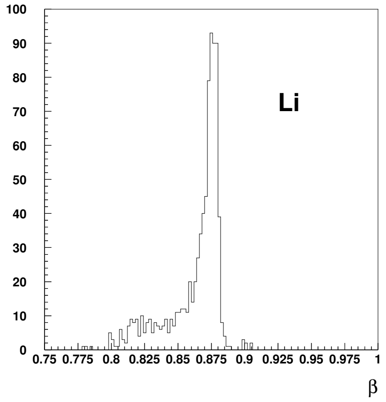
soit lorsque le nombre de phoélectrons détecté par pixel est le plus proche des surfaces d'intersection δs_i de l'anneau sur chaque pixel. Dans la pratique, la valeur de départ de R de l'itération est donnée par $R_{exp.}$. La correction nécessite d'avoir une statistique suffisante de photons et risque de ne pas converger pour les charges $Z = 1$. Cette correction n'a pas été testée : ce défaut de fonctionnement, inhérent au prototype seul, ne devrait pas exister sur le RICH.



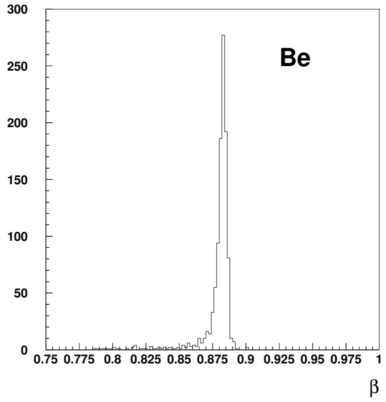
(a)



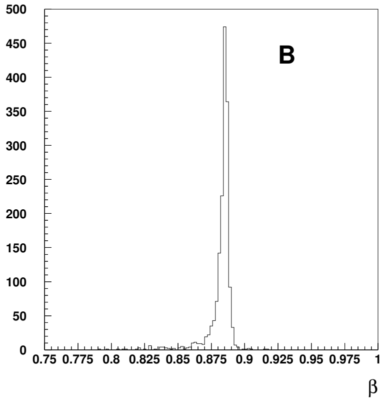
(b)



(c)



(d)



(e)

FIG. 7.9: *Evolution de la résolution en vélocité en fonction de la charge Z de l'ion sur le prototype pour un faiseau de* ^{12}C *incident de* 1 GeV/A *et un réglage de l'aimant sur la rigidité du* ^{9}Be. *L'incidence des particules est normale. L'épaisseur du radiateur est de* 10 *mm pour ce RUN.*

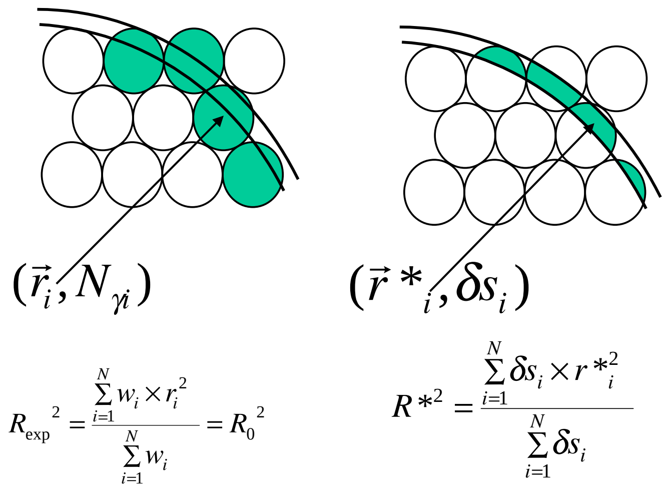


FIG. 7.10: *Méthode de correction de l'erreur systématique de mesure de la vélocité β. A gauche, est rappelée la méthode standard de calcul du rayon de l'anneau, mettant en jeu le centre du pixel et le nombre de photoélectrons détectés dans chaque pixel. A droite, la méthode de calcul corrigée basée sur la connaissance de l'épaisseur de l'anneau en fonction du rayon Tcherenkov (voir texte) les rayons individuels sont alors calculés à partir des petits éléments de surface δs_i. (voir texte)*

Dans le cas d'un angle d'incidence non nul des particules à l'entrée du détecteur, l'anneau réfracté ves la matrice n'a plus une forme analytique simple et son intersection avec les PM n'est pas calculable simplement. La même étude peut cependant être menée au moyen d'un calcul de type Monte-Carlo ou bien par des intégrations numériques. Ce travail, assez lourd, n'a pas non plus été mené, faute de temps. Le bon accord de la simulation avec l'expérience pour la résolution de la vélocité (voir Table 7.3) permet de valider le programme de simulation pour les ions. La figure 7.9 contient la distribution des vélocités d'un même RUN pour des ions de charge $Z \leq 5$. L'échelle horizontale étant la même, on peut voir l'amélioration de la précision de la mesure de β avec la charge Z qui passe de $\approx 10^{-2}$ pour les protons à $\approx 2 \times 10^{-3}$ pour le Bore. La distribution expérimentale de β pour les charges $Z = 1$ fait apparaitre trois pics distincts. Une visualisation croisée avec les scintillateurs ne donne malheureusement rien dans ce cas car le signal correspondant est collé dans le piédestal du codeur de charge. Ses trois pics suggèrent la présence des trois isotopes de l'hydrogène : proton, deutérium et tritium. Cependant, cette hypothèse ne tient pas, compte tenue de la rigidité de filtrage de l'aimant qui impose la condition : $\gamma\beta\frac{A}{Z} = constante$. Si le premier pic à $\beta \approx 0.86$ correspond à des protons, le pic de ${}^2H$ est attendu sous le seuil de production Tcherenkov. Le premier pic n'est donc pas une contribution des protons. Si le premier pic est du ${}^2H$, l'${}^3H$ est attendu à $\beta \approx 0.75$, ce qui n'est pas le cas puisque le deuxième pic est à $\beta \approx 0.84$. La présence de Li, He et H avec pratiquement la même vélocité suggère qu'en fait ces trois éléments ont le même rapport $\frac{A}{Z} = 2$: le pic à $\beta \approx 0.86$ est sous cette hypothèse du deutérium. L'origine des trois pics dans le spectre de β de l'hydrogène n'est alors pas tranchée. Une hypothèse est qu'il s'agit encore d'un effet de géométrie du compteur, comme semble le suggérer la forte corrélation avec la position de l'anneau observée sur la figure 7.3(b).

Autrement, on peut plus globalement constater sur les images la présence de traînée pour les charges $Z \leq 3$ dans le spectre en vélocité. Or, celles-ci disparaissent pratiquement pour $Z \geq 3$. On peut expliquer qualitativement ce résultat avec la dynamique de la fragmentation du ^{12}C dans la cible : le seul moyen de former du Bore à partir du ^{12}C est de lui faire perdre un proton. Il s'agit typiquement d'une collision où les surfaces d'interaction sont faibles et le noyau incident conserve quasiment son impulsion (par nucléon) de départ. L'augmentation du nombre de nucléons perdus par le ^{12}C signifie que l'interaction avec un noyau de la cible est plus forte : la distribution de sortie en vélocité s'élargit, compte tenue de l'augmentation du nombre de degrés de liberté mis en jeu (nombre de nucléons). Un facteur de l'amélioration de la résolution avec Z croissant vient donc aussi de la physique de la réaction nucléaire dans la cible et n'est pas due seulement à l'amélioration de la statistique de photons.

Chapitre 8

Test en configuration Albedo

Une des propriétés remarquables du flux de rayons cosmiques au voisinage de la terre est qu'il est pratiquement isotrope pour des énergies $E \leq 10^{15} eV$. Le détecteur AMS, pendant sa mission en orbite, sera orienté ves le zénith. A haute énergie, les particules entreront par le haut du détecteur. A plus basse énergie, le champ magnétique terrestre courbe notablement la trajectoire des rayons cosmiques chargés. En outre, des particules secondaires sont produites dans l'atmosphère par le rayonnement cosmique et constituent un flux qui entre par le bas du spectromètre. Les particules entrant par le bas (nadir) sont dites "albedo", car réfléchies par le champ magnétique. La discrimination du sens d'arrivée des particules est primordiale pour l'analyse des données puisqu'un proton "albedo" mal identifié imite dans l'aimant un antiproton entré dans le bon sens. Le pouvoir de réjection du spectromètre aux particules albedo est assuré de manière redondante par le système de temps de vol et par le RICH, puisqu'aucun signal n'est théoriquement attendu dans ce dernier. Des tests du prototype en configuration Albedo ont été réalisés en septembre 1999 au moyen des cosmiques au sol, afin d'évaluer ses capacités de réjection des particules albedo.

8.1 Montage expérimental

Le détecteur est dans ce cas placé à l'envers dans la chambre à diffusion : les photocathodes de l'imageur sont orientées ves le sol et le plan de radiateur se trouve sous le détecteur. La figure 8.1 montre une vue d'ensemble du dispositif expérimental. Le flux de cosmiques au sol est très largement dominé par les particules descendantes : environ 200 particules m^{-2}.s^{-1} contre quelques événements par km^2.s^{-1} de particules montantes. Deux radiateurs ont été testés parallèlement :

- un radiateur en NaF de 1 cm d'épaisseur, avec un espace de glissement de 7.2 cm.

- un radiateur AGL d'indice $n = 1.035$ de 3.3 cm d'épaisseur et un espace de glissement de 15.7 cm.

Les espaces de glissement expérimentaux pour les deux radiateurs ne correspondent pas aux optima d'études du prototype. Ces valeurs sont un compromis expérimental entre la nécessité de réduire l'ombre induite par le support du radiateur NaF pour les photons émis par l'AGL, et de faire rentrer l'ensemble dans la boîte.

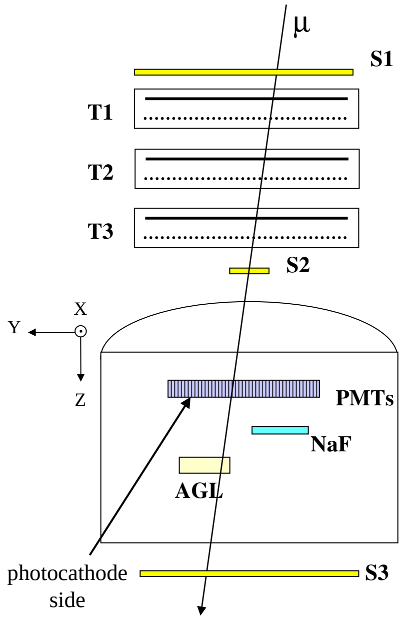
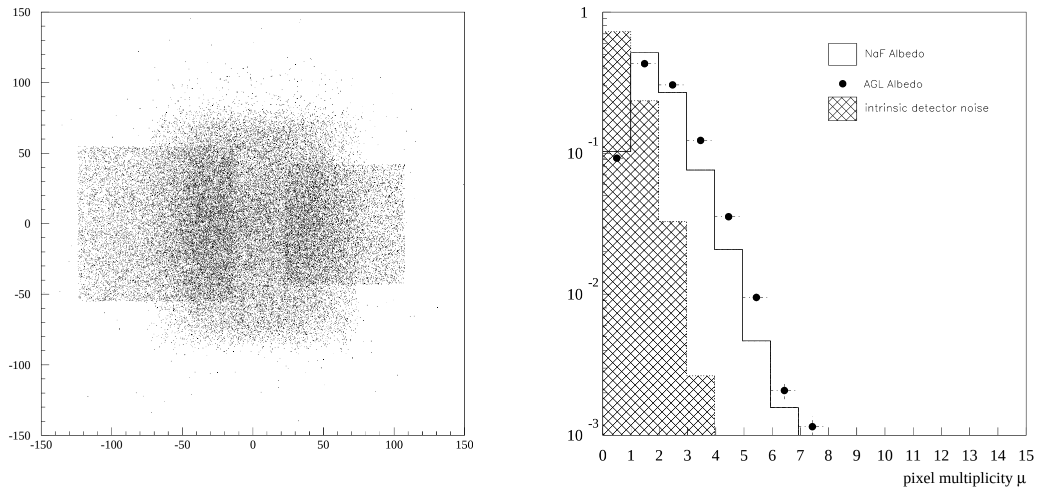


FIG. 8.1: *Schéma de principe du test du prototype en configuration Albedo. L'imageur est retourné en bloc dans la boîte à diffusion. Les photocathodes sont orientées vers le sol et regardent les deux radiateurs présents : AGL d'indice $n = 1.035$ et NaF d'indice $n = 1.332$.*

8.2 Analyse des données

La figure 8.2(a) représente le point d'intersection de la trajectoire reconstruite avec le plan contenant les radiateurs, avec la condition minimale d'avoir un pixel allumé sur la matrice. On distingue clairement les radiateurs AGL et NaF, respectivement à gauche et à droite. La structure diffuse au centre est une image de l'acceptance des cosmiques, générée par l'interaction de la particule avec le pixel sur la trajectoire. Le fait de voir l'image des radiateurs signifie que des photons Tcherenkov atteignent le plan de détection. La distribution du nombre de pixels touché par événement (multiplicité) pendant le RUN est proposée sur la figure8.2(b). Les différents histogrammes ont été normalisés. L'histogramme hachuré correspond au bruit de fond intrinsèque de l'imageur. Cette distribution est obtenue par des déclenchements aléatoires de l'acquisition pendant toute la période du RUN. Il s'agit ici du courant noir des PMs de l'imageur. Les distributions de multiplicité du NaF et de l'AGL apparaissent respectivement en traits pleins et sous forme de points noirs.

Pour le radiateur AGL, l'origine de la détection de photons Tcherenkov peut s'interpréter comme de la diffusion Rayleigh à très grand angle . Il faut préciser que le fond des radiateurs est peint en noir et que les photons Tcherenkov produits sont normalement absorbés par la peinture. L'origine des photons Tcherenkov provenant du NaF est moins claire. Il peut s'agir d'un rayon δ crée par la particule après son passage dans l'imageur et dont l'angle d'émission et la vélocité génèrent des photons Tcherenkov réfractés vers la matrice. Une autre possibilité de production de lumière, valable pour les 2 radiateurs, vient de la lumière Tcherenkov produite dans le verre des fenêtres d'entrée des PM qui est réfracté vers le fond de la boîte et



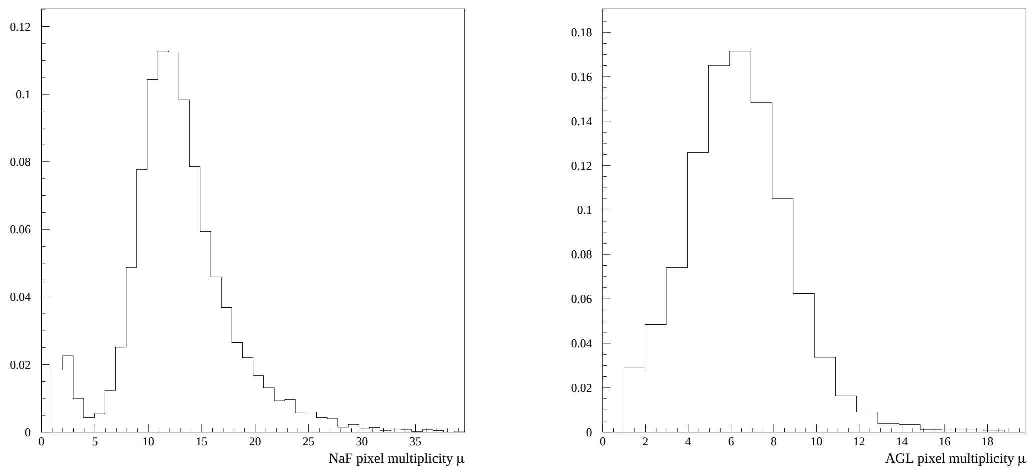
(a) (b)

FIG. 8.2: *(a) Distribution normalisée des intersections des trajectoires des rayons cosmiques avec les plans des radiateurs, avec la condition d'avoir un pixel touché sur la matrice. (b) Distribution expérimentale des multiplicités obtenues en configuration albedo. Le bruit de fond intrinsèque de l'imageur correspond à l'histogramme hachuré (voir Texte). Les distributions de multiplicité du NaF et de l'AGL sont respectivement représentées par des traits pleins et par des cercles noirs.*

les radiateurs et que les réflexions peuvent faire revenir sur la matrice. Mais cette contribution n'explique pas l'image des radiateurs de la figure 8.2(a) et est nécessairement secondaire. Une dernière source de bruit pour le NaF vient de la fraction de photons réfléchie totalement dans le matériau (en raison de l'inclinaison de la trajectoire : $\tau \approx 11°$) qui se propagent jusqu'à la tranche du radiateur où ils sont réfractés et finissent par atteindre la matrice (les tranches du radiateur n'ont pas été peintes en noir). Les distributions de multiplicité du NaF et de l'AGL sont très similaires en forme et s'étendent grosso-modo jusqu'à 8 pixels touchés. Un exemple de distributions "normales" de multiplicité pour ses deux radiateurs est présenté à titre de référence sur la figure 8.3. Les événements enregistrés pendant le RUN albedo ont été analysés comme des données cosmiques classiques, en appliquant les coupures déjà définies dans la section 6.2. Une coupure supplémentaire a cependant été rajoutée pour l'occasion, totalement transparente pour une analyse normale :

$$\beta < 1 + 6\sigma_\beta$$

Les résultats du RUN Albedo sont résumés dans la table 8.1. Sur 22209 événements albedos qui sont passés dans le radiateur NaF, 11 sont passés à travers toutes les coupures et imitent des événements Tcherenkov normaux. Il faut noter que la condition de coupure "3 pixels sur l'anneau" est très peu contraignante pour le NaF, comme on peut le voir sur la figure 8.3(a). Une condition plus sévère de quatre pixels sur l'anneau ne change rien au taux de reconstruction du NaF pour un RUN normal et rejette en bloc les 11 événements retenus. Un exemple d'événement qui a passé toutes les coupures est représenté sur la figure 8.4. Parallèlement, aucun des 27104 événements AGL n'a été retenu.



(a) (b)

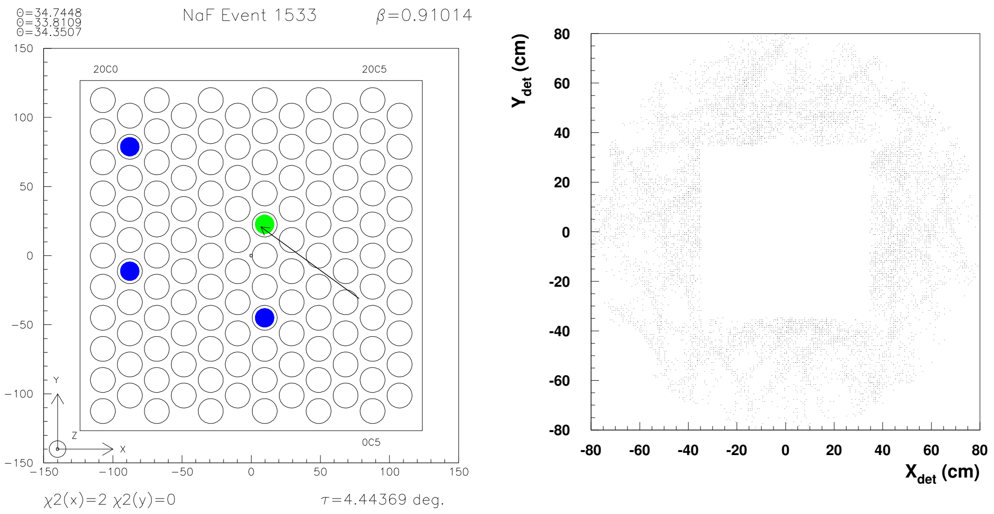
FIG. 8.3: *Distribution typique de multiplicité d'événements Tcherenkov en rayons cosmiques mesurée avec le prototype. (a) NaF de* 1 *cm avec un espace de glissement de* 5.2 *cm. (b) AGL d'indice* 1.035 *de* 2.2 *cm d'épaisseur avec un espace de glissement de* 18.9 *cm.*

Radiateur	**NaF**	**AGL**
Espace de glissemnt [mm]	70.2	157.4
R_c [mm]	130	43.6
Statistique	22209	27104
Rejeté	22198	27104
après coupures	11	0
Pouvoir de réjection	2019	> 27104
Probabilité	4.95×10^{-4}	$< 3.68.10^{-5}$

TAB. 8.1: *Résultats expérimentaux du RUN albedo pour les deux radiateurs testés. (Voir texte)*

8.3 Interprétation des résultats

La différence de résultat ne s'explique pas par un comportement intrinsèquement meilleur de l'AGL vis à vis des particules albedos, mais est simplement dû à un effet d'acceptance des anneaux sur le prototype. Le taux de réjection des particules peut être estimé à partir de la distribution de multiplicité expérimentale et de la géométrie du compteur, en prenant comme hypothèse que les événements reconstruits ne sont pas des événements "physiques", mais qu'il s'agit de coups de bruits de fond dont la position sur la matrice forme aléatoirement un anneau. Sous cette hypothèse, la probabilité que la position de trois pixels touchés sur la matrice imite



(a) (b)

Fig. 8.4: *(a) Evénement Albedo dans le radiateur NaF ayant franchi toutes les coupures. Les trois angles θ_c individuels reconstruits sont indiqués en haut à gauche. (b) Exemple d'événements obtenus avec des ions Be et un radiateur en NaF sur le RICH d'AMS.*

un anneau Tcherenkov peut être évaluée par :

$$P(R_c, a) \approx \frac{N(\mu \geq 3)}{N(\mu \geq 0)} \times \frac{\epsilon_a \pi R_c^2 f}{N_a s_a} \times \left(\epsilon_a \frac{2\pi R_c \delta R f}{N_a s_a}\right)^2,$$

où :

- R_c est le rayon Tcherenkov moyen estimé à $\beta = 1$ et à incidence nulle,
- δR est l'épaisseur de l'anneau Tcherenkov, estimée par : $\delta R_c \approx e \tan\theta_c$, où e est l'épaisseur du radiateur.
- s_a est la surface de la photocathode : ($s_a \approx \pi \times 9^2$ mm^2),
- N_a est le nombre total de pixels sur l'imageur (126),
- ϵ_a est la fraction de surface photosensible du plan de détection ($\approx 56\%$),
- $N(\mu)$ est la multiplicité différentielle normalisée (voir figure 8.2).
- $f(\tau)$ est la fraction de cône réfractée vers la matrice, qui dépend de l'angle d'incidence τ des particules. Pour les radiateurs de bas indice, $f = 1$. Pour le NaF sur le prototype, $f \approx \frac{1}{2}$ (voir texte plus bas).

Le premier terme, tiré des spectres expérimentaux, est la probabilité qu'un événement albedo ait au moins trois pixels touchés. Le terme suivant est la probabilité que la position du premier pixel simule un angle Tcherenkov "physique" avec $\theta_c \leq \arccos \frac{1}{n}$. C'est en fait le rapport du nombre de pixels contenus dans le disque de rayon R_c sur le nombre total de pixels. Le terme suivant est la probabilité que les deux autres photons soient placés par hasard sur le même rayon R_c d'épaisseur δR. Cette formule simple s'applique assez bien pour l'analyse des données AGL, vu que la structure réfractée est toujours un anneau, déformé mais fermé. Dans le cas du NaF, pour une incidence moyenne des particules $\tau \approx 11°$, environ 40 % de l'anneau est perdue par réflection interne dans le radiateur (voir figure 6.4 et § 3.4), cela réduit d'autant les zones possibles où les photons peuvent imiter un angle θ_c. La formule est donc corrigée approximativement dans le cas du NaF d'un facteur $(f \sim 0.6)^3$. Les estimations pour les deux radiateurs donnent :

$$P_{NaF} \approx 0.11 \times \frac{66}{126} \times (\frac{10}{126})^2 = 3.6 \times 10^{-4},$$

$$P_{AGL} \approx 0.17 \times \frac{13}{126} \times (\frac{5}{126})^2 = 3 \times 10^{-5}.$$

Les probabilités expérimentales sont présentées dans la table 8.1. La comparaison des résultats avec la formule permet de vérifier que celle-ci donne le bon ordre de grandeur pour le NaF et une estimation compatible avec le taux de réjection mesuré pour l'AGL.

Il faut souligner que la formule explique bien la différence de taux de réjection entre les deux radiateurs : le meilleur résultat pour l'AGL vient du fait que la taille maximum R_c des anneaux sur la matrice est plus petite dans ce cas. Ainsi, une augmentation de l'espace de glissement provoquerait une dégradation du taux de réjection de l'AGL et rapprocherait le résultat de celui du NaF. Ce raisonnement est conforté par le fait que dans l'analyse des données de l'AGL, la suppression de la coupure $\beta < 1 + 6\sigma$ fait apparaitre 13 anneaux reconstruits au lieu de 0, nombre totalement compatible avec les 11 événements retenus pour le NaF. L'enlèvement de la coupure $\beta < 1 + 6\sigma$ pour le NaF ne modifie pas les résultats, car en fait tous les pixels de la matrice sont déjà susceptibles de donner un angle $\theta_c < arccos\frac{1}{n}$ (plus exactement la moitié, compte tenu du facteur $f = \frac{1}{2}$).

8.4 Cas du RICH d'AMS

La formule précédente peut être utilisée pour estimer les capacités de réjection d'albedo du RICH d'AMS, dans le cas de l'utilisation de ses 2 radiateurs. Dans sa configuration la plus à jour (03/2000), le RICH contient un plan de radiateur de rayon $r \approx 70$ cm. L'épaisseur du plan est de 1 cm dans le cas de l'utilisation d'un radiateur NaF et de 2 ou 3 cm dans le cas d'un radiateur AGL. le plan de détection est parallèle au plan de radiateur avec un espace de glissement de 40 cm. Le plan de détection est composé de PM 16 pixels carrés équipés de guides de lumière. La taille des pixels est de 7.5×7.5 mm^2 et 100% de la surface de détection est sensible à la lumière ($\epsilon_a = 1$). Les PM sont arrangés dans un disque de rayon $R_{det} \approx 75$ cm, avec au centre un trou carré pour le calorimètre de l'ordre de $S_c \approx 70 \times 70$ cm^2. La distribution de la multiplicité en albedo sur le RICH est inconnue et on majore le premier terme par $\frac{N(\mu \geq 3)}{N(\mu \geq 0)} = 1$. Le deuxième terme est évalué par le rapport de la surface incluse dans l'anneau sur la surface totale de détection. Dans le cas de l'AGL d'indice 1.035, le rayon R_c est de l'ordre de 12 cm, ce qui est beaucoup plus petit que la taille totale du compteur ; cette configuration est donc

Radiateur	**NaF**	**AGL** 1.035
Epaisseur [cm]	1	2
Distance de glissement [cm]	40	40
R_c [cm]	74	12
Taux de Réjection pour 3 pixels	$\approx 1.2 \times 10^4$	$\approx 2.5 \times 10^6$
Taux de Réjection par pixel supplémentaire	$\approx \times 50$	$\approx \times 300$
Probabilité pour 3 pixels	$\approx 8 \times 10^{-5}$	$\approx 4.10^{-7}$

TAB. 8.2: *Estimation du pouvoir de réjection des particules albedo du RICH d'AMS pour 3 pixels sur l'anneau reconstruit.*

assez similaire au test réalisé sur le prototype avec le même radiateur à un facteur d'échelle près. L'épaisseur de l'anneau est supposée être dominée par l'épaisseur du radiateur $e = 2$ cm, soit :

$$\delta R_c \approx e \tan\theta_c = 0.55\,\mathrm{cm}.$$

La probabilité qu'une particule albedo imite un signal Tcherenkov s'écrit :

$$P_{RICH_{AGL}} \approx \frac{\pi R_c^2}{\pi R_{det}^2 - S_c} \times \left(\frac{2\pi R_c \delta R_c}{\pi R_{det}^2 - S_c}\right)^2 = 3.7\,10^{-2} \times \left(3.3\,10^{-3}\right)^2 = 4 \times 10^{-7}$$

Le taux de réjection attendu sur le RICH avec un radiateur AGL de bas indice est de l'ordre de 10^6, à un facteur 10 près. Le point très positif est que le taux de réjection est multiplié d'un facteur ≈ 300 si la condition de coupure passe de 3 à 4 pixels sur l'anneau reconstruit. Compte tenu de l'accroissement d'efficacité de détection du RICH par rapport au prototype, il est raisonnable de penser que la multiplicité sera plus élevée et qu'il sera possible d'effectuer une coupure à 4 pixels.

Dans le cas d'un radiateur en NaF, le taux de réjection "albedo" est plus délicat à traiter . En effet, la taille des anneaux estimée à incidence nulle est énorme : $R_c \approx 74$ cm, ce qui est de l'ordre de la taille du plan de détection. Cela signifie que statistiquement, une partie non négligeable de l'anneau tombera dans la surface morte au dessus du calo. L'acceptance des particules dans AMS fait rentrer les particules dans le RICH avec un angle d'incidence de l'ordre de $20-30°$; la fraction de cône détectée est dans ce cas faible. La figure 8.4(b) montre un échantillon de 100 ions détectés dans le RICH. En supposant que les figures réfractées sont des fractions de cercle, on approxime la fraction de cône détectée par $f \approx \frac{1}{4}$.

Sous ces hypothèses, on calcule la probabilité :

$$P_{RICH_{NaF}} \approx \frac{\frac{1}{4}(\pi R_c^2 - S_c)}{\pi R_{det}^2 - S_c} \times \left(\frac{\frac{2}{4}\pi R_c \delta R_c}{\pi R_{det}^2 - S_c}\right)^2 = 0.25 \times \left(1.8\,10^{-2}\right)^2 = 8 \times 10^{-5}$$

avec

$$\delta R_c \approx e \tan\theta_c = 1.9\,\mathrm{cm}$$

Le premier terme en $(\pi R_c^2 - S_c)$ tient compte du fait qu'une portion de la surface de l'anneau tombe dans le calorimètre. Cette estimation est grossière mais est réaliste à un facteur 10 près.

La multiplicité attendue est plus forte qu'avec de l'AGL et la coupure sur le nombre de pixels sur l'anneau peut aisément être portée à 4 ou 5 pour les charges $Z = 1$. La prise en compte d'un pixel supplémentaire multiplie ici le taux de réjection d'un facteur 50 environ. Au total, l'estimation montre que le pouvoir de réjection des particules albedo de charge $Z = 1$ sera meilleur avec un radiateur AGL, grâce au fait que les anneaux sont beaucoup plus petits. Cependant, le fort seuil Tcherenkov de ce radiateur ($P \approx 4$ GeV/A) le place à la limite supérieure du spectre attendu de particules albedo, ce qui réduit *de facto* son utilité à une classe d'événements albedo plutôt rare. Sous cet angle, l'intérêt du NaF apparait ici clairement avec son seuil d'impulsion $P \approx 1$ GeV/A.

Dans tout les cas, le TOF d'AMS assurera sa fonction de réjection de particules albedo et on peut supposer que sa réjection sera plus forte à basse vitesse, vu que le temps de vol est plus grand. La limitation au pouvoir de réjection du TOF viendra certainement de l'électronique du détecteur : cette quantité est difficile à évaluer à l'heure actuelle. Dans tous les cas, le RICH renforcera significativement la réjection des particules albedo au dessus du seuil du radiateur.

L'évolution du pouvoir de réjection avec la charge est également délicat à évaluer : l'augmentation du nombre de photons va contribuer à augmenter la probabilité que des photons diffusés soient arrangés sur un cercle. Cependant, la redondance de mesure de la charge par les autres sous-détecteurs d'AMS devrait permettre de développer des critères spécifiques pour conserver le taux de réjection au niveau de celui des particules de charge Z=1, en imposant par exemple plus de pixels retenus sur l'anneau Tcherenkov pour une charge $Z > 1$. Cependant, la contribution albedo est attendue essentiellement à $Z = 1$ et les événements à $Z \geq 2$ seront rares.

Conclusion

Les enseignements du prototype d'imageur pour l'expérience AMS, développé et testé à Grenoble pendant cette thèse, sont multiples. Les tests expérimentaux ont permis d'étudier le rendement de lumière et l'efficacité de détection de plusieurs radiateurs et de valider la technique de reconstruction des événements. Les résultats sont en bon accord avec la simulation. Ce point est important car il donne confiance dans les prédictions de la simulation du RICH d'AMS. En particulier, les excellents résultats de la simulation de détection des chronomètres galactiques ^{10}Be et ^{26}Al, sur seulement 6 semaines de prise de données, montrent clairement que la connaissance du rayonnement cosmique nucléaire et de la physique des rayons cosmiques galactiques connaitra une avancée spectaculaire grâce au RICH d'AMS.

L'étude analytique des performances des RICH à focalisation de proximité développée dans le mémoire, en fonction de l'indice de réfraction du radiateur et de l'angle d'incidence des particules, confirme les résultats du programme de simulation : d'une part, la résolution de mesure en vélocité s'améliore avec l'indice de réfraction n décroissant, et ce, malgré une baisse conséquente du nombre de photoélectrons détectés. D'autre part, l'arrivée de particules à grande incidence ne dégrade pas sensiblement la résolution en vélocité des PFRICH, même avec des radiateurs de fort indice.

Une solution analytique générale pour la reconstruction des événements, pixel par pixel, a été établie et sa validité vérifiée par comparaison avec une méthode de résolution numérique.

Une technique de mesure de vélocité par ajustement de la fraction de cône réfractée a été développée et utilisée avec succès sur le prototype. Cette méthode offre l'avantage de fournir une variable obéissant à une vraie loi de χ^2 qui facilite l'analyse des données. Il faut également souligner que les incertitudes utilisées dans la loi d'ajustement sont directement dérivées de l'étude analytique déjà évoquée et sont calculées pixel par pixel.

Un traitement de l'image original, présenté dans le mémoire, a donné pleinement satisfaction sur le prototype et il serait intéressant de le tester sur le programme de reconstruction du RICH d'AMS.

Une erreur systématique d'origine géométrique a été expérimentalement mise en évidence avec le prototype pendant l'analyse des données sur faisceau d'ions avec un radiateur en NaF. Ce biais a pour effet de dégrader sensiblement la qualité de la mesure de la charge électrique. Une correction de l'erreur systématique à incidence nulle est développée, sur la base d'une étude analytique. Une méthode de correction générale numérique est proposée mais n'a pas été mise en œuvre, faute de temps. Une étude par simulation préliminaire de la reconstruction de la charge sur le RICH d'AMS avec un radiateur en NaF met en évidence une erreur du même type : il semble aujourd'hui nécessaire de poursuivre l'investigation et de développer un algorithme de correction général pour le RICH d'AMS, afin d'optimiser ses capacités de mesure en charge.

Les résultats expérimentaux du test du prototype en configuration "Albedo" sont bien expliqués au moyen d'une formule empirique développée pour l'occasion. L'extrapolation de la formule dans le cas du RICH d'AMS montre que celui-ci renforcera d'un manière substancielle la réjection des particules "albedo" fournie par le système de temps de vol (TOF) et jouera un rôle de premier plan dans l'analyse des événements rares comme la recherche d'anti-matière.

La construction d'un prototype de deuxième génération, constituant une fraction du compteur final a été récemment décidée par la collaboration AMS. Ce prototype bénéficiera pleinement du retour d'expérience du prototype et aura des performances bien meilleures. Le démarrage du prototype et l'optimisation de l'analyse des données en seront d'autant facilités.

Annexe A

A.1 Relation entre δR_c et $\delta\beta$ sur un PFRICH avec $\tau = 0$

Les relations utilisées pour réaliser le calcul sont les suivantes :

$$\beta = \frac{1}{n\cos\theta_c}$$
$$n\sin\theta_c = \sin\theta_r$$
$$R_c = D\tan\theta_r$$

On reconnait sur la première ligne la relation Tcherenkov liant β à l'angle d'émission θ_c. La deuxième formule est la relation de Snell-Descartes, c'est la condition de réfraction de la lumière depuis le milieu radiateur d'indice de réfraction n vers l'espace de détection d'indice 1. La troisième formule relie le rayon de l'anneau sur le détecteur en fonction de l'espace de glissement et de l'angle réfracté θ_r. En supposant $n = constante$, la différenciation de ces trois relations donne :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \tan\theta_c\delta\theta_c$$
$$\frac{\delta\theta_c}{\tan\theta_c} = \frac{\delta\theta_r}{\tan\theta_r}$$
$$\frac{\delta R_c}{R_c} = \frac{1+\tan^2\theta_r}{\tan\theta_r}\delta\theta_r$$

On en déduit la relation entre $\frac{\delta\beta}{\beta}$ et $\frac{\delta R_c}{R_c}$:

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \tan\theta_c \times \frac{\tan\theta_c}{\tan\theta_r} \times \frac{\tan\theta_r}{1+\tan^2\theta_r}\frac{\delta R_c}{R_c} = \frac{\tan^2\theta_c}{1+\tan^2\theta_r}\frac{\delta R_c}{R_c}$$

La table A.1 contient l'expression des variables intervenant dans cette formule en fonction de n et β. A $\beta = 1$, l'expression se réduit alors à :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \left(n^2-1\right)\left(2-n^2\right)\frac{\delta R_c}{R_c}$$

grandeur	$\frac{1}{n} < \beta < 1$	$\beta = 1$
$\cos\theta_c$	$\frac{1}{\beta n}$	$\frac{1}{n}$
$\sin^2\theta_c$	$1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}$	$1 - \frac{1}{n^2}$
$\tan^2\theta_c$	$\beta^2 n^2 - 1$	$n^2 - 1$
$\sin^2\theta_r$	$n^2 - \frac{1}{\beta^2}$	$n^2 - 1$
$\cos^2\theta_r$	$1 - n^2 + \frac{1}{\beta^2}$	$2 - n^2$
$\tan^2\theta_r$	$\frac{\beta^2 n^2 - 1}{1 + \beta^2 - \beta^2 n^2}$	$\frac{n^2 - 1}{2 - n^2}$

TAB. A.1: *Expression des fonctions trigonométriques usuelles des angles θ_c et θ_r en fonction de β et n, dans le cas de particules normales au radiateur ($\tau = 0$).*

Bibliographie

[1] A. de Rújula, *Avatars of Matter-Antimatter universe*, Présentation aux rencontres de Moriond 1998, Les Arcs, France.

[2] A. D. Sakharov, JEPT Lett. 5 (1967) 24.

[3] Kolb et Turner, *The early universe*, Frontiers in physics, ed. Addison-Wesley.

[4] V.Plyaskine, *Antimatter and Dark Matter Search with Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)*, 25th ITEP Winter School of Physics, Moscow, Russia - February 18-27, 1997.

[5] M. S. Turner, *Dark Matter and Energy in the Universe*, à paraître dans Physica Scripta (Proceedings of the Nobel Symposium, Particle Physics and the Universe ; Enkoping, Sweden, August 20-25, 1998).

[6] C. Lineweaver, *The Cosmic Microwave Background and Observational Convergence in the Ω_m-Ω_Λ Plane*, ApJL 505 (1998) 69.

[7] S. Dodelson et M. S. Turner, Phys. Rev. D 42 (1992) 3372.

[8] S. Perlmutter et al., *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ 517 (1999) 565.

[9] S. Burles et D. Tytler, *The Deuterium Abundance toward QSO 1009+2956*, ApJ 507 (1998) 732.

[10] A. Bottino et al., *Which fraction of the measured cosmic-ray antiprotons might be due to neutralino annihilation in the galactic halo ?*, Phys. Rev. Lett. D 58 (1998) 123503.

[11] P. Gondolo et J. Silk, *Dark matter annihilation at the galactic center*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1719.

[12] R. Battiston et al., *The Gamma Ray Detection Capabilities of the Alpha Magnetic Spectrometer*, ApJ 13 (2000) 51-74.

[13] S. Ahlen et al., *Can we detect antimatter from other galaxies*, ApJ 260 (1982) 20.

[14] P. Ferrando et al., *Measurement of the isotopic composition of cosmic-rays at 3 GeV/n using a new geomagnetic method*, A&A 193 (1998) 69.

[15] J.D. Kurfess et al, AIP Conf. Proc. 410 (1997) 509.

[16] A.M. Hillas and J.R. Patterson, J. Phys. G 16 (1990) 1271.

[17] G.Barbiellini et al., *Performance of the CAPRICE RICH detector during the 1994 balloon flight*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 371 (1996) 169.

[18] J. Litt et R. Meunier, *Cherenkov counter technique in high energy physics*, Ann. Rev. Nucl. Sci. 23 (1973) 1.

[19] J. Séguinot et T. Ypsilantis, *Photo-ionization and Cherenkov ring imaging*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 142 (1977) 377.

[20] J.Ballon et al., *A high resolution fast-RICH counter for on-line tagging of high energy particles*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 338 (1994) 310.

[21] J. A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 33, 326.

[22] A.Barrau, L.Gallin-Martel, J.Pouxe and O.Rossetto, *An integrated circuit for signal processing of the AMS RICH photomultiplier tubes*, IEEE symp. on Nucl. Sci. and Med. Imaging, Toronto, Nov.8-14, 1998 ; ISN report 98-102.

[23] Handbook of optics, Bass edit., McGraw Hill.

[24] L.Gallin-Martel et al., *Data readout and formatting for PMT based RICH detectors*, 3^{rd} International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors, Ein-Gedi, November 15-20, 1998. ISN-internal report 98-104.

[25] Z. Ren and M. Buénerd, *Simulation study of a proximity focusing Cherenkov counter for the AMS experiment.* ISN internal report 99-47, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A, #40531, en cours d'impression.

[26] G. Charpak, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20 (1970) 195 .

[27] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09.

[28] E.H. Bellamy & al., *Absolute calibration and monitoring of a spectroscopic channel using a photomultiplier*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 339 (1994) 468.

[29] I. Adam et al., *DIRC, The internally reflecting Ring Imaging Cherenkov Detector for BaBar*, SLAC pub 7706, November 1997.

[30] Y.Asaoka et al., *Development of a Large Area Aerogel Cerenkov Counter Onboard BESS*, Preprint submitted to Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. , 12 May 1998.

[31] F.Barao et al., *Analysis of the Aerogel Threshold Cherenkov data from AMS flight (STS-91)*, submitted to Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. , AMSnote-99_10_01.

[32] J.V. Jelley, *Cherenkov radiation and its application*, Pergamon Press, Oxford, 1958.

[33] M. Buénerd et Z. Ren, *Optical dispersion of Aerogel in the RICH simulation*, ISN internal report 98-63.

[34] J. Seguinot, *Les compteur Cherenkov : Applications et limites pour l'identificatiuon des particules. Développements et perspectives*, Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire, Ed. Frontières, 1989.

[35] W. H. Press et al., *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press.

[36] RTC, *Photomultiplicateurs*, livre édité par le constructeur RTC.

[37] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays on Earth*, Physics Data, ISSN 0344-8401.

[38] A. Barrau, *Astrophysique gamma de très haute énergie : étude du noyau actif de galaxie Mrk 501 et implications cosmologiques*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, 1998.

[39] A. Menchaca et al., *Response of NE102 to Z=2-6 ions at E/A = 0.15 - 1.5 GeV, and prediction for higher Z's*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 438 (1999) 322.

[40] H.M. Portella et al., *Muon spectra at sea level*, Proc. 25t̂h ICRC (Salt Lake City, 1999), HE.3.2.25, p.143.

[41] L.J. Gleeson & W.I. Axford, *Cosmic rays in the interplanetary medium*, ApJ 149 (1967) L115.

[42] L.J. Gleeson & W.I. Axford, *Solar modulation of galactic cosmic rays*, ApJ 154 (1868) 1011.

[43] L.A. Fisk, *Solar modulation of galactic cosmic rays*, J. of Geophys. Res. 76 (1971) 1.

[44] J.C. Cerisier, *Le vent solaire et son interaction avec les plasmas de la Terre et des planètes*, cours de l'Université Paris VI.

[45] M. Born and A. Wolf, Principle of Optics, Pergamon, 1975.

[46] N. Weber, *A measurement of the antiproton and proton fluxes in cosmic rays using the CAPRICE experiment*, KTH, Stockholm 1997.

[47] M. Cantin et al., *Silica aerogels used as Cherenkov radiators*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 118 (1974) 177-182.

[48] J. J. Engelmann et M. Cantin, *Détection et identification des particules par effet Cerenkov dans les aérogels de silice*, Journal de Physique, n° 6, Tome 39, Juin 1978, pages C3-57 à C3-62.

[49] Courtoisie de M. Yokoyama, Matsushita Electric Works, Osaka, Japon.

[50] P. L. Nolan, *EGRET Observations of Pulsars*, 3rd Compton Gamma-ray Observatory Symposium Munich, Germany ; 12 - 14 Jun 1995 Publ. dans : Proceedings A&A, Suppl. : 120.

[51] S. Mereghetti et al., *The AGILE γ-ray Astronomy Mission*, 6th Workshop on GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics : Toward a Major Atmospheric Cherenkov Telescope VI Snowbird, UT, USA ; 13 - 16 Aug 1999 Publ. dans : Proceedings B L Dingus AIP conf. ser., New York, 2000.

[52] O.Grimm et al., *Studies on a synchrotron radiation detector for the AMS Experiment*, Second conference on " New Developments in Photodetection " Beaune, France, June 21-25, 1999.

[53] R. Battiston, *The alpha magnetic spectrometer (AMS)*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 409 (1998) 458 1/3.

[54] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Vol. 1 et 2, deuxième édition, Cambridge University Press.

[55] D. C. Ellison et al.,*Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. II. Shock Acceleration of Gas and Dust*, ApJ 487 (1997) 197.

[56] J. P. Meyer et al., *Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. I. A Cosmic-Ray Composition Controlled by Volatility and Mass-to-ChargeRatio*,1997, ApJ 487 (1997) 182.

[57] , J.J. Engelmann et al., *Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni. Results from HEAO-3-C2*, A&A 233 (1990) 96.

[58] E.S. Seo et al., ApJ 378 (1991) 763.

[59] F. McDonald et al., Proc. Int. Cosm. Ray Conf. Adelaide, 1991.

[60] Y. Galaktionov et V. Shoutko, *Proton and antiproton spectra ans rates during shuttle flight*, Note AMS, 10 mai 1997.

[61] T. Mitsui et al., *Expected Enhancement of the Primary Antiproton Flux at the Solar Minimum*, Phys. Rev. Lett. B 389 (1996) 169.

[62] P. Lagage et C. Cesarsky, *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks* A&A 125 (1983) 249.

[63] N. Neininger et al., *The Magnetic Field of M 51*, A&A 263 (1992) 30.

[64] M. V. Zombeck, *Handbook of space, astronomy & astrophysics*, second edition, Cambridge University Press - p.225.

[65] M. A. Duvernois et al., *The Elemental Composition of the Galactic Cosmic-Ray Source : ULYSSES High-Energy Telescope Results*, ApJ 465 (1996) 982.

[66] W. R. Webber, *Voyager Measurements of the Mass Composition of Cosmic-Ray Ne, Mg, Si and S Nuclei*, ApJ 476 (1997) 766.

[67] B. Wiebel-Sooth, *Cosmic rays. VII. Individual element spectra : prediction and data*, A&A, 330(1998) 389.

[68] V. S. Berezinskii et al., *Astrophysics of cosmic rays*, North-Holland, 1990, edited by Ginzburg, V.L.

[69] U. Heinbach and M. Simon, *Propagation of galactic cosmic rays under diffusive reacceleration*, ApJ 441 (1995) 209.

[70] J. J. Connel and J. A. Simpson, *Ulysses HET measurements of electron-capture secondary isotopes : testing the role of cosmic ray reacceleration*, Proc. 26^{th} ICRC (1999), OG 1.1.10 (Salt Lake Cuty).

[71] A. W. Strong et I. V. Moskalenko, *Propagation of cosmic ray nucleons in the galaxy*, ApJ 509 (1998) 212.

[72] A. barrau, *Reconstruction de la charge avec le RICH d'AMS*, note interne ISN, 1998.

[73] R. A. Mewaldt, *Cosmic abundances of matter*, AIP Conf. proc. 183, 1989, p124. Voir aussi P. Ferrando, Proc. of the XXIII Int. Cosmic Ray Conf., Calgary (Canada), 19-30 july, 1993, World Scientific, 1994, p. 279.

[74] J.J. Connell, *Galactic Cosmic-Ray Confinement Time : Ulysses High Energy Telescope Measurements of the Secondary Radionuclide* ^{10}Be, ApJ, 501 (1998) 59.

[75] W. R. Binns et al., *Radioactive clock isotope abundance measurements from the CRIS experiment aboard the ACE spacecraft*, Proc. 26^{th} ICRC, OG.1.1.06 (Salt Lake Cuty).

[76] A. Lukasiak et al., *Voyager measurements of the isotopic composition of cosmic-ray aluminum and implications for the propagation of cosmic rays*, ApJ 430 (1994) L69.

[77] W. R. Webber et A. Soutoul, *A Study of the Surviving Fraction of the Cosmic-Ray Radioactive Decay Isotopes* ^{10}Be, ^{26}Al, ^{36}Cl *and* ^{54}Mn *as a Function of Energy Using the Charge Ratios Be/B, Al/Mg, Cl/Ar, and Mn/Fe Measured on HEAO3*, ApJ 506 (1998) 335.

[78] T. Shibata, *Cosmic Ray Spectrum and composition ; Direct Observation*, Rapporteur talk, 24^{th} ICRC, Rome, 28 Août-8 Sept. 1995.

Résumé

Le spectromètre magnétique AMS sera installé sur la station spatiale internationale ISS en 2003. Il sera en particulier équipé d'un imageur d'anneaux Tcherenkov à focalisation de proximité (RICH). Après une présentation des objectifs de recherche de la collaboration internationale AMS et de son détecteur, une étude détaillée du fonctionnement et des performances des RICH à focalisation de proximité est proposée. Le travail se poursuit par une étude par simulation du rayonnement cosmique nucléaire attendu dans AMS grâce au RICH. La thèse rapporte ensuite le travail mené sur le prototype d'imageur conçu, développé et testé à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, de 1997 à 1999. Le fonctionnement du détecteur et son étalonnage est expliqué. Le travail se poursuit par l'analyse des données prises pendant les campagnes de tests au moyen des rayons cosmiques au sol et sur faisceau d'ions, auprès de l'accélérateur de GSI-Darmstadt (Allemagne). Les données expérimentales sont comparées aux résultats du programme de simulation. Enfin, les résultats d'une campagne de test simulant la détection de particules " Albedo " sont présentés et interprétés.

Mots clés : Imagerie Tcherenkov, Rayonnement cosmique nucléaire

Summary

The AMS spectrometer is scheduled to be installed on the International Space Station ISS in 2003. The detector will be equipped with a Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH). The report starts with a presentation of the physics goals of AMS and continues with a description of the spectrometer. The RICH detector response and event reconstruction is then described and detailed. The presentation proceeds with a simulation study of cosmic ray nuclei expected with the AMS RICH counter in space. Next, the thesis reports on the research and development of a RICH prototype built and tested in the period 1997-1999 in the Grenoble Institute of Nuclear Science (ISN). The response of the prototype and its calibration are described. Tests have been performed with cosmic rays at ground and ion beam at GSI-Darmstadt. The data analysis of the test campaigns is then presented and compared with simulation results. Finally, a dedicated test of Albedo particule Rejection Power of the RICH detector is reported.

Keywords : Cherenkov Ring Imaging, Cosmic Ray nuclei