



HAL
open science

Simulation et détection du rayonnement cosmique : Production d'antimatière dans l'atmosphère et étude de l'imageur Cherenkov annulaire de l'expérience AMS

Bruny Baret

► **To cite this version:**

Bruny Baret. Simulation et détection du rayonnement cosmique : Production d'antimatière dans l'atmosphère et étude de l'imageur Cherenkov annulaire de l'expérience AMS. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT : . tel-00007477

HAL Id: tel-00007477

<https://theses.hal.science/tel-00007477>

Submitted on 22 Nov 2004

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

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

Université Joseph Fourier - Grenoble I
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur ès Sciences de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : Physique

par

Bruny BARET

**Simulation et détection du Rayonnement Cosmique :
Production d'antimatière dans l'atmosphère et étude
de l'imageur Cherenkov annulaire de l'expérience
AMS.**

Soutenue le 12 Octobre 2004 devant le Jury composé de :

M.	Buénerd	Directeur de thèse
J.	Cugnon	Examineur
L.	Derome	Directeur de thèse
C.	Leluc	Rapporteur
F.	Montanet	Examineur
W.	Wallraff	Rapporteur

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble

Un peu de reconnaissance

Voici donc la petite page qui vient traditionnellement égayer de gratitude et reconnaissance l'austérité habituelle des mémoires de thèse. Comme je suis un peu mégalo et pas vraiment écrivain, on va organiser cela de manière assez peu originale, en partant de ma thèse (ben oui, faut bien avouer sans égocentrisme que tout ici y est lié) vers l'extérieur ce qui a l'intérêt de ne présenter aucune corrélation avec l'importance que j'accorde aux personnes.

Je remercie donc Yohan Collot le directeur du LPSC. Je remercie aussi mon jury et particulièrement les rapporteurs Wolfgang Walraff et Catherine Leluc, pour avoir consacré autant de leur temps à mon manuscrit pendant l'été et pour leurs remarques. Toujours parmi le jury mais qui ne posent pas de questions, merci à Michel de m'avoir accueilli dans son équipe et puis bien évidemment Laurent qui aura été un maître Jedi parfait, je suis bien obligé d'admettre que c'est en grande partie grâce à toi si ma thèse c'est bien passée aussi bien humainement que scientifiquement, j'espère que je ne t'ai pas totalement dégouté des thésards... Pour rester dans la catégorie des gens avec qui j'ai eu plaisir à partager mon bureau, merci Fernando, mais surtout excuse moi d'avoir corrompu ton vocabulaire... Merci aussi à Remy, zen compagnon de galère Scilienne, et à toute l'équipe AMS du LPSC, Olivier, Marciano, Kostia, Julien, Gaele et Aurélien. Merci à Jean-Pierre aussi pour les bons moments passés au dessus de la marmite du proto. Merci aussi à France et son inusable bonne humeur.

Mais bon, y'a pas que le travail dans la vie, même au LPSC... Alors merci à la bande de mauvaises têtes du labo, 'y'en Seb et son Viandox-Fernet-Branca's spirit, Matthieu et sa barbe pas douce ainsi que Manue (quasi-LPSC) en vacances au CSTB, Manu qui doit avoir un bien bel appartement, Fred' l'éminence grise, Anne-Marie qui me laissait finir ses assiettes et Yannich' l'artisan ponceur. Lusa à "aller un petit James Bond" Grand Seb. Merci à l'équipe d'Atelier 19, Arnaud, Hélènes, Olivier, Charlotte et Laurent, je suis bien content que vous m'ayez laissé dire n'importe quoi aux auditeurs avec vous.

Et puis y'a tous ceux qui me subissent depuis quasiment six ans et sur lesquels j'ai passé mes nerfs régulièrement pour conserver ma santé mentale : Jean first kolok' et contaminé doo-wap , Céline la diamantaire, Charly le Kubrick de Grenoble Sud, Bouba le photographe (a)mateur, et tout ceux qui auront foulé le sol du 57 que ce soit pour se doucher, dormir, s'y sustenter, tester les canaps et les chips, ou argumenter des forces et faiblesses comparées de Schopenhauer et Optimus Prime. Finalement c'est peut-être un peu aussi pour rester un peu plus longtemps avec vous que j'ai fait une thèse grenobloise. Merci aussi à Amélie, the last kolok'.

Et puis un petit signe aux parisiens que j'ai un poil laché, de Guillaume aux Lamartiniens Tom, Julien et Hugo.

Bon évidemment je finis par mes parents vu que ce sont eux qui ont du me supporter le plus longtemps et que c'est finalement eux les responsables de tout ça...

Bon alors bien sûr il manque pas mal de gens dans cette liste. Alors si tu ne figures pas

explicitement ou implicitement dans ces lignes et que tu te sens lésé, voici un petit test pour rétablir les choses :

- tu ne m'as jamais vu, tu marques 0 points.
- quand on se croise dans la rue, je fais semblant de refaire mes lacets sans te voir, tu perds 1 points.
- tu m'as prêté de l'argent tu marques 1 point
- tu es le (la) conjoint(e) d'une personne citée plus haut, tu marques 1 point
- tu as mouchardé mes mauvaises notes à ma mère en primaire, tu perds 1 point.
- tu es un streptocoque du nom de Eresipel A469 tu perds 1000 points
- tu fais partie du corps médical tu marques 1 point.
- on a partagé le même toit, des spaghetti mal cuits ou un hachis parmentier maison, tu marques 100 points.

Si ton score est négatif, on est pas copains. Sinon, ben merci...

Introduction

La physique du rayonnement cosmique a marqué le début de la physique des hautes énergies au début du vingtième siècle. Aujourd'hui et dans un futur proche, avec une nouvelle génération d'expériences ballons ou satellites, l'investigation de ce phénomène nous apportera des réponses sur des questions aussi diverses et fondamentales que la matière sombre, l'asymétrie entre matière et antimatière primordiales ou la propagation des particules chargées dans notre galaxie. Le travail présenté dans cette thèse concerne plus particulièrement le rayonnement nucléaire chargé d'énergie comprise entre quelques centaines de MeV et 1 TeV. Dans un premier temps nous nous focaliserons sur la physique de ce rayonnement et plus particulièrement son interaction avec notre environnement local. Dans la suite, nous étudierons certains aspects expérimentaux de sa détection.

Le premier chapitre est consacré à une présentation rapide du phénomène. Nous verrons ainsi les principales caractéristiques de ce rayonnement, ses origines ainsi que les perspectives qu'offre son étude pour une meilleure compréhension de l'Univers.

Dans le second chapitre nous allons nous intéresser à l'interaction du rayonnement cosmique avec notre environnement proche. En effet, les mesures expérimentales sont faites au voisinage immédiat de la Terre. Or le rayonnement cosmique galactique aux énergies étudiées ici est modifié par ses interactions avec le vent solaire, le champ magnétique et l'atmosphère terrestres. Nous présenterons les différents phénomènes mis en jeu et qu'il faut prendre en compte pour remonter aux flux galactiques à partir des mesures expérimentales.

Nous étudierons dans le troisième chapitre la production de particules secondaires dans l'atmosphère et leur dynamique dans le champ magnétique terrestre. Nous évaluerons ainsi la quantité de noyaux d'antimatière légère secondaire d'origine atmosphérique au moyen d'une simulation Monte Carlo tridimensionnelle. Comme ces particules sont détectées en même temps que les particules galactiques, une bonne connaissance de leurs caractéristiques est indispensable à toute étude précise du rayonnement cosmique d'origine galactique. Les spectres correspondants seront donc calculés du niveau de la mer jusqu'à l'altitude des prochaines expériences satellitaires.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons rapidement les principes expérimentaux de détection du rayonnement cosmique. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'expérience AMS. Il s'agit d'un spectromètre magnétique qui sera placé pour trois ans en orbite sur la station spatiale internationale en 2007. Grâce à sa grande acceptance et son vol longue durée, il permettra de recueillir une statistique sans précédent sur le rayonnement cosmique chargé

dans une gamme d'énergies comprises entre 100 MeV et 1 TeV.

Le chapitre cinq sera consacré à l'étude de l'imageur Cherenkov d'AMS qui grâce à une mesure précise de vitesse sur une grande dynamique permettra d'effectuer une séparation isotopique jusqu'au Béryllium. Un prototype construit au L.P.S.C. a été testé sous rayonnement cosmique et faisceau d'ions. Ces tests vont nous permettre à travers l'étude de la résolution en vitesse de déterminer les meilleures configurations et de vérifier que les performances du détecteur lui permettront de remplir ses objectifs physiques en terme de séparation isotopique.

Enfin dans le chapitre six nous allons évaluer grâce à une simulation complète d'AMS la statistique que l'on peut attendre sur la détection des différents isotopes du Béryllium en un an de prise de données. Cette statistique nous indiquera avec quelle précision sera mesuré le rapport isotopique de ce noyau. Nous saurons ainsi dans quelle mesure AMS sera capable de contraindre les paramètres de propagation galactique.

Table des matières

Un peu de reconnaissance	iii
Introduction	v
1 Le rayonnement cosmique et ce qu'il nous apprend	5
1.1 Ce que l'on sait aujourd'hui	6
1.1.1 La matière sombre	8
1.1.2 Mais où est passé l'antimatière ?	11
1.2 Le rayonnement cosmique	12
1.2.1 Caractéristiques générales	12
1.2.2 Spectre en énergie	12
1.2.3 Composition	15
1.2.4 Origine et accélération	16
1.2.5 Propagation	16
1.2.6 Physique du rayonnement cosmique	19
2 Les rayons cosmiques au voisinage de la terre	25
2.1 Interactions avec le milieu local	26
2.1.1 La modulation solaire	26
2.1.2 La coupure géomagnétique	29
2.1.3 Les cascades atmosphériques	35
2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche	39
2.2.1 Résolution numérique	40
2.2.2 Problèmes rencontrés et solutions	40
2.2.3 Résultats et limitations	41
2.3 Particules piégées	45
3 Etude de la production d'antimatière légère dans l'atmosphère	49
3.1 Principe de la simulation	50
3.1.1 Rayonnement primaire	50
3.1.2 Propagation	50
3.1.3 Interactions nucléaires	52
3.1.4 Calcul des flux	52
3.1.5 Comparaison sur les flux de protons secondaires	54
3.2 Les antiprotons atmosphériques	55

TABLE DES MATIÈRES

3.2.1	La composante tertiaire	55
3.2.2	Résultats	57
3.3	Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$	62
3.3.1	Antideutons	62
3.3.2	Antinoyaux légers ($A=3$ et $A=4$)	65
3.3.3	Caractéristiques spécifiques de l'altitude de détection	67
3.4	Conclusion	74
4	Détection des rayons cosmiques	75
4.1	L'époque des pionniers	76
4.1.1	L'électroscope	76
4.1.2	La détection en coïncidence	76
4.1.3	La chambre à brouillard	78
4.2	L'époque moderne	79
4.2.1	Principe d'un détecteur moderne	79
4.2.2	Contraintes et détecteurs réels	79
4.3	L'expérience AMS	81
4.3.1	AMS01	81
4.3.2	L'instrument	81
4.3.3	Les résultats	82
4.3.4	AMS02	85
5	Etude et développement du RICH d'AMS02	91
5.1	L'effet Cherenkov	92
5.1.1	Un RICH comment ça marche ?	93
5.2	Reconstruction de la vitesse	93
5.2.1	Reconstruction de l'angle Cherenkov	95
5.3	Le RICH d'AMS02	95
5.3.1	Description	95
5.3.2	Cahier des charges	98
5.4	La résolution théorique en vitesse	98
5.4.1	Influence des propriétés optiques du radiateur	98
5.4.2	Influence de la géométrie du détecteur	101
5.4.3	Le prototype de deuxième génération	105
5.4.4	Traitement des données	107
5.5	Tests cosmiques	109
5.5.1	Dispositif expérimental	109
5.5.2	Etalonnage	111
5.5.3	Coupures de qualité	114
5.5.4	Résultats	115
5.6	Tests sur faisceau	120
5.6.1	Dispositif expérimental	120
5.6.2	Etalonnage	123
5.6.3	Quelques caractéristiques du faisceau	127
5.6.4	Evolution de la vitesse avec la charge	127

TABLE DES MATIÈRES

5.6.5	Origine de la limite de la résolution en vitesse	139
5.6.6	Conclusion	148
6	La Détection du Be dans AMS02	149
6.0.7	Cadre de l'étude	150
6.1	Acceptance	150
6.1.1	Logique de déclenchement	151
6.1.2	Coupures	151
6.2	Flux attendus dans AMS02	157
6.2.1	Flux incidents	157
6.2.2	Statistique attendue	157
6.3	Conclusion et perspective	159
	Conclusions et Perspectives	161
A	Seuils de production des antinoyaux	163

Chapitre 1

Le rayonnement cosmique et ce qu'il nous apprend

Notre compréhension actuelle de l'Univers repose sur deux piliers, Le modèle standard de la cosmologie, et le modèle standard de la physique des particules. Le premier décrit l'évolution temporelle et les propriétés globales ou à grande échelle d'un univers homogène et isotrope¹ dans le cadre de la relativité générale. Le second décrit quant à lui le contenu de cet univers et les interactions à l'échelle locale. Le tout rend compte à travers le scénario du Big Bang de l'évolution de l'Univers depuis une phase de densité et température extrêmes jusqu'à aujourd'hui. Cette vision des chose a été confortée par la découverte en 1929 du mouvement de fuite uniforme des galaxies par E. Hubble et plus récemment la découverte du rayonnement micro-onde du fond diffus cosmologique² (ci après dénommé CMB pour Cosmic Microwave Background) par Penzias et Wilson en 1965 mais prévu dès 1948 par Alpher, Bethe³ pas et Gamov [1]. La figure 1.1 donne une idée schématique de la succession des évènements de ce scénario.

1.1 Ce que l'on sait aujourd'hui

Récemment, une série d'observations expérimentales a permis de dresser un portrait de notre Univers en fixant certaines de ses propriétés. Celles-ci peuvent être condensées sous la forme des contributions respectives Ω_i des constituants i à la densité d'énergie de l'Univers définies comme :

$$\Omega = \frac{\rho_{tot}}{\rho_c} = \sum_i \Omega_i = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.1)$$

où ρ_{tot} est la densité totale d'énergie de l'Univers, ρ_i la densité du constituant i et ρ_c la densité critique correspondant à un univers plat de courbure nulle. Ces contributions sont d'après [8] :

- $\Omega = 1.03 \pm 0.03$. Ce résultat vient de l'analyse des anisotropies du CMB[4]. Cette platitude de l'Univers est d'ailleurs favorisée par la théorie car c'est une solution stable qui permet de s'affranchir d'un problème d'ajustement fin des conditions initiales pour expliquer l'état de l'Univers actuel. D'autre part c'est une solution naturelle des modèles d'inflation [5].
- $\Omega_\gamma < 10^{-4}$. C'est la contribution du rayonnement électromagnétique, autrement dit du CMB. Comme on peut le voir elle est négligeable.
- $\Omega_\Lambda = 0.67 \pm 0.06$. Il s'agit de la contribution dite de l'énergie noire responsable de l'expansion de l'Univers. Sa valeur est fixée par les contraintes croisées venant du CMB et de l'observation des supernovæ à grand décalage vers le rouge (voir figure 1.2). Si l'on connaît la contribution de cette énergie noire, sa nature reste une énigme et ses interprétations diverses, allant d'une constante cosmologique dans les équations d'Einstein à un champ scalaire dit de quintessence [6].
- $\Omega_b = 0.039 \pm 0.008$. C'est la contribution de la matière baryonique c'est à dire classique. Cette valeur vient de trois contraintes expérimentales différentes. Tout d'abord le modèle de nucléosynthèse primordiale (ci-après appelée BBN pour Big Bang Nucleosynthesis) prévoit les abondances des éléments légers créés dans l'Univers primordial. La mesure

¹Ce qui est d'une part la solution théorique la plus simple et donc la plus attirante, et d'autre part confirmé par la distribution des amas de galaxies [3] et du fond diffus de rayonnement cosmologique [4].

²Celui-ci correspond au rayonnement du corps noir de l'Univers au moment où la densité est devenu assez faible pour que matière et rayonnement se découplent.

³celui-ci n'a en fait pas contribué au travail mais permettait une publication rapide et un jeu de mot alphabetique et hellénisant

1.1 Ce que l'on sait aujourd'hui

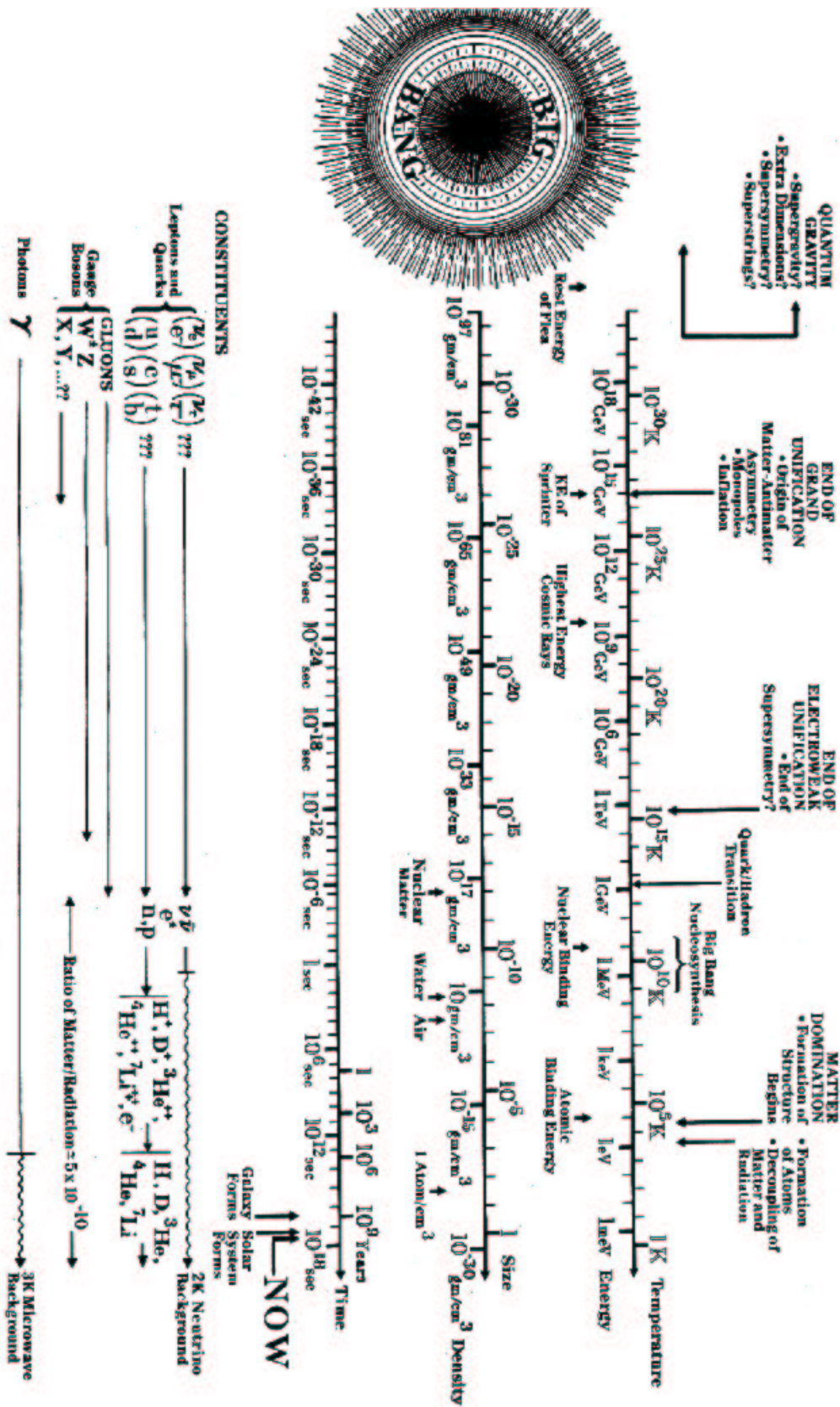


FIG. 1.1 – Schéma représentant l'histoire de l'Univers dans la théorie du Big Bang [2].

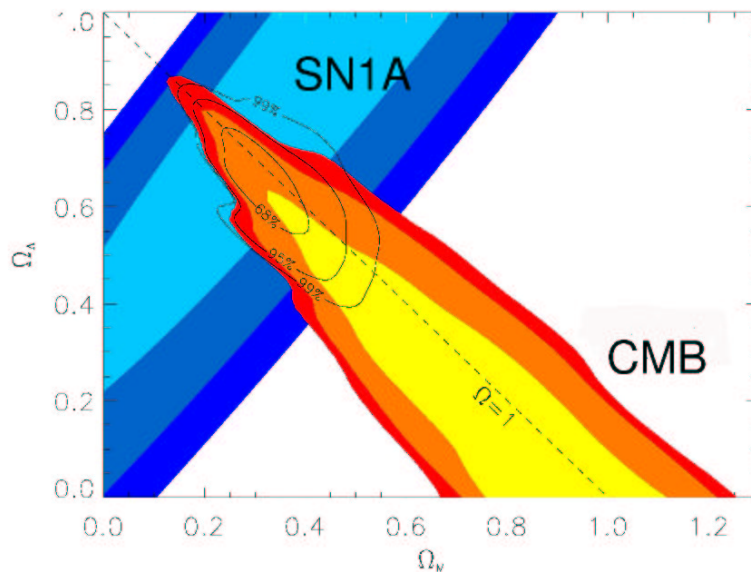


FIG. 1.2 – Contraintes croisées provenant de l'étude des Supernovæe type 1A et du CMB sur la densité Ω_Λ d'énergie noire en ordonnée et la densité Ω_m de matière en abscisse[14].

de l'abondance du Deuterium par le télescope KEK [7] a donné les contraintes les plus fortes que l'on peut voir sur la figure 1.3. D'autre part, l'étude de l'absorption de la lumière émise par les quasars lointains par les nuages de gaz présents dans la ligne de visée fournit une contrainte indépendante et concordante. Enfin l'étude des anisotropies du CMB nous donne la dernière contrainte. Il faut noter ici que la matière lumineuse (donc observable) des étoiles ne compte que pour 10% de cette quantité, le reste étant présent sous forme de gaz ou de naines brunes (sous-étoiles semblables à Jupiter trop peu massives pour initier des réactions nucléaires).

- $\Omega_{DM} = 0.29 \pm 0.04$. Il s'agit de la contribution de la matière constituée de particules massives autres que baryoniques. On l'appelle généralement matière sombre (Dark Matter en anglais) car elle n'est pas visible directement. Cette valeur vient des études croisées et indépendantes du CMB, de la BBN, des mesures de la constante de Hubble et des amas de galaxie [9]. Nous ne savons pas pour l'instant de quoi cette matière est faite mais plusieurs modèles pour la décrire existent comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

Il apparaît donc que si nous savons comment l'Univers évolue et connaissons l'importance quantitative des différents éléments qui le composent (à travers leurs propriétés) nous ne savons pas de quoi sont faits 96% de ceux-ci !

1.1.1 La matière sombre

Outre les observations cosmologiques évoquées au paragraphe précédent des observations plus locales imposent la présence d'une grande quantité de matière invisible. Une application simple de la théorie newtonienne de la gravitation prévoit que l'évolution de la vitesse de rotation des objets gravitant autour d'une galaxie en fonction de leur distance au centre r prenne la

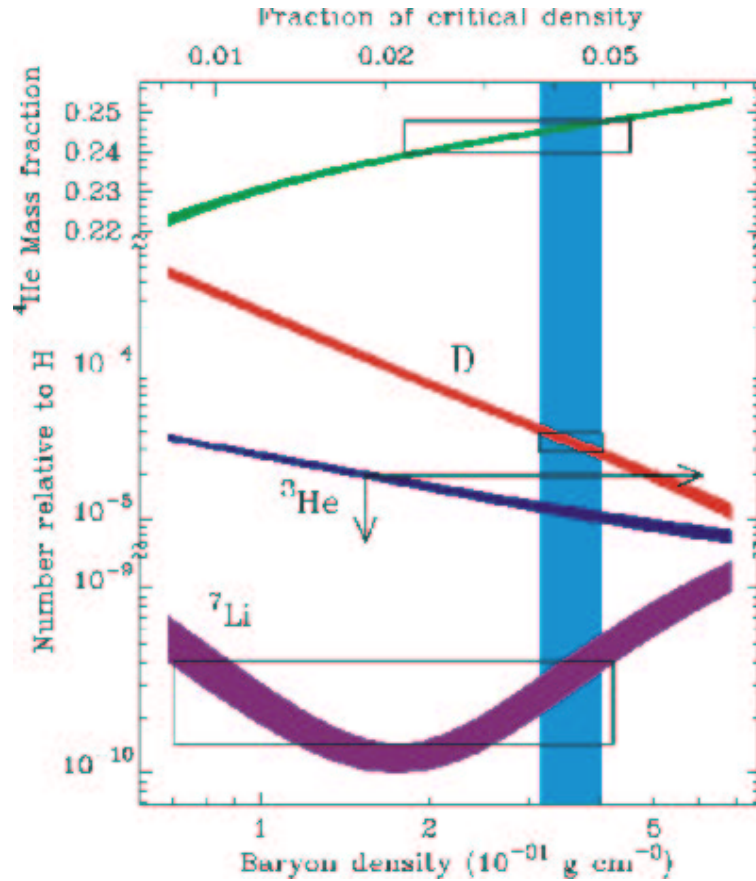


FIG. 1.3 – Abondances primordiales des éléments légers en fonction de Ω_b (ici présenté en multiple de $10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$). Les courbes pleines sont les calculs théoriques du modèle de BBN à un niveau de confiance de 95%. Les rectangles donnent les abondances mesurées avec la même incertitude. La bande verticale donne la valeur de Ω_b correspondante [7]

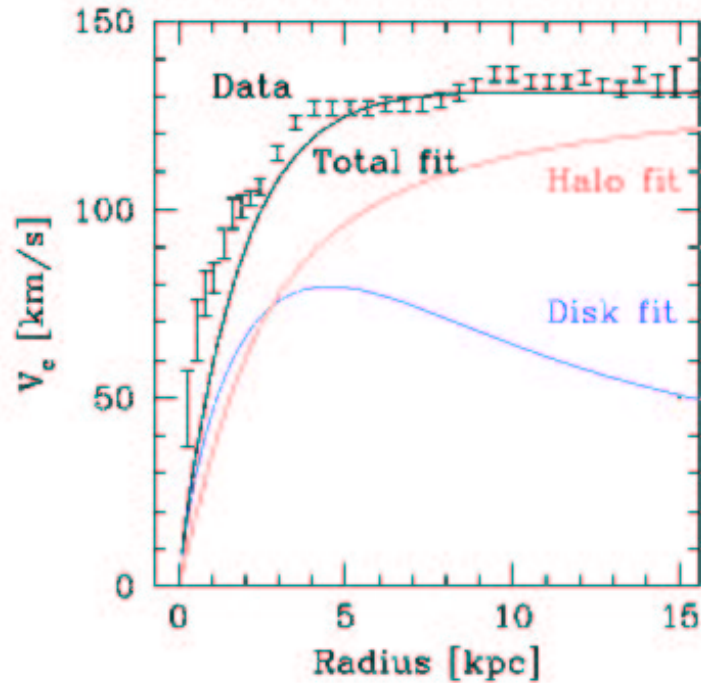


FIG. 1.4 – Courbe de rotation de la galaxie NGC2403. La courbe DISK représente la courbe de rotation attendue de la matière visible, la courbe HALO celle prévue d'un modèle de halo de matière sombre et la courbe TOTAL la somme des deux.

forme :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{1.2}$$

où G est la constante de gravitation et $M(r)$ la masse présente dans une sphère de rayon r centrée sur la galaxie. On s'attendrait à une vitesse chutant en $1/\sqrt{r}$ pour les objet périphériques, la masse visible étant concentrée au centre de la galaxie. Or la vitesse reste constante (voir figure 1.4) suggérant un halo de matière invisible dont la densité évolue en $1/r^2$. Des simulations numériques à "N corps"⁴ de la formation gravitationnelle des grandes structures comme les galaxies prévoient ce type d'évolution du profil de densité de matière[17], les divergences n'apparaissant que sur la forme du profil au centre de la galaxie selon les modèles. Il faut maintenant trouver de quoi est fait ce halo. Le modèle répondant le mieux à ce problème tout en restant compatible avec les observations cosmologiques actuelles est celui d'une matière sombre froide c'est-à-dire formée de particules lourdes non relativistes au moment de la formation des grandes structures comme le galaxies. Les constituants favorisés ici sont des WIMPs (pour Weakly Interactive Massive Particles), particules stables, massives et interagissant faiblement qui présentent naturellement les propriétés requises pour constituer de la matière sombre. Si elles sont absentes du modèle standard de la physique des particules, elles apparaissent assez naturellement dans ses extensions comme avec le neutralino⁵ dans la supersymétrie [10]

⁴On simule ici une quantité de matière sombre correspondant à Ω_{DM} n'interagissant que gravitationnellement dans un environnement constitué de la matière visible et de ses interactions connues.

⁵mélange des partenaires supersymétriques des bosons neutres de jauge.

ou le B^1 dans les théories à dimensions supplémentaires de type Kaluza-Klein ⁶[11]. Il paraît conceptuellement assez naturel de chercher les candidats à la matière sombre dans les théories permettant de résoudre les imperfections et problèmes conceptuels du modèle standard. L'intérêt de telles particules Y est qu'elles peuvent s'annihiler dans des réactions du type :

$$Y + Y \rightarrow l\bar{l}, \gamma\gamma, q\bar{q}, \dots \quad (1.3)$$

où l sont des leptons, γ des photons et q des quarks. Les paires de quarks notamment vont donner des paires nucléon-antinucleon par hadronisation. Il existe donc des signaux spécifiques du scénario considéré qui pourraient être détectés dans le rayonnement cosmique par une expérience comme AMS02. Ces candidats bien que les plus populaires ne sont pas les seuls. Il existe en fait une très grande variété de particules proposées dont on pourra trouver une revue assez complète dans [15] et [16].

1.1.2 Mais où est passé l'antimatière ?

Autre énigme, le modèle standard de la physique des particules prévoit à travers le théorème d'invariance CPT que matière et antimatière sont créés en quantités égales lors de la baryogénèse. Or les observations expérimentales de rayonnement γ diffus [18] permettent de mettre une limite supérieure au rapport antimatière sur matière dans notre amas local⁷ d'environ 10^{-15} , par la recherche d'un signal d'annihilation $\bar{p}p$. En effet toute présence significative d'antimatière au niveau local devrait produire un signal de photons γ dus à l'annihilation matière-antimatière. Or les flux observés sont compatibles avec la désintégration de π^0 produits lors de l'interaction des protons du rayonnement cosmique (voir section 1.2) avec les nuages d'hydrogène du milieu interstellaire (ISM).

Deux solutions existent pour expliquer cet état de fait. La première consiste à générer cette asymétrie lors de la baryogénèse, durant laquelle toute l'antimatière primordiale se serait annihilée, ne laissant aujourd'hui que le léger surplus de matière survivante. Le physicien A. Sakharov a déterminé les trois conditions pour que ce processus soit possible [19] :

- Violation du nombre baryonique. Cette propriété est présente dans les théories d'unification au-delà du modèle standard dans lesquelles les quarks q sont couplés aux leptons l dans les réactions du type :

$$q \rightarrow X + \bar{l} \quad (1.4)$$

où X est le boson vecteur de l'interaction. Cela implique une instabilité du proton qui n'a pas été observée pour l'instant, ce qui n'exclue pas pour autant ce modèle. En effet, le temps de vie du proton est pour l'instant supérieur à 1.6×10^{33} ans [12] et l'ordre de grandeur calculé dans un cas particulier par Sakharov est de 10^{50} ans.

- Une violation de symétrie CP importante. Si cette dernière a bien été détectée dans les oscillation du système $K^0\bar{K}^0$ [20], elle reste trop faible. Cependant les échelles d'énergie des expériences restent bien en-deçà des valeurs caractéristiques du moment où a eu lieu ce processus. Cette condition introduit une asymétrie dans les taux de branchement des

⁶il s'agit du premier mode d'excitation du boson vecteur d'hypercharge.

⁷soit sur une distance d'environ 20Mpc.

réactions conjuguées du type :

$$X \rightarrow q + \bar{l} \quad (1.5)$$

$$\bar{X} \rightarrow \bar{q} + l \quad (1.6)$$

ce qui se répercute en une asymétrie matière antimatière.

- Une évolution hors équilibre thermodynamique. Cette condition est nécessaire pour assurer que l’asymétrie provenant des deux conditions précédentes puisse survivre et ne pas être lavée par les annihilations. Cette condition est assurée par l’expansion de l’Univers.

Une autre solution consiste à considérer que matière et antimatière coexistent, formant des amas assez lointains et isolés pour qu’il n’y ait pas contact entre des quantités suffisantes de matière et antimatière pour produire un signal γ détectable. Dans ce cas, il se peut qu’une fraction du rayonnement cosmique nous atteignant soit issue d’un de ces antiamas. Comme pour la matière, l’antihydrogène et l’antihélium ont du être créés en grande quantité lors de la nucléosynthèse primordiale et devraient être les éléments les plus abondants. Or si les antiprotons sont créés en quantités non négligeables dans l’interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire, ce n’est pas le cas des antihéliums [34]. Ces derniers constituent donc le signal privilégié dans le recherche d’antimatière primordiale. D’autre part, la détection d’un seul noyau de $^{12}\bar{C}$ (par AMS02 par exemple) suffirait à prouver l’existence d’anti-étoiles et donc trancherait aussi en faveur d’un Univers symétrique. La non détection d’antinoyaux (pour $A > 1$) poserait quant à elle de fortes limites en sa défaveur.

1.2 Le rayonnement cosmique

Les rayons cosmiques ont été découverts en 1912 par Victor Hess qui découvrit grâce à un électroscope (voir le chapitre 4) embarqué sur un ballon qu’il existait une ionisation augmentant avec l’altitude. Ce phénomène ayant été déjà observé avec la radioactivité, il en déduit qu’il existait un rayonnement ionisant venant de l’espace. C’est grâce à ce phénomène que la physique des particules expérimentale prit son essor. Entre 1930 et 1950 son étude a conduit à la découverte du positron, du muon, des mésons K et π ainsi que des baryons Σ , Λ et Θ .

1.2.1 Caractéristiques générales

Nous nous intéresserons ici au rayonnement cosmique chargé, et pas aux rayons γ et neutrino qui présentent des caractéristiques différentes⁸ et dont les problématiques spécifiques les situent hors du cadre de ce travail. Dans toute la suite nous entendrons par rayons cosmiques les particules chargées originaires de l’extérieur du système solaire.

1.2.2 Spectre en énergie

Le spectre de rayons cosmiques qui s’étend sur environ 13 décades en énergie (entre $\sim 10^8$ eV et $\sim 10^{21}$ eV) et 32 décades en flux (entre quelques milliers de particules par m^2 et par

⁸n’étant pas chargés, il ne diffusent pas dans la galaxie et pointent vers leurs sources. Les techniques de détection sont aussi de ce fait différentes.

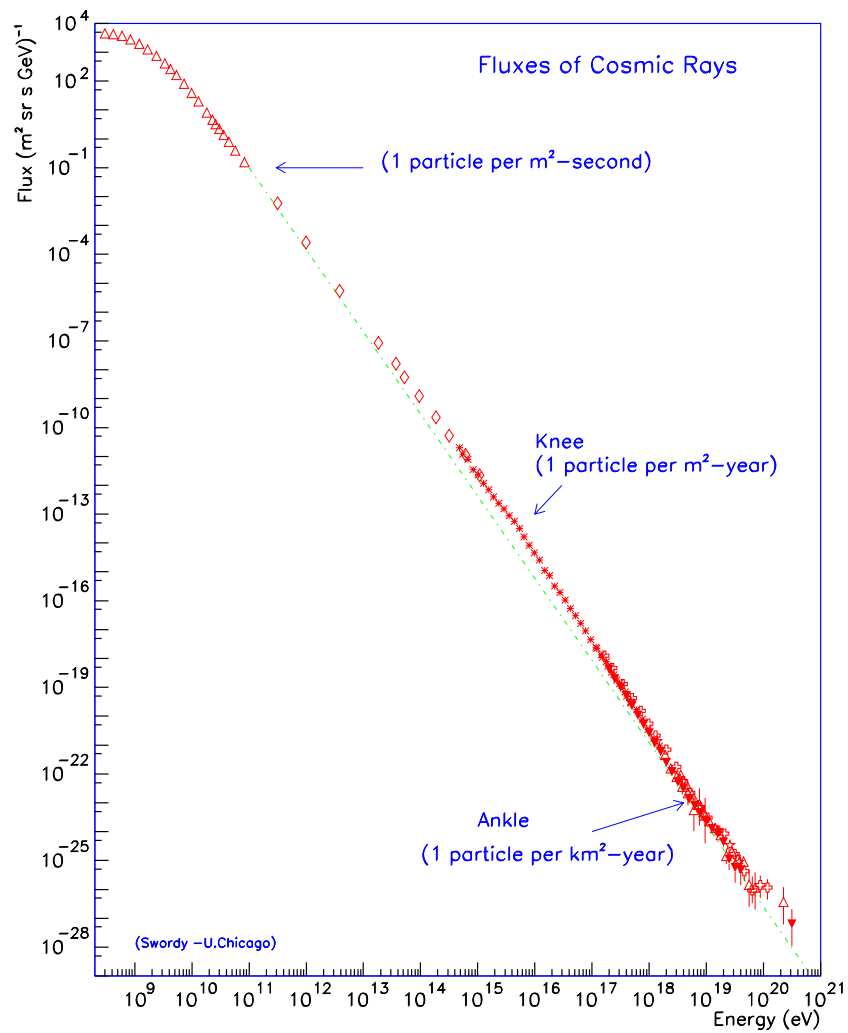


FIG. 1.5 – Flux différentiel du rayonnement cosmique [21].

1.2 Le rayonnement cosmique

seconde aux basses énergies et de l'ordre d'une particule par km^2 et par siècle pour les plus énergétiques) présente une forme relativement simple sur ce nombre impressionnant d'ordres de grandeur. En effet le flux différentiel peut s'exprimer comme une simple loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.7)$$

Comme on peut le voir sur la figure 1.5 il existe plusieurs régimes dans ce spectre à savoir :

- En dessous de quelques MeV (voir une centaine de MeV en cas d'éruption solaire) le flux est dominé par les particules solaires. Celles-ci constituent le vent solaire qui influence les rayons cosmique d'énergie allant jusqu'à quelques GeV par le biais de la modulation solaire (voir section 2.1.1).
- Entre ~ 0.1 GeV et 100 TeV l'indice spectral est $\gamma \sim 2.7$. Ceci est assez bien expliqué par les mécanismes d'accélération classiques explicités dans le paragraphe suivant. C'est dans cette gamme d'énergie que se situent les travaux présentés dans la suite. Il faut cependant tenir compte du fait que jusqu'à une énergie de quelques GeV la loi de puissance est modifiée par la modulation solaire.
- Entre 10^{14} eV et 10^{18} eV l'indice spectral devient $\gamma \sim 3.2$. La zone située autour de $3-5 \times 10^{15}$ où a lieu le changement de pente est appelée le genou (de l'anglais knee). Dans cette gamme d'énergies les flux sont tellement faibles (de l'ordre d'une particule par m^2 et par an) que l'on ne peut plus faire de mesure directe. On doit alors observer les cascades atmosphériques. Les résultats les plus récents de l'expérience KASCADE [22] semblent exclure les photons et montrent que l'énergie à laquelle se produit ce changement de pente est proportionnelle à la charge des particules et est provoquée par les noyaux légers, principalement les protons et Helium. Ceci semble indiquer une transition dans la diffusion ou dans les mécanismes d'accélération (transition galactique-extragalactique), par opposition à une origine par interaction qui conduirait à un seuil proportionnel à la masse des noyaux.
- Un autre rupture de pente apparaît à 10^{18} eV communément appelée la cheville (de l'anglais ankle). Celle-ci marque l'entrée dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie pour lesquels l'indice spectral se radoucit et devient $\gamma \sim 2.8$. Ici les flux sont tellement faibles (de l'ordre d'une particule par km^2 et par siècle) que les résultats expérimentaux sont rares. Ils ne permettent pas à l'heure actuelle d'éclaircir le mystère de l'origine de telles particules. En effet il paraît irréaliste de produire de telles énergies dans les mécanismes d'accélération classiques. Une solution pourrait venir d'objets extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxie. Cependant, l'interaction de particules d'une telle énergie avec les photons du CMB devrait provoquer une perte d'énergie par photoproduction de pions telle que leur origine ne devrait pas se situer à plus de quelques dizaines de Mpc. C'est la coupure dite GZK (pour Greisen-Zatsepin-Kuzmin)[23]. Pour contourner cet obstacle on peut imaginer que ces particules soient issues de la désintégration de particules exotiques supermassives (comme des défauts topologiques ou des particules reliques métastables [35]) présentes dans notre environnement local. L'expérience AGASA[36] semble voir une anisotropie et un excès d'événements au dessus de la coupure GZK par rapport à une source extragalactique, ce qui n'est pas le cas du détecteur HiRes[37]. Leurs mesures restent cependant compatibles en considération des importantes erreurs systématiques et ne fournissent donc pas d'indice significatif. Pour

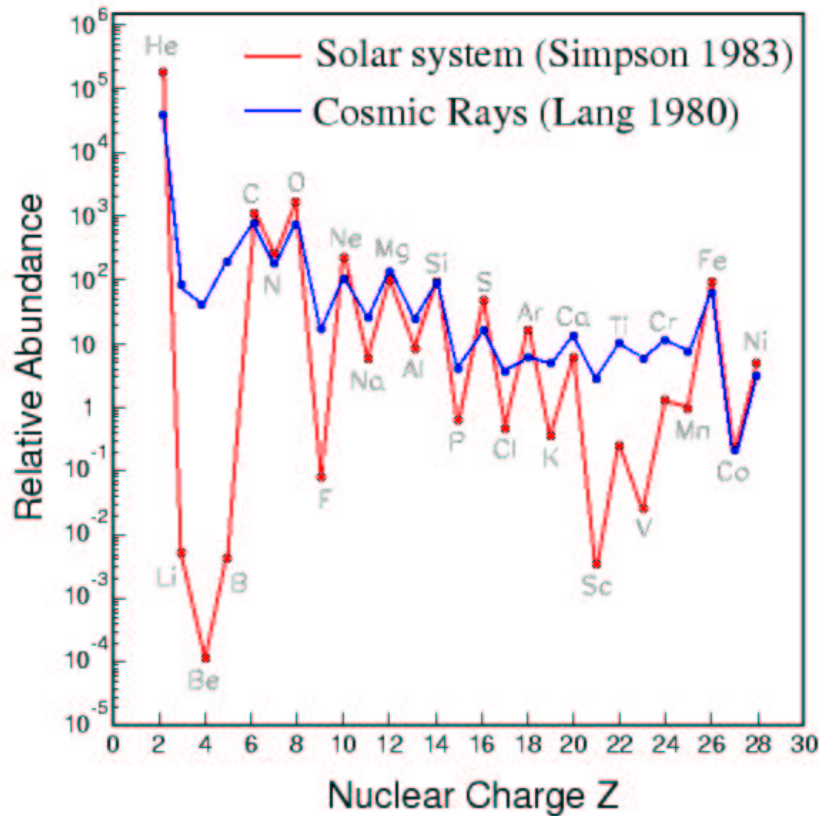


FIG. 1.6 – Abondances relatives des éléments dans le rayonnement cosmique et dans le système solaire normalisées à 100 pour le Si.

commencer à lever le voile il faudra attendre les résultats et la statistique de l'expérience AUGER [51].

1.2.3 Composition

La composition du rayonnement cosmique de basse énergie (c'est à dire jusqu'au TeV) est assez bien connue. Celui-ci est constitué pour 98% de noyaux et 2% d'électrons. La première partie est quant-à elle constituée de 87% de protons, 12% d'He et 1% de noyaux plus lourds. On peut voir sur la figure 1.6 les abondances relatives des différentes espèces dans le rayonnement cosmique comparées à celles du système solaire [24]. On peut voir qu'il existe une similitude presque parfaite. Des différences apparaissent cependant pour les éléments immédiatement plus légers que le fer (ci-après dénommés sub-Fe) et que le carbone (Li, Be et B) pour lesquels les abondances cosmiques sont beaucoup plus importantes. Ceci constitue un indice du fait que ces espèces, Li-Be-B et sub-Fe, sont issues de la fragmentation du rayonnement primaire sur le milieu interstellaire. Il existe aussi un déficit de l'hydrogène et de l'hélium dans le rayonnement cosmique par rapport à l'abondance stellaire. Ceci peut être du à la difficulté d'ioniser ces éléments, les rendant moins disponibles pour l'accélération.

1.2.4 Origine et accélération

La forme lisse du spectre évoquée plus haut laisse penser qu'il existe un nombre réduit de types de sources. Il existe aujourd'hui un scénario assez communément accepté pour rendre compte des caractéristiques du rayonnement cosmique jusqu'en dessous du genou. Les supernovæ jouent ici un rôle prépondérant. Celles-ci représentent un moyen simple d'éjecter des particules relativistes dans le milieu interstellaire. Les abondances relatives dans le rayonnement cosmique correspondraient ainsi de manière assez naturelle aux abondances stellaires.

Maintenant que l'on dispose d'une source, il faut accélérer ces particules de manière à obtenir le spectre observé. E. Fermi proposa en 1949 [25] un mécanisme où les particules diffusées de manière stochastique sur les irrégularités magnétiques d'un nuage de gaz en mouvement à une vitesse V par rapport à la source gagnent statistiquement une énergie proportionnelle à $(V/c)^2$ [39] à chaque collision, où c est la vitesse de la lumière. C'est ce qu'on appelle le mécanisme de Fermi du second ordre. L'intérêt est que cela conduit naturellement à un spectre différentiel en loi de puissance. Le problème est que étant donné les vitesses très faibles des nuages de gaz interstellaire et la faible densité de ceux-ci, l'efficacité du mécanisme est insuffisante. Quand on considère le même phénomène, mais dans des ondes de choc, on obtient un gain d'énergie en V/c où V est maintenant la vitesse du front de l'onde de choc. C'est le mécanisme de Fermi du premier ordre. Celui-ci conduit naturellement à une loi de puissance avec un indice spectral de -2 . Ces ondes de choc apparaissent naturellement lorsque la matière éjectée par une supernova rencontre le gaz environnant.

De plus, les supernovæ sont assez fréquentes et énergétiques pour maintenir la densité locale d'énergie contenue dans le rayonnement cosmique. cette dernière peut être obtenue à partir du flux observé et est d'approximativement $\rho_E = 1 \text{ eV/cm}^3$. Si l'on considère un temps de confinement des particules dans la galaxie $\tau \sim 10^7$ ans (voir paragraphe suivant) on obtient une puissance d'injection nécessaire :

$$Q = \int_{V_{galaxie}} \frac{\rho_E}{\tau} dV \sim 5.5^{40} \text{ erg.s}^{-1} \quad (1.8)$$

où $V_{galaxie}$ est le volume de la galaxie. Compte tenu de l'estimation de la puissance fournie par les ondes de choc de supernova, cela ne requiert qu'une efficacité de quelques pourcents pour le mécanisme d'accélération [27].

1.2.5 Propagation

Une fois ces particules injectées dans le milieu interstellaire, elle vont se propager dans la galaxie. Lors de cette propagation, elle vont diffuser sur les irrégularités du champ magnétique galactique. C'est d'ailleurs pour cela qu'elles perdent toute information de direction et que le rayonnement est isotrope. Ces particules vont aussi interagir avec les nuages de gaz interstellaire en créant des particules secondaires par spallation, en perdant de l'énergie par ionisation ou en étant éventuellement absorbées. Pendant cette propagation, les noyaux instables vont se désintégrer. On peut rendre compte de tout ceci par une équation de diffusion dont la forme la

plus générale est pour une espèce i de densité locale N_i [30][39][27] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} N_i) + \vec{\nabla} \cdot (N_i \vec{V}_c) + \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\vec{\nabla} \vec{V}_c}{3} E_k \left(\frac{2mc^2 + E_k}{mc^2 + T} \right) N_i \right) = q_i + \frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_i^{ion.} N_i \right] \\ + \left(\sum_{j \neq i} n v \sigma_{ij} N_j - n v \sigma_i N_i \right) + \left(\sum_{j \neq i} \frac{N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\tau_i} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_i^{reac} N_i \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} \left[\frac{\Delta E^2}{\Delta t} N_i \right] \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

où les différents termes sont :

- $\vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} N_i)$: c'est le terme de diffusion sur les inhomogénéités du champ magnétique galactique. D dans le cas général est un tenseur.
- $\vec{\nabla} \cdot (N_i \vec{V}_c)$: c'est le terme de convection provoqué par le vent galactique.
- $\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\vec{\nabla} \vec{V}_c}{3} E_k \left(\frac{2mc^2 + E_k}{mc^2 + T} \right) N_i \right)$ est le terme d'expansion adiabatique.
- q_i est le terme source. Il sera nul pour les secondaires.
- $\frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_i^{ion.} N_i \right]$: c'est le terme de perte d'énergie par ionisation et interaction coulombienne sur le milieu interstellaire. Il n'est significatif qu'à des énergies inférieures à ~ 500 MeV/A.
- $\left(\sum_{j \neq i} n v \sigma_{ij} N_j - n v \sigma_i N_i \right)$ représente la production de particules secondaires par interaction de l'espèce j sur le milieu interstellaire de densité n et la disparitions de l'espèce j dans ces mêmes réactions de sections efficaces respectives σ_{ij} et σ_j , où v est la vitesse de la particule i .
- $\left(\sum_{j \neq i} \frac{N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\tau_i} \right)$ rend compte des disparition et productions venant de la désintégration des noyaux radioactifs.
- le dernier terme quant à lui traduit la réaccélération stochastique sur les inhomogénéités galactiques qui n'est autre qu'un mécanisme de Fermi du second ordre.

Le problème est que cette équation est non linéaire et ne présente pas de solutions analytiques dans le cas général. Plusieurs méthodes de résolution existent, avec leurs approximations associées.

Le modèle de la boîte qui fuit ou LBM (pour Leaky Box Model)

Ici on se ramène à un modèle à une dimension en moyennant toutes les abondances et sources *i.e.* $n_i(r, t) \rightarrow \langle n_i \rangle$ et $q_i(r, t) \rightarrow \langle q_i \rangle$ qui seront considérées comme homogènes et en se plaçant dans le régime stationnaire [39]. On ne considère plus que la diffusion qui est remplacée par un terme dit d'échappement tel que :

$$\vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} N_i) \leftrightarrow \frac{N_i}{\tau_{esc}} \quad (1.10)$$

où τ_{esc} est le temps de confinement dans la galaxie [39][29]. Ce qui donne l'équation simplifiée :

$$\frac{N_i}{\tau_{esc}} = \langle q_i \rangle - \langle n \rangle v \sigma_i N_i + \sum_{j \neq i} \langle n \rangle v \sigma_{ij} N_j \quad (1.11)$$

si l'on néglige les noyaux radioactifs. On utilise couramment un autre paramètre, la distance d'échappement $\lambda_{esc} = \langle n \rangle v \tau_{esc}$. Cette distance d'échappement est généralement déterminée

1.2 Le rayonnement cosmique

grâce au rapport d'abondance B/C expérimental [31]. En effet le Bore est très majoritairement produit par fragmentation du carbone. Or le rapport d'abondances relatives d'un secondaire S sur un primaire P est relié à λ_{esc} par :

$$\frac{S}{P} = \frac{\sigma_{PS}}{\sigma_S + 1/\lambda_{esc}} \quad (1.12)$$

où σ_S et σ_{PS} sont les section efficaces respectivement d'absorption de S et de création de S par fragmentation de P. Le couple B,C est choisi tout simplement parce qu'il est le plus abondant et donc le plus contraignant du point de vue expérimental, mais on peut utiliser d'autres couples comme les éléments sub-Fe et Fe. Les valeurs obtenues sont de l'ordre de $\tau_{esc} = 10^7$ ans. Ce modèle qui a le mérite d'être très simple et de dépendre de peu de paramètres rend compte assez fidèlement des flux de primaires classiques et des secondaires qui leurs sont associés. Cependant il n'est pas adapté à la prise en compte des noyaux radioactifs car dans ce modèle l'échelle de temps est la même pour tous les noyaux alors que les radioactifs n'ont pas la même période de décroissance, ce qui empêche de rendre compte de tous les résultats expérimentaux avec un seul λ_{esc} . Il ne permet pas non plus l'étude des primaires d'origine exotique car ceux-ci sont très sensibles au profil de densité, notamment au centre de la galaxie.

Le modèle des tranches pondérées ou WSM (pour Weighted Slab Model)

Celui-ci consiste à choisir une géométrie de la galaxie et à remplacer la dépendance en temps et espace du flux par une dépendance en épaisseur de matière traversée tout en se plaçant en régime stationnaire [30][29]. Il faut alors introduire la fonction G telle que :

$$N_i(r, E) = \int_0^\infty N_i^{WSM}(x, E)G(r, x, E)dx \quad (1.13)$$

G correspond alors à une distribution de pondération des épaisseur traversées. L'épaisseur moyenne traversée par un noyau sera donc :

$$\langle x \rangle = \int_0^\infty xG(x)dx. \quad (1.14)$$

En négligeant les pertes d'énergie et la réaccélération dans 1.2.5 on obtient une équation différentielle sur G contenant tout les ingrédients astrophysiques qui rend compte de la propagation et une équation sur N_i^{WSM} qui rend compte des processus nucléaires :

$$nv \frac{\partial G}{\partial x} - \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} G) = f(r, t) \delta(x) \quad (1.15)$$

$$\frac{dN_i^{WSM}}{dx} = \frac{1}{\langle m \rangle} \left(\frac{q_i}{nv} + \sum_{j \neq i} \sigma_{ij} N_j - \sigma_i N_i \right) \quad (1.16)$$

où $\langle m \rangle$ est la masse moyenne de l'ISM et $f(r)$ la distribution spatiale des sources. Ces équations peuvent être résolues analytiquement. L'adjonction de termes supplémentaires impose une résolution numérique. Ce modèle tout en restant assez simple à résoudre permet d'avoir notamment des résultats sur les noyaux radioactif et de contenir un petit plus de physique que le LBM. Cependant il ne permet pas de tester des effets trop-fins sur les différents modèles de halo de matière sombre notamment.

Le modèle de diffusion

C'est le modèle qui fait le moins d'approximation. Pour rendre l'équation 1.2.5 résoluble on choisit généralement une géométrie de galaxie à symétrie cylindrique comportant deux zones comme sur la figure 1.7 un disque mince central contenant la matière visible et un cylindre l'englobant représentant le halo diffusif⁹. C'est ce qu'on appelle le modèle de diffusion à deux zones. Le disque central qui contient les sources classiques et le milieu interstellaire est assez bien contraint par l'observation de la matière visible de notre galaxie. Dans les modèles les plus récents, ce disque central rend compte le plus fidèlement possible des inhomogénéités de la distribution de matière dans notre galaxie. Par contre la taille du halo diffusif est un paramètre libre. Dans ce dernier, les particules ne font que se propager et éventuellement se désintégrer. Les approximations supplémentaires habituelles sont de se placer en régime stationnaire¹⁰, de supprimer la dépendance spatiale du coefficient de diffusion D et de supposer un vent galactique orthoradial. On peut aussi rajouter une distribution de sources exotiques et tester les modèles de matière sombre. Les méthodes de résolution varient ici du semi-analytique [29] au complètement numérique [32].

1.2.6 Physique du rayonnement cosmique

Recherche indirecte de matière sombre

Le fait que l'antimatière soit quasiment absente de notre Univers local représente non seulement une énigme, mais aussi un avantage. Comme on l'a vu dans le paragraphe 1.1.1, dans les scénarii où la matière sombre est constituée de WIMPS, l'annihilation de ces derniers produits autant d'antibaryons que de baryons. On peut donc espérer un rapport signal sur bruit important pour la recherche de nouvelle physique dans ces canaux. C'est ce qui a amené certains à penser que l'on pourrait détecter des signaux exotiques grâce aux antiprotons de basse énergie [33], le flux d'antiprotons secondaires galactiques estimé à l'époque étant suffisamment bas à cet endroit. En effet comme la réaction de production des antiprotons secondaires est une réaction à seuil le flux est maximal vers 2 GeV. Cependant, si le nombre de mesures expérimentales a augmenté, les réévaluation du fond galactique se sont affinées¹¹ jusqu'à faire coïncider les flux secondaires avec les mesures, comme on peut le voir sur la figure 1.8. Les antideutons restent par contre de bons candidats comme on peut le voir figure 1.9. En effet le fond galactique pour ces derniers reste faible à basse énergie [34] où le signal d'annihilation de WIMPS supersymétriques par exemple reste important [91]. Ceci vient du fait que l'énergie du seuil de production passe de 7 GeV à 16 GeV (voir annexe A) remontant d'autant le maximum du terme source secondaire.

Des expériences à grande statistique à venir comme AMS02 ou PAMELA si elle ne découvrent pas de signaux exotiques mettront de sévères contraintes sur les énormes espaces de paramètres de ces théories, qui constituent leur point faible.

⁹à ne pas confondre avec le halo de matière sombre.

¹⁰ce qui semble justifié au vu de l'étude des météorites qui indiquent une relative stabilité du rayonnement cosmique sur le dernier milliard d'années [26].

¹¹notamment avec les modèles de diffusion réalistes et plus complets.

1.2 Le rayonnement cosmique

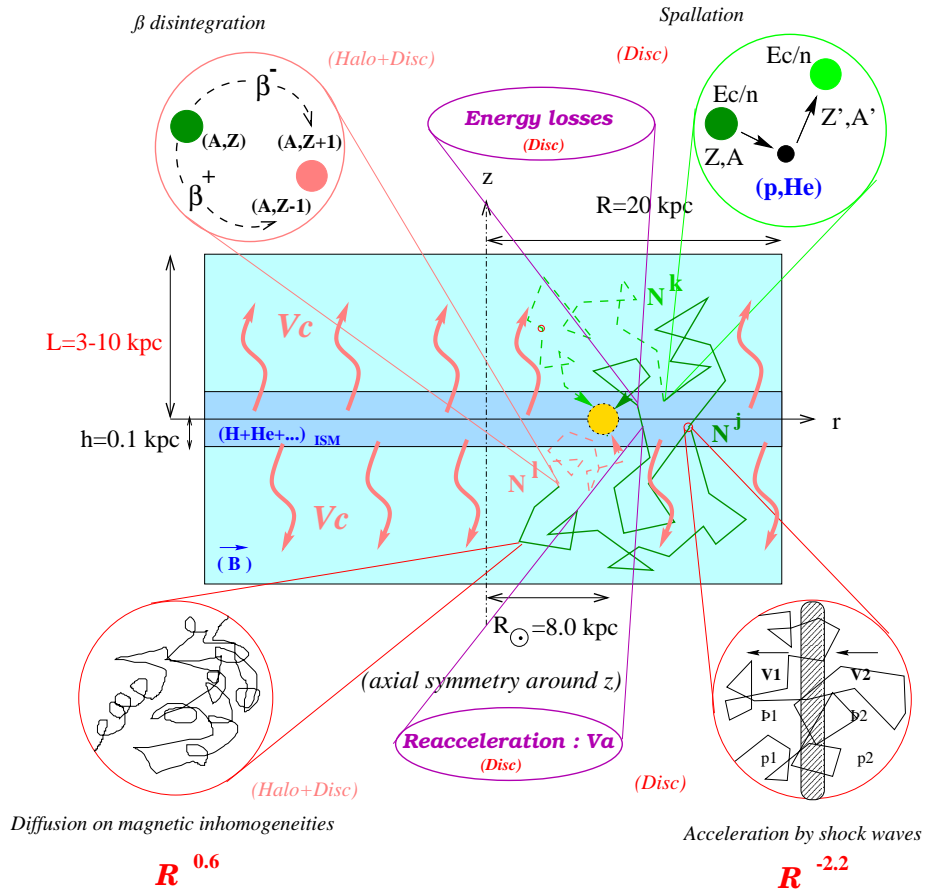


FIG. 1.7 – Schéma de modélisation de la galaxie et de la propagation des rayons cosmiques dans celle-ci pour un modèle de diffusion à deux zones [29].

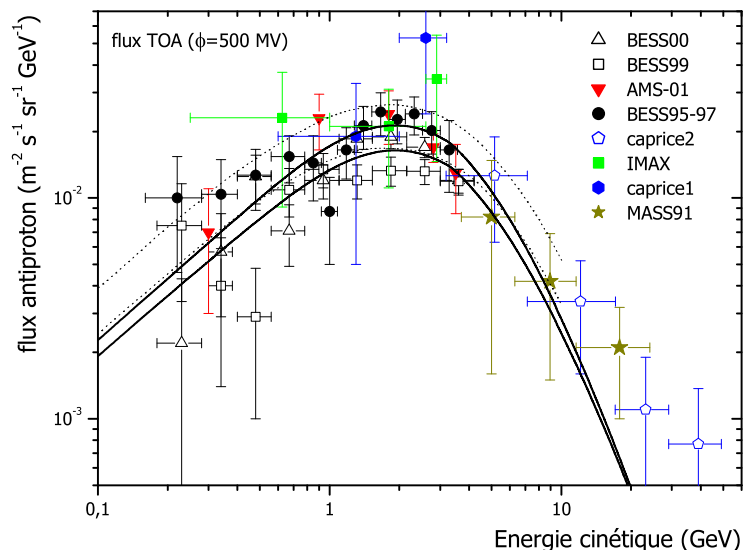


FIG. 1.8 – Compilation des mesures expérimentales de flux en haut de l’atmosphère (ci-après dénommés TOA) d’antiprotons. Les lignes représentent les flux secondaires galactiques calculés dans plusieurs modèles. Modèle de diffusion en pointillés [76] et LBM en traits pleins [72]. Les deux courbes pour chaque modèle font apparaître les incertitudes, astrophysiques pour le modèle de diffusion et nucléaires pour le LBM.

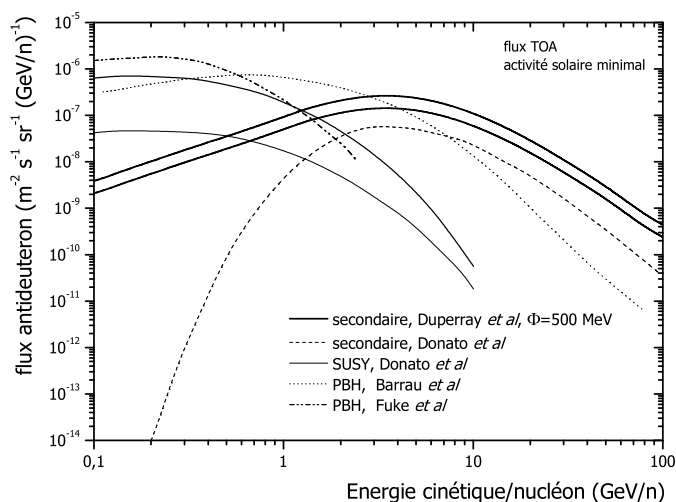


FIG. 1.9 – Flux d’antideutons issus d’annihilation de matière sombre supersymétrique [91] et d’origine secondaire galactique [73]

Contrainte des paramètres de propagation

Outre la recherche de nouvelle physique et la résolution des grandes énigmes de notre Univers, les rayons cosmiques peuvent nous fournir des informations cruciales sur les caractéristiques de notre galaxie même¹². En effet les paramètres astrophysiques des modèles de diffusion ne sont pas très bien connus alors qu'ils sont indispensables pour toute prévision quantitative précise. Les paramètres de propagation ajustés sur le rapport B/C sont par exemple dégénérés. Pour lever cette dégénérescence, on peut étudier des noyaux "horloges". Il s'agit de secondaires créés par interaction du rayonnement primaire sur l'ISM et dont un isotope R est radioactif avec une demi vie de désintégration comparable au temps de propagation. La mesure du rapport R/S (où S est un isotope stable) permet de sonder la structure galactique, en mesurant par exemple le temps passé dans le halo diffusif où il n'y a aucune production et où les radioactifs continuent de se désintégrer. Plus la période de désintégration sera courte, plus on sera sensible aux effets locaux. Le plus connu de ces noyaux est le Beryllium dont l'isotope 9Be est stable et dont l'isotope ^{10}Be a une période de 1.6×10^6 ans. Mais comme on peut le voir sur la figure 1.10 les mesure actuelles ne permettent pas de discriminer véritablement les modèles. Il va falloir attendre des expériences possédant une bonne résolution isotopique sur une grande gamme d'énergie comme AMS02 comme nous le verrons au dernier chapitre.

¹²qui sont d'ailleurs indispensables à des prédictions quantitatives précises pour les signaux exotiques.

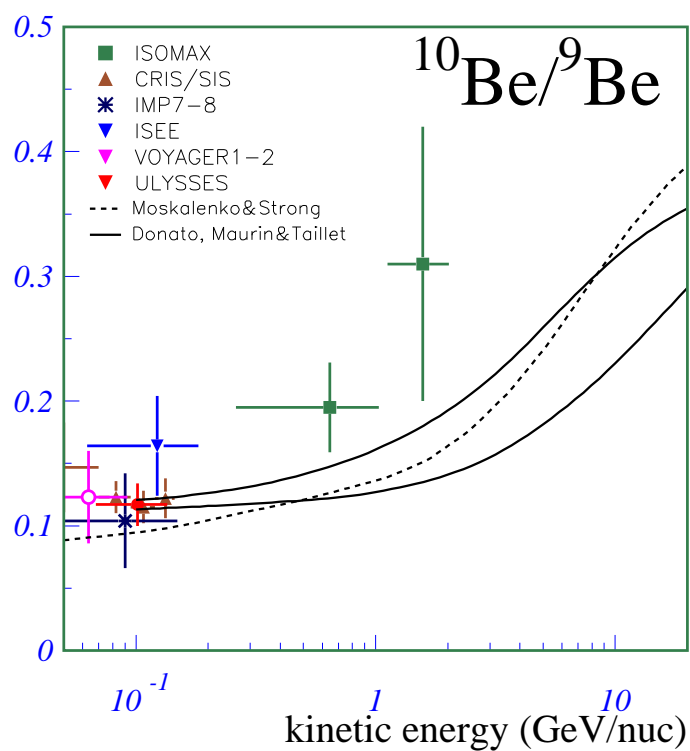


FIG. 1.10 – Mesures expérimentales du rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ et plusieurs modèles de diffusion galactiques [38]. La courbe noté Moskalenko est iddue d'une résolution numérique [?] et les courbes notées Donato et al. correspondent à une résolution semi-analytique montrant les incertitudes issues des différents paramètres astrophysiques.

Chapitre 2

Les rayons cosmiques au voisinage de la terre

Une connaissance précise du rayonnement cosmique secondaire est indispensable à toutes les études citées dans le chapitre précédent. En effet, l'information sur la masse manquante ou l'antimatière primordiale est contenue dans le rayonnement cosmique dit primaire, qui découle directement des processus physiques qui leurs sont associés. Cependant, l'Univers a beau être majoritairement vide, ce rayonnement primaire traverse dans l'ISM approximativement 5 à 10 g/cm² de matière interstellaire lors de son séjour dans la galaxie. Les interactions résultantes produisent quantité de particules secondaires qui constituent donc un bruit de fond. Des phénomènes équivalents ont lieu au voisinage proche de la Terre. En effet, la quantité de matière résiduelle au dessus d'une expérience ballon comme BESS [40] qui vole typiquement à 38 km d'altitude est du même ordre de grandeur que l'épaisseur moyenne d'ISM traversé par le rayonnement cosmique. D'autre part, les particules galactiques vont subir l'influence du vent solaire et du champ magnétique terrestre avant d'être détectées. Il faut donc bien connaître ces phénomènes si l'on veut remonter à une information pertinente sur le rayonnement galactique.

2.1 Interactions avec le milieu local

2.1.1 La modulation solaire

Tout d'abord, nous nous trouvons aux abords d'un astre qui a, c'est le moins qu'on puisse dire, une influence non négligeable, le Soleil. Ce dernier expulse un vent de particules (majoritairement des protons et électrons) qui emporte avec lui un champ magnétique gelé dans le plasma selon une géométrie en spirale [41] (voir figure 2.1). C'est l'interaction avec ce vent qui est responsable de la queue des comètes et c'est d'ailleurs pour les expliquer qu'il a été introduit [42]. Pour ce qui nous intéresse, les particules chargées diffusent sur ce champ magnétique et sont freinées dans une zone d'environ 100 UA autour de l'astre. Son influence peut être calculée en résolvant l'équation de diffusion associée [43] radialement symétrique :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V U) - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{\partial}{\partial T} (a T U) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \kappa \frac{\partial U}{\partial r}) = 0 \quad (2.1)$$

avec

$$a = \frac{T + 2mc^2}{T + mc^2} \quad (2.2)$$

m étant la masse de la particule considérée et où U est la densité de particules, r la position radiale, T l'énergie cinétique, V la vitesse du vent solaire et κ le coefficient de diffusion radial. Le deuxième terme de 2.1 rend compte de la convection, le troisième de l'expansion adiabatique et le dernier de la diffusion sur le champ magnétique.

L'échelle de temps qui nous intéresse est celle des prises de données expérimentales qui est de quelques jours. Comme ce phénomène est directement lié à l'activité solaire et que celle-ci a une période de 11 ans, on peut donc faire l'approximation du régime stationnaire $\frac{\partial U}{\partial t} = 0$. Pour les expériences futures qui voleront de un à trois mois pour les expériences ballon et trois ans pour AMS02, on peut toujours scinder le vol en périodes où la modulation solaire varie peu. Une manière de résoudre cette équation dite de l'approximation du champ de force [43] est de faire l'analogie avec un champ radial électrique de potentiel Φ . La modification du flux

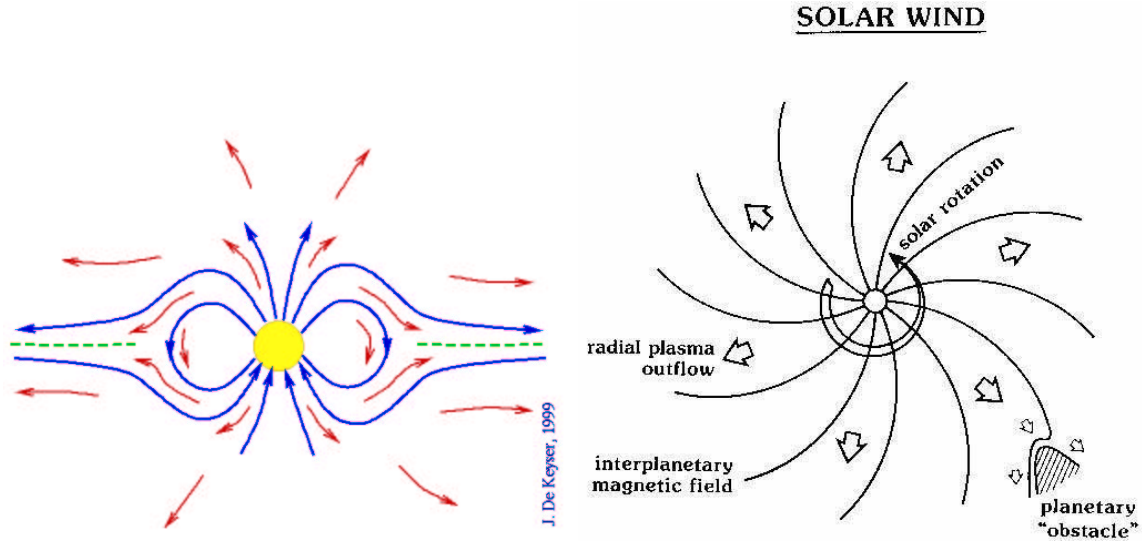


FIG. 2.1 – Représentation simple du vent solaire. A gauche coupe méridienne avec le plasma (flèches courtes) et les lignes de champs magnétiques (flèches continues). A droite coupe équatoriale avec lignes de champ magnétiques (lignes continues) et flux de plasma (flèches).

$J(E) = \frac{1}{4\pi} vU$ peut alors être exprimée comme suit [44] :

$$J(E)_{\text{modulé}} = \frac{E^2 - m^2c^4}{(E + Ze\Phi)^2 - m^2c^4} J_{\text{non modulé}}(E + Ze\Phi) \quad (2.3)$$

Le potentiel du champ Φ (qui n'est autre que la perte moyenne d'énergie par unité de charge) peut quant à lui être exprimé en fonction de V , $D = 100$ UA l'extension de la zone d'influence du vent solaire et $k = \frac{\kappa}{R\beta}$ où $R = \frac{pc}{Ze}$ est la rigidité et $\beta = v/c$ la vitesse de la particule [45][44] :

$$\Phi = \frac{V \times (D - r)}{3k} \quad (2.4)$$

La vitesse V peut être déterminée par mesure satellitaire [46]. Elle est représentée sur la figure 2.2. Le coefficient de diffusion radiale k peut quant à lui être déterminé grâce à des modèles plus raffinés prenant en compte la véritable géométrie du champ magnétique solaire (voir figure 2.3). Une possibilité consiste à étudier les anisotropies Nord-Sud et parallèle-perpendiculaire au mouvement de la terre des flux de neutrons atmosphériques [47]. D'autre part, il existe une mince zone de courants séparant les zones de polarité magnétique opposée dont la forme représentée figure 2.4 dépend de l'activité solaire. La terre traverse cette frontière plusieurs fois par mois ce qui la fait passer d'une polarité à l'autre. On peut alors étudier l'évolution du rapport des flux de protons et d'antiprotons [48].

Une bonne connaissance de la modulation solaire est importante pour remonter aux flux interstellaires aux énergies inférieures à une dizaine de GeV. Toute interprétation de données expérimentales dans cette gamme d'énergie doit donc impérativement en tenir compte.

2.1 Interactions avec le milieu local

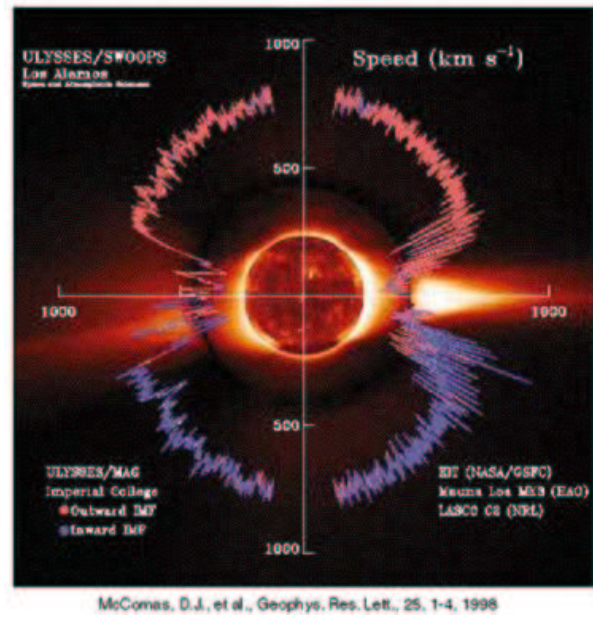


FIG. 2.2 – Mesure de la vitesse du vent solaire par la sonde Ulysse [46] selon une coupe méridienne.

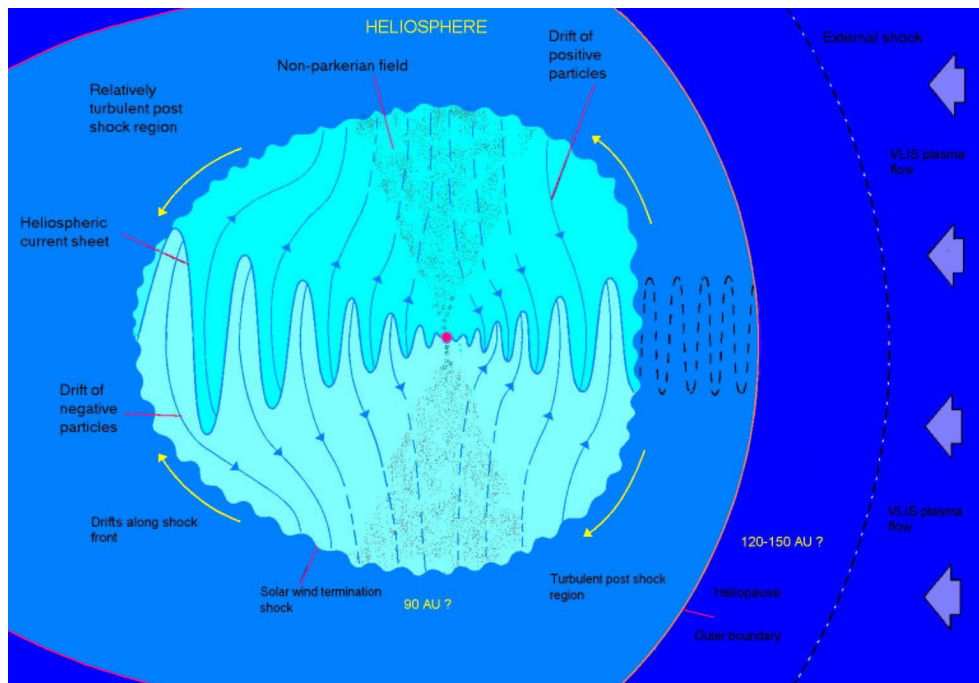


FIG. 2.3 – Représentation schématique en coupe méridienne de l'héliosphère ainsi que des mouvements de particules chargées.

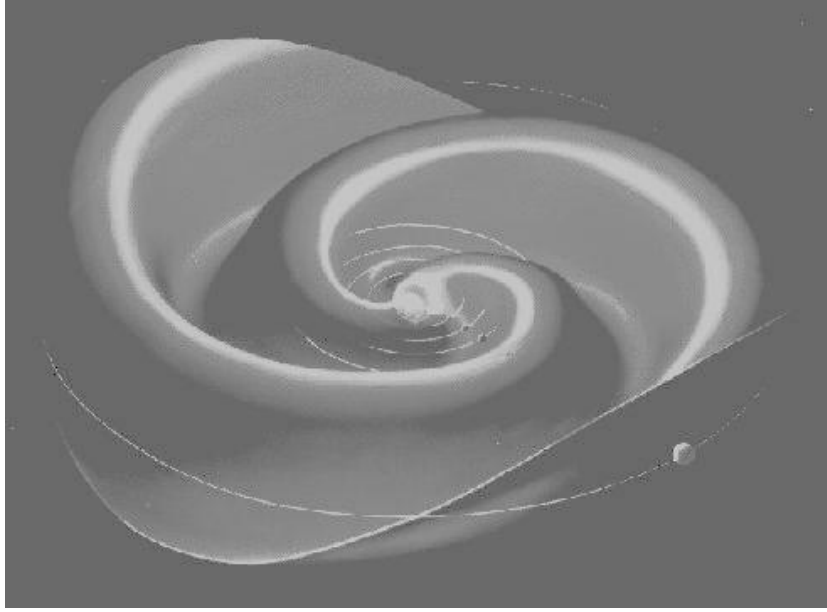


FIG. 2.4 – Modélisation de la frontière entre les zones de polarisation magnétique différentes dans l'héliosphère.

2.1.2 La coupure géomagnétique

Quand on se rapproche de la terre à une distance inférieure à 10 rayons terrestre, le champ magnétique terrestre devient prédominant devant les champs solaire et galactique. En effet, l'intensité du champ magnétique terrestre au niveau de la mer et à l'équateur est de l'ordre de $300 \mu\text{G}$ alors que les intensités respectives des champs solaires et galactiques sont $50 \mu\text{G}$ et $2.5 \mu\text{G}$. Celui-ci joue le rôle d'un bouclier magnétique et empêche les particule de rigidité $R = \frac{pc}{Ze}$ inférieure à une valeur critique d'atteindre la terre. Ce phénomène a été formalisé pour la première fois par Störmer [49] dans l'approximation d'un champ terrestre dipolaire. Cette approximation est raisonnable si l'on considère un dipôle dont l'axe Nord-Sud magnétique est non seulement inversé par rapport à l'axe géographique, mais aussi incliné de 11.5 deg , les coordonnées du pôle sud magnétique étant 78.5 deg nord 291 deg est. Pour étudier ce phénomène, il convient donc de se placer dans coordonnées dites géomagnétiques (voir figures 2.5et 2.6). Dans celles-ci, l'axe Nord-Sud garde la même orientation mais est incliné suivant l'axe du dipôle. Le méridien de longitude géomagnétique nulle est défini par le plan contenant les axes Nord-Sud magnétiques et géographiques.

Tout d'abord, exprimons le champ dipolaire dans ce système de coordonnées :

$$\vec{B} = B_\rho \vec{u}_\rho + B_\theta \vec{u}_\theta \quad (2.5)$$

avec

$$B_\rho = \frac{-2\mu_0 M \cos \theta}{4\pi \rho^3} \quad \text{et} \quad B_\theta = \frac{-\mu_0 M \sin \theta}{4\pi \rho^3} \quad (2.6)$$

où $M = 7.68 \times 10^{22} \text{ Am}^2$ [63] est la valeur du moment dipolaire terrestre et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Dans ce champ, un particule de masse m , vitesse \vec{v} et charge q subit la force de Lorentz :

$$\gamma m \vec{a} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.7)$$

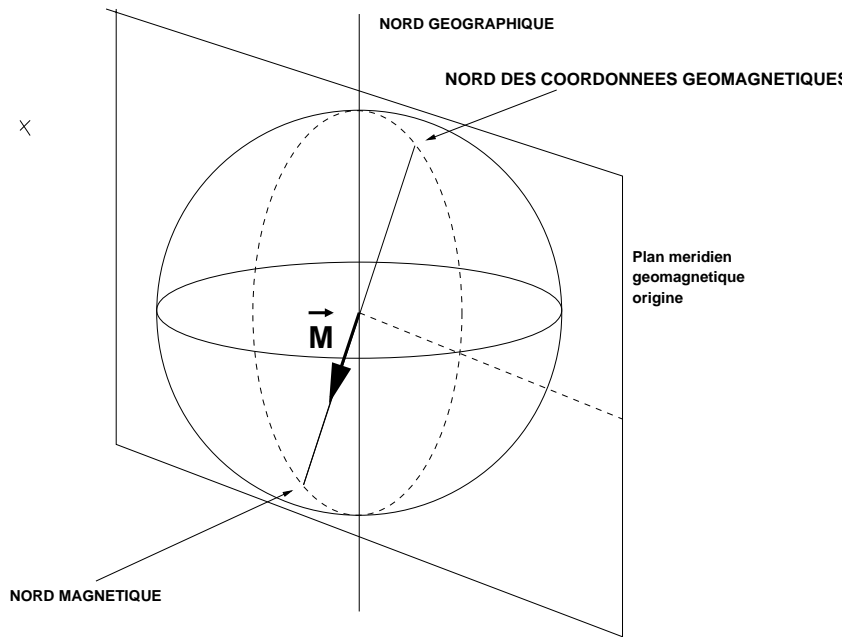


FIG. 2.5 – Définition du nord magnétique par rapport au nord géographique

NORD DES COORDONNEES GEOMAGNETIQUES

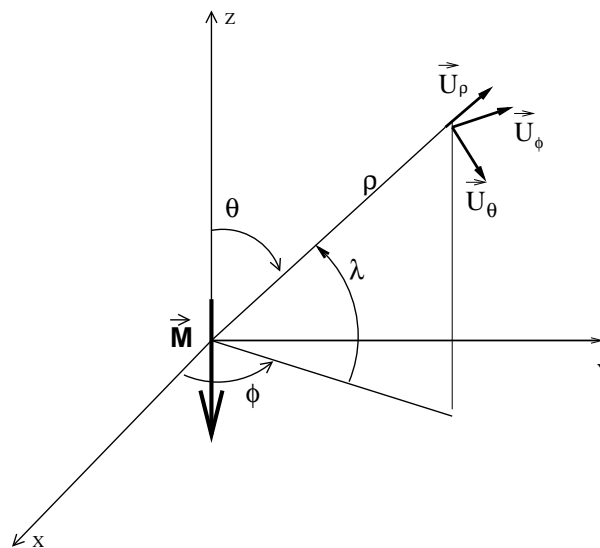


FIG. 2.6 – Définition des coordonnées géomagnétiques.

Ce qui en coordonnées sphériques s'écrit explicitement :

$$\gamma m \begin{pmatrix} a_\rho \\ a_\theta \\ a_\phi \end{pmatrix} = -\frac{q\mu_0 M}{4\pi\rho^3} \begin{pmatrix} \dot{\rho} \\ \rho\dot{\theta} \\ \rho\dot{\phi}\sin\theta \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 2\cos\theta \\ \sin\theta \\ 0 \end{pmatrix} = -\frac{q\mu_0 M}{4\pi\rho^3} \begin{pmatrix} -\rho\dot{\phi}\sin^2\theta \\ 2\dot{\phi}\rho\sin\theta\cos\theta \\ \dot{\rho}\sin\theta - 2\rho\dot{\theta}\cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

La composante en ϕ de cette équation peut s'écrire :

$$\rho \sin\theta a_\phi = \frac{d}{dt}(\rho^2\dot{\phi}\sin^2\theta) = \frac{q\mu_0 M}{4\pi\gamma m} \frac{d}{dt}\left(\frac{\sin^2\theta}{\rho}\right) \quad (2.9)$$

En redéfinissant les unités grâce à la longueur de Störmer l_{st} [49][50] et en passant en coordonnées curvilignes avec les définitions suivantes :

$$l_{st}^2 = \frac{|q|\mu_0 M}{4\pi\gamma m v} \quad , \quad v dt = l_{st} ds \quad , \quad \xi = \frac{q}{|q|} \quad , \quad \phi' = \frac{d\phi}{ds} \quad \text{et} \quad r = \frac{\rho}{l_{st}} \quad (2.10)$$

on obtient :

$$\frac{d}{ds}(r^2\phi'\sin^2\theta) = \xi \frac{d}{ds}\left(\frac{\sin^2\theta}{r}\right) \quad (2.11)$$

En intégrant cette relation on obtient la constante du mouvement γ_1 :

$$2\gamma_1 = -\xi r^2\phi'\sin^2\theta + \frac{\sin^2\theta}{r} \quad (2.12)$$

Cette constante est associée à la symétrie de révolution autour de l'axe du dipôle magnétique et correspond à la projection normalisée sur cet axe du moment de la vitesse de la particule à l'infini par rapport à l'origine (pour une particule non liée). Introduisons l'angle Est-Ouest η tel que :

$$\vec{v} \cdot \vec{u}_\phi = \sin\eta v = \rho\dot{\phi}\sin\theta \quad (2.13)$$

Celui-ci est l'angle entre la direction de la particule et le plan méridien comme on peut le voir figure 2.7. $\eta > 0$ correspond à une particule se déplaçant d'ouest en est. En fonction de $\lambda = \pi/2 + \theta$, l'équation 2.12 s'écrit maintenant :

$$-\xi r^2 \cos\lambda \sin\eta - 2\gamma_1 r + \cos^2\lambda = 0 \quad (2.14)$$

Les solutions de cette équation du second degré en r sont données par :

$$r = \frac{\gamma_1 \pm \sqrt{\gamma_1^2 + \xi \cos^3\lambda \sin\eta}}{-\xi \cos\lambda \sin\eta} \quad (2.15)$$

Les solutions physiques sont telles que :

$$k = -\xi \sin\eta \in [-1; 1] \quad (2.16)$$

Les zones accessibles à la particule seront bornées par les surfaces $r(\lambda, k = -1) = r_{-1}$ et $r(\lambda, k = 1) = r_{+1}$. On peut alors déterminer plusieurs types de cas selon la valeur que prend γ_1 ce qui impose le nombre de solutions¹ pour les surfaces frontières r_{-1} et r_{+1} :

¹Les solutions pour lesquelles $r < 0$ ne sont pas physiques par définition

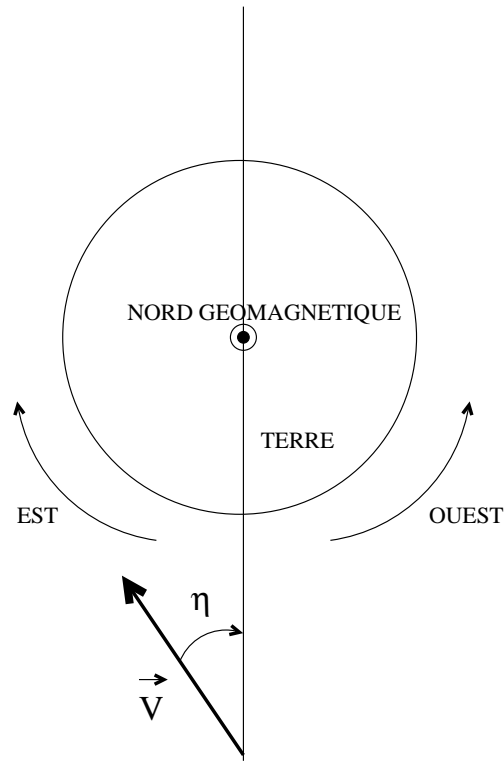


FIG. 2.7 – Définition de l'angle Est-Ouest η .

– $\gamma_1 > 1$

Il y a deux solutions pour r_{+1} et une pour r_{-1} :

$$r_{+1}^+ = \frac{\gamma_1 + \sqrt{\gamma_1^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \quad (2.17)$$

$$r_{+1}^- = \frac{\gamma_1 - \sqrt{\gamma_1^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \quad (2.18)$$

$$r_{-1} = -\frac{\gamma_1 + \sqrt{\gamma_1^2 + \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \quad (2.19)$$

– $0 < \gamma_1 < 1$

Il y a deux solutions pour r_{+1} et une pour r_{-1} :

$$r_{+1}^+ = \frac{\gamma_1 + \sqrt{\gamma_1^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \quad (2.20)$$

$$r_{+1}^- = \frac{\gamma_1 - \sqrt{\gamma_1^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \quad (2.21)$$

$$r_{-1} = \frac{\sqrt{\gamma_1^2 + \cos^3 \lambda} - \gamma_1}{\cos \lambda} \quad (2.22)$$

– $\gamma_1 < 0$

Il n'y a plus qu'une solution pour r_{-1} :

$$r_{-1} = \frac{\sqrt{\gamma_1^2 + \cos^3 \lambda} - \gamma_1}{\cos \lambda} \quad (2.23)$$

Ceci nous conduit à des configurations spécifiques de zones autorisées (physiques) pour les particules en fonction de la valeur de γ_1 que l'on peut voir sur la figure 2.8 :

- $\gamma_1 > 1$
Dans ce cas il existe deux zones permises séparées par une zone interdite.
- $\gamma_1 = 1$
C'est une valeur critique pour laquelle les deux zones autorisées se rejoignent.
- $0 < \gamma_1 < 1$
Il existe alors deux zones interdites et une zone autorisée.
- $\gamma_1 \leq 0$
Il n'existe plus qu'une zone interdite et une zone autorisée. Cette configuration n'est pas représentée.

On peut maintenant déterminer quelle est la rigidité minimale que doit posséder une particule pour atteindre depuis l'extérieur de la magnétosphère un point de ρ_d et λ_d donné (qui peuvent être les coordonnées d'un point de détection). En effet, la longueur de Störmer peut s'exprimer en fonction de la rigidité R :

$$l_{st} = \frac{\rho_d}{r} \sqrt{\frac{\mu_0 M c}{4\pi R}} \quad (2.24)$$

Pour un point géographique donné, la rigidité minimum R_{min} correspond en fait à un r_{min} tel que :

$$R_{min} = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left(\frac{r_{min}}{\rho_d} \right)^2 \quad (2.25)$$

Cette expression dépend de l'angle Est-Ouest de la particule et de γ_1 . Si l'on veut une valeur minimale absolue, il faut maintenant fixer ces paramètres tels que R soit minimal. Les figures 2.8 montrent que la valeur de r_{min} à une latitude donné se situe toujours sur la frontière r_{-1} , autrement dit pour $k = -1$. C'est-à-dire par exemple un proton allant d'Ouest en Est (ou un électron allant d'Est en Ouest). Ceci peut paraître assez naturel. En effet, une particule positive se déplaçant d'Ouest en Est subira une force de Lorentz orientée vers la terre (comme les pôles magnétiques sont inversés par rapport aux pôles géographiques, les lignes de champs vont du Sud vers le Nord). Au contraire, si elle se déplace dans l'autre sens elle sera repoussée vers l'espace. Comme nous nous intéressons à des particules galactiques, il faut que la surface r^- soit accessible depuis l'infini ce qui impose $\gamma_1 \leq 1$. D'autre part, $r_{-1}(\gamma_1)$ est un fonction décroissante de γ_1 comme on peut le voir sur la figure 2.9. On a alors $r_{min} = r_{-1}(\gamma_1 = 1)$ ce qui donne comme expression de la coupure en rigidité :

$$R = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left(\frac{1 - \sqrt{1 + \cos^3 \lambda_d}}{\rho_d \cos \lambda_d} \right)^2 \quad (2.26)$$

On trouvera dans la littérature une forme différente mais équivalente :

$$R = R \times \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \cos^3 \lambda_d}}{1 + \sqrt{1 + \cos^3 \lambda_d}} \right)^2 = \frac{\mu_0 M c}{4\pi \rho_d^2} \left(\frac{\cos^2 \lambda_d}{1 + \sqrt{1 + \cos^3 \lambda_d}} \right)^2 \quad (2.27)$$

Outre l'expression ci-dessus de la coupure absolue, on peut trouver une expression faisant apparaître la dépendance en angle Est-Ouest :

$$R = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \xi \sin \eta \cos^3 \lambda_d}}{\rho_d \sin \eta \cos \lambda} \right)^2 \quad (2.28)$$

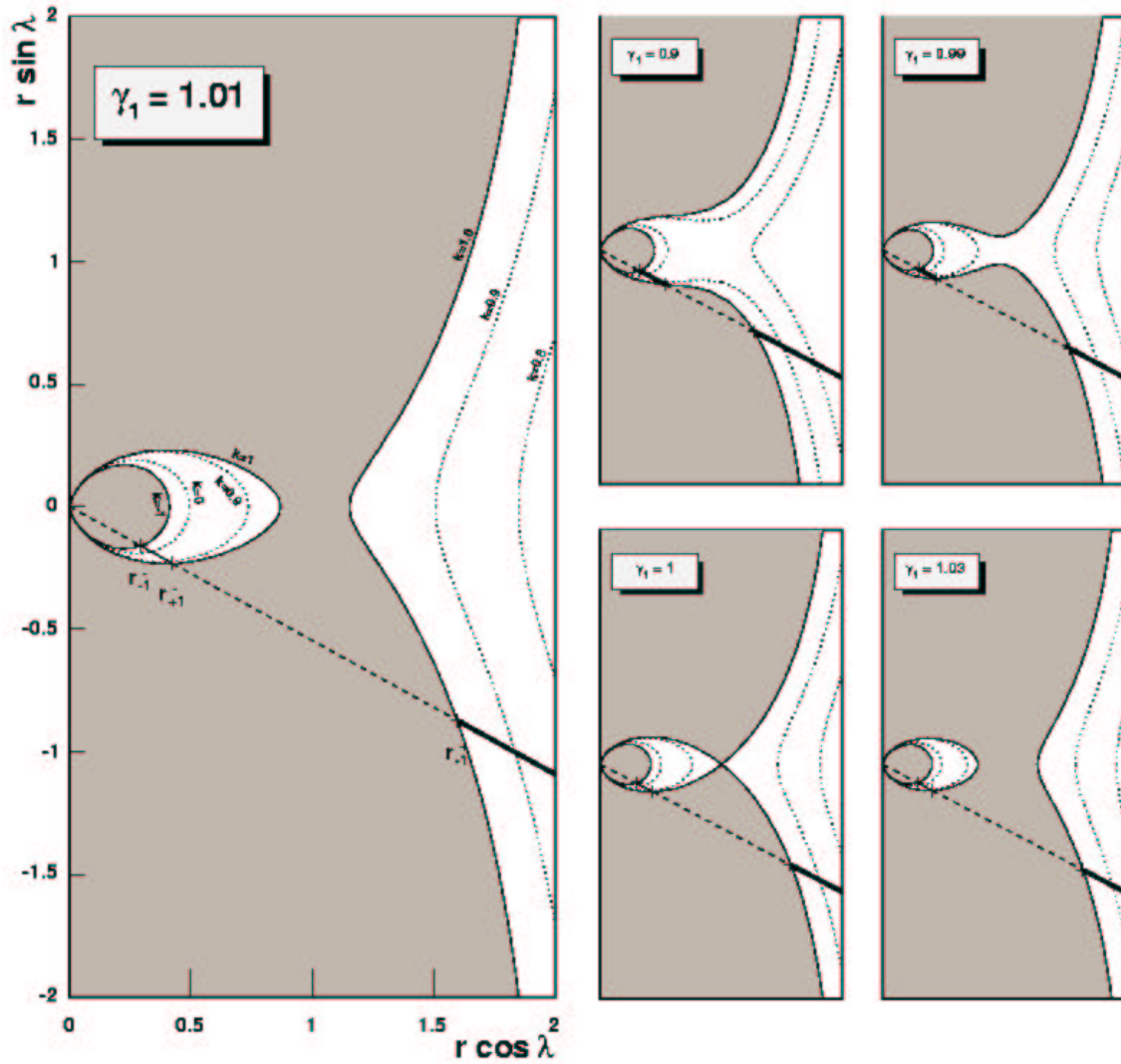


FIG. 2.8 – Zones permises et interdites en coupe Nord-Sud et unités de Störmer pour différentes valeurs de γ_1 . Les zones pleines sont interdites. Dans chaque cas, la droite présente les r accessibles pour une latitude λ donnée, en pointillés la partie totalement inaccessible, en trait fort la partie accessible à une particule venant de l’infini et en trait fin la partie accessible à une particule piégée.

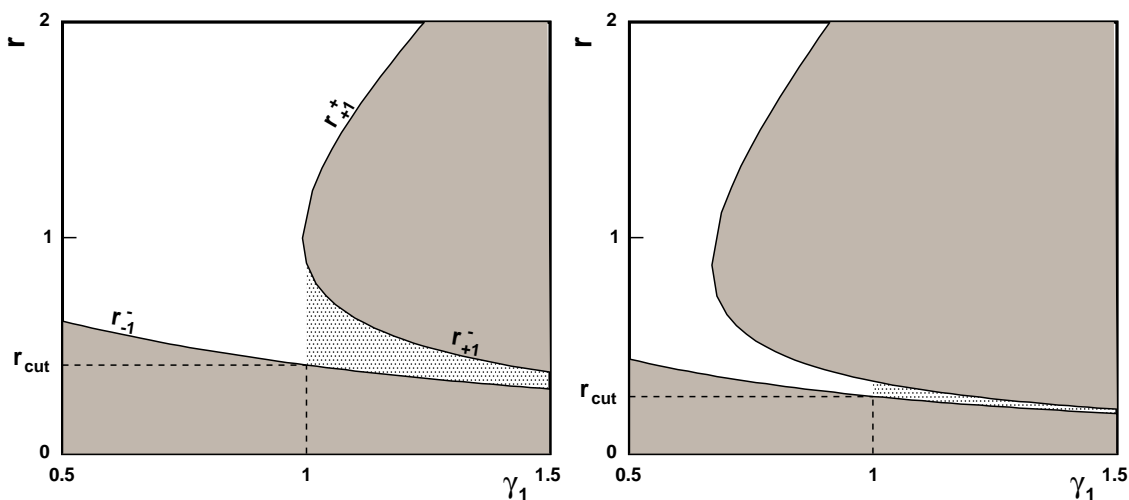


FIG. 2.9 – Zones permises et interdites dans le plan (r, γ_1) pour deux valeurs particulières de la latitude géomagnétique ($\lambda = 0.1$ à gauche et $\lambda = 0.7$ à droite). Les zones pleines sont interdites et la zone grisée n'est pas accessible aux particules venant de l'infini (voir figure 2.8).

On peut voir figure 2.10 l'évolution de la coupure en fonction de la latitude géomagnétique pour une altitude de 38km et différents angles Est-Ouest.

La valeur de cette coupure est très importante car toute particule détectée avec une rigidité inférieure à cette limite sera nécessairement un secondaire produit dans l'atmosphère. Par exemple, un proton détecté à une latitude de 0.2 radians (environ 11 degrés) à 38km d'altitude ne pourra être d'origine galactique que si son énergie cinétique est supérieure à 8 GeV. Par contre cette limite descend à 2 GeV à une latitude géomagnétique de 45 degrés. En dessous de cette limite il s'agit alors de particules pour lesquelles $\gamma_1 > 1$ qui sont dites piégées car elle ne peuvent évoluer que dans les zones autorisées confinées que l'on peut voir sur les figures 2.8 pour $\gamma_1 \geq 1$. On voit aussi sur les figure 2.8 haute droite et 2.10 que si l'on veut détecter des particules primaires de relativement basse énergie, il convient de se placer à grande latitude, c'est-à-dire près des pôles. Ce sont d'ailleurs pour cela que les aurores boréales² ont lieu à cet endroit.

2.1.3 Les cascades atmosphériques

Une fois passés les obstacles du vent solaire et du champ magnétique terrestre, les rayons cosmiques doivent encore traverser l'atmosphère, ou tout du moins une partie pour les expériences ballon, avant d'être détectés. En effet, l'épaisseur d'air traversée par une particule va de 5 g/cm² à 38km d'altitude, jusqu'à 1000 g/cm² au niveau du sol. C'est en interagissant avec cette matière, que le rayonnement cosmique crée ce qu'on appelle des gerbes atmosphériques qui sont constituées de particules secondaires. Ces dernières ont été découvertes en 1938 par Pierre Auger en regardant le signal de plusieurs compteurs Geiger-Müller mis en coïncidence et placés à plusieurs mètres de distance. Ces gerbes sont initiées par les interactions nucléaires

²ces phénomènes lumineux sont dus à l'ionisation des atomes de l'ionosphère située entre 80 et 400km par des particule d'énergie de l'ordre du keV créés lors des orages magnétiques.

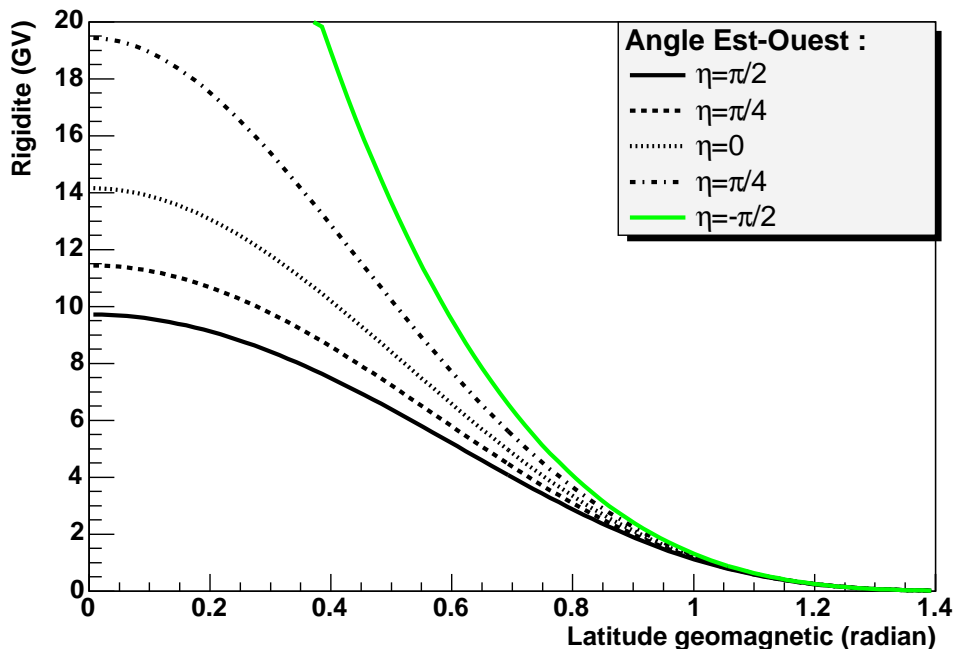


FIG. 2.10 – Evolution de la coupure géomagnétique en rigidité en fonction de la latitude géomagnétique à 38km d’altitude pour une particule chargée positivement ($\xi = 1$) et pour plusieurs angles Est-Ouest η .

entre la particule incidente et les atomes de l’atmosphère. Elles peuvent créer toutes sortes de hadrons, majoritairement des pions, ce qui constitue la gerbe hadronique. Les pions quant à eux, étant instables vont se désintégrer en muons et neutrinos pour les pions chargés et en photons pour les pions neutres. Ces photons vont créer des paires e^+e^- qui à leur tour vont créer des photons par bremsstrahlung. C’est ce qui constitue la partie électromagnétique de la gerbe (voir figure 2.11). C’est d’ailleurs ces sous-produits qui sont utilisés pour détecter et caractériser les rayons cosmiques d’ultra-haute énergie dans l’Observatoire Pierre Auger par exemple [51]. Intéressons nous maintenant aux ingrédients qui vont nous permettre de décrire ces gerbes.

Modèle d’atmosphère

Le nombre de particules secondaires créées dans l’atmosphère est directement lié à la quantité de matière traversée. Comme nous voulons suivre la production de secondaires détectables à une altitude donnée (du niveau de la mer jusqu’à 400 km pour la détection par les expériences satellite comme AMS), il nous faut connaître de manière précise l’évolution de la concentration en gaz de l’atmosphère, et ce du sol jusqu’à ses frontières supérieures. Nous utiliserons ici le modèle issu de [52]. Celui-ci pour un point géographique à une altitude et une date données donne les densités des gaz composant l’atmosphère. La figure 2.12 fait apparaître la correspondance entre l’épaisseur de matière traversée et l’altitude de détection et la figure 2.13 indique l’évolution de la densité des différentes espèces présentes.

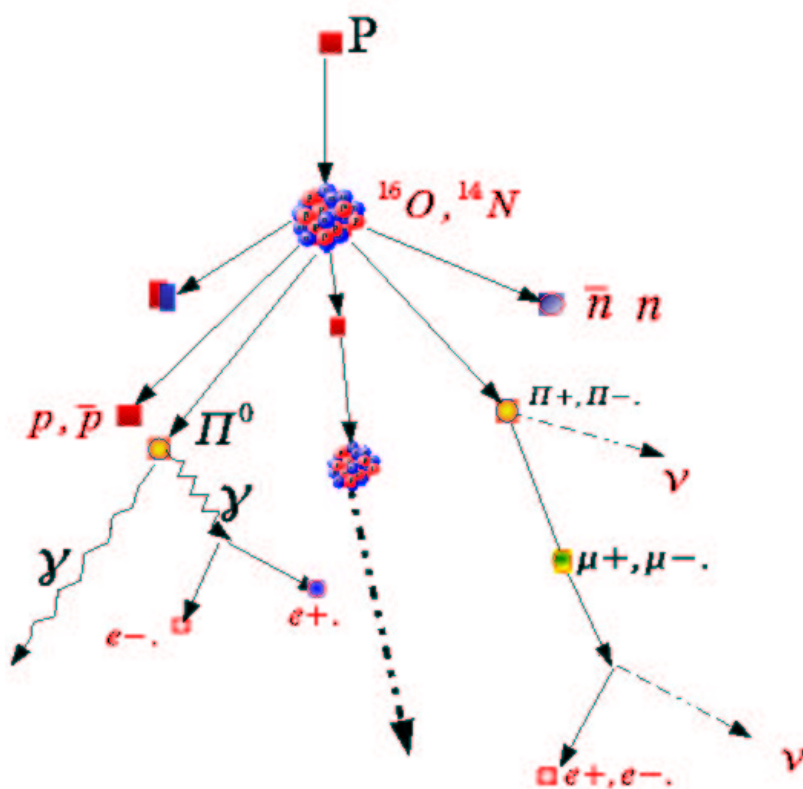


FIG. 2.11 – Schéma de développement d'une gerbe atmosphérique.

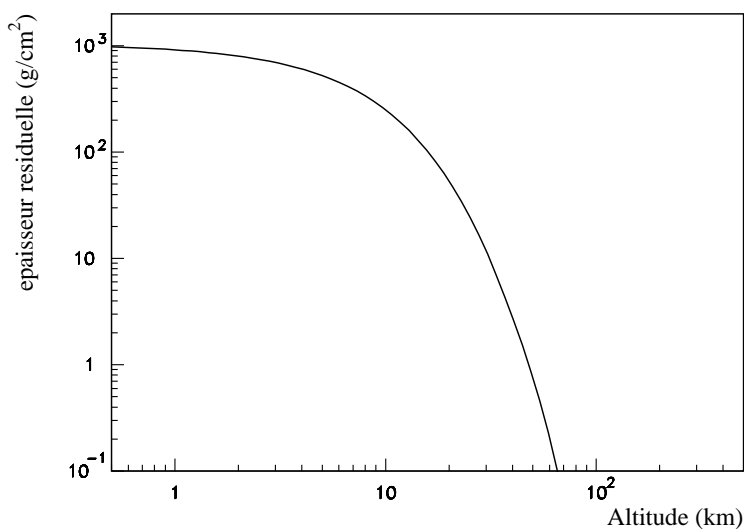


FIG. 2.12 – Correspondance entre épaisseur traversée et altitude

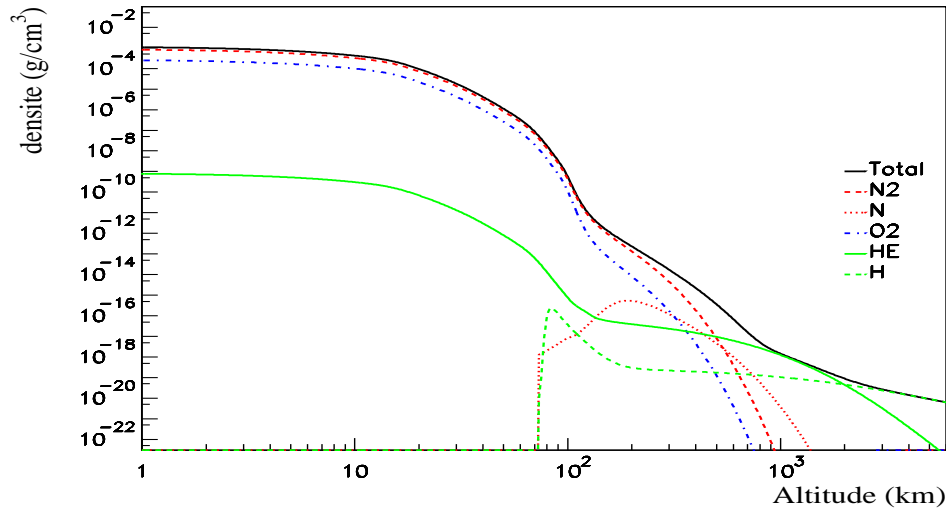


FIG. 2.13 – Densité des différents éléments dans l’atmosphère en fonction de l’altitude d’après le modèle [52].

Production de particules

Dans le cadre de cette étude nous allons nous intéresser à la partie hadronique de la gerbe. La production de particules secondaires peut être prise en compte en considérant les réactions de type :



où *prim.* représente les primaires incidents (en très grande majorité p et 4He) et x les secondaires à savoir p, n, π^+, π^- et π^0 en très grande quantité, mais aussi \bar{p}, \bar{n} ou des noyaux légers $d, t, {}^3He, {}^4He$ et leurs antiparticules correspondantes. Les secondaires ainsi produits peuvent à leur tour produire d’autres particules en interagissant avec les noyaux de l’air si leur énergie est suffisante. Quantitativement la création de particules peut-être prise en compte par la section efficace différentielle de production invariante de Lorentz :

$$\frac{E d^3\sigma}{dp^3}(p_i, p_f, \theta) \quad (2.30)$$

où dans le repère du laboratoire, p_i et p_f sont les impulsions respectives du projectile et du produit et θ est l’angle de production par rapport à la direction du projectile³. C’est ce qui constitue le talon d’Achille de cette physique. En effet, il existe assez peu de données expérimentales qui sont souvent imprécises voire contradictoires ne couvrent pas toute la gamme d’énergie qui nous intéresse surtout en ce qui concerne la production d’antiprotons.

³Le problème est en effet symétrique par rapport à cet axe.

Absorption

Les particules primaires et secondaires ainsi créées vont subir une absorption lors de leur traversée de l'atmosphère. La densité du milieu étant connue, le libre parcours moyen des particules est fixée par leur section efficace de réaction σ_r . Par exemple, pour des protons la longueur d'interaction correspond à une épaisseur résiduelle de 83 g/cm² à comparer avec les 1000 g/cm² correspondant à l'épaisseur verticale de l'atmosphère. Cela implique qu'il n'y a plus de protons primaires au niveau du sol.

Les pertes par ionisation

Le rayonnement cosmique en traversant l'atmosphère va arracher des électrons des couches superficielles des atomes de l'air. Cette ionisation va lui coûter une énergie donnée par la formule de Bethe-Bloch [55] :

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2 - \beta^2} \right] \quad (2.31)$$

avec

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2}$$

où M et z sont la masse et la charge de la particule incidente, Z et A le numéro et la masse atomique du milieu traversé (ici l'atmosphère donc $Z = 7.29$ et $A = 14.58$ en moyenne), β et γ les paramètres cinématiques usuels, $K/A = 0.3070075 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ et $I = 1 \text{ eV}$ est l'énergie moyenne d'excitation. Pour des protons dont l'énergie cinétique est comprise entre 100 MeV et 1 TeV, cela correspond à une perte d'énergie comprise entre 7 et 2 MeV par gcm⁻² d'atmosphère traversée (pour les autres noyaux, la perte est proportionnelle à z^2).

2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche

Une première approche du problème consiste à utiliser un modèle de transport à une dimension comme dans certains modèles galactiques (voir 1.2.5). La résolution de l'équation de transport des rayons cosmiques dans l'atmosphère est en fait la première méthode à avoir été appliquée pour caractériser les flux de particules secondaires. Elle est notamment utilisée pour calculer les flux de neutrinos atmosphériques [53] détectables par des expériences comme SuperKamiokande, ainsi que les flux d'antiprotons atmosphériques utilisés pour corriger les données des expériences ballon et ainsi obtenir les flux au dessus de l'atmosphère que nous qualifierons désormais de TOA. Le système d'équations couplées à résoudre peut s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_y}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial E_y} \left\langle \frac{\partial E_y}{\partial x} \right\rangle N_y(x, E_y) + \frac{N_y(x, E_y)}{\lambda_{int}(E_y)} \\ - \sum_A \frac{1}{\langle m_{air} \rangle} \int_{E_{th}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE_y}(E_y, E_A) N_A(x, E_A) dE_A = 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche

Ici, " y " représente les différentes particules considérées, $N_y(x, E_y)$ leur flux différentiel après avoir traversé une épaisseur x (g/cm^2) d'atmosphère et E_y leur énergie. Le deuxième terme rend compte des pertes par ionisation des particules chargées selon la formule de Bethe-Bloch. λ_{int} est la longueur d'interaction :

$$\lambda_{int} = \frac{\langle m_{air} \rangle}{\sigma_r} \quad (2.33)$$

où σ_r est la section efficace de réaction et $\langle m_{air} \rangle = 14,58$ uma est la masse moyenne d'un atome atmosphérique. Dans le dernier terme qui n'est autre que le terme source, A représente les particules incidentes participant à la production de y .

2.2.1 Résolution numérique

On va résoudre cette équation pour trois types de particules en parallèle, les protons, les neutrons et les antiprotons. Le flux primaire n'est ici constitué que de protons (ce qui reste une bonne approximation puisqu'ils représentent 90% du flux galactique). On choisit pour ce faire d'utiliser une méthode de différences finies à schéma implicite. Celle-ci présente l'avantage d'être plus stable numériquement que la version explicite, même si elle impose de résoudre un système d'équations linéaires dont la taille va croissant avec la finesse du pas de discrétisation. L'expression générale de chaque équation linéaire du système est avec cette méthode :

$$N_{n-1}^m = \frac{\Delta x}{\Delta E^{m-1} + \Delta E^m} \left\langle \frac{\partial E_y}{\partial x} \right\rangle^m (N_n^{m+1} - N_n^{m-1}) + \left(1 + \frac{\Delta x}{\lambda^m}\right) N_n^m - \frac{\Delta x}{\langle m_{air} \rangle} \sum_{m'=1}^{M_{MAX}} \left(\frac{d\sigma^m}{dE}(E_{bin}^{m'}) + \frac{d\sigma^m}{dE}(E_{bin}^{m'+1}) \right) \frac{\Delta E^{m'}}{2} N_n^{m'} \quad (2.34)$$

Ici m et n sont les indices de pas respectivement en énergie et en épaisseur traversée. Il n'y a pas ici de diffusion dans l'espace des moment comme c'est le cas dans la propagation galactique sur les irrégularités du champ magnétique. Compte tenu du fait que l'on a des interaction à grande énergie incidente sur des cibles au repos, la production est très piquée vers l'avant. En conséquence les termes source sont obtenus par intégration des sections efficaces différentielles dans un intervalle angulaire de ± 20 deg vers l'avant (voir 2.1.3) en considérant une symétrie azimutale :

$$\frac{d\sigma}{dE_y}(E_y, E_A) = 2\pi p \int_0^{\theta_0=20^\circ} \frac{E d^3\sigma}{dp^3} d \cos \theta \quad (2.35)$$

La résolution a été effectuée par un programme utilisant les méthodes de Numerical Recipes[56]. Le principe est d'exprimer la matrice du système linéaire, de l'inverser et de l'appliquer au vecteur flux à l'épaisseur précédente en rajoutant les termes sources issus des autres types de particules qui s'écrivent comme le troisième terme de l'équation 2.32 en remplaçant le vecteur flux par celui des particules productrices. On effectue ensuite des itérations jusqu'à l'épaisseur voulue.

2.2.2 Problèmes rencontrés et solutions

Le premier problème est celui des conditions aux bornes en énergie. En effet l'équation 2.34 n'est valable que tant que le flux aux bornes est nul. Or même si l'on impose un flux primaire

2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche

répondant à cette condition, la dynamique du problème a tendance à déplacer le spectre vers les basses énergies. Il est donc nécessaire de modifier la définition de la dérivée aux bornes comme suit en définissant une dérivée à gauche pour la borne supérieure en énergie et une dérivée à droite pour la borne inférieure :

$$N_{n-1}^1 = \frac{\Delta x}{\Delta E^1} \left\langle \frac{\partial E_y}{\partial x} \right\rangle^1 (N_n^{1+1} - N_n^1) + \left(1 + \frac{\Delta x}{\lambda^1}\right) N_n^1 - \frac{\Delta x}{\langle m_{air} \rangle} \sum_{m'=1}^{M_{MAX}} \left(\frac{d\sigma^m}{dE}(E_{bin}^{m'}) + \frac{d\sigma^m}{dE}(E_{bin}^{m'+1}) \right) \frac{\Delta E^{m'}}{2} N_n^{m'} \quad (2.36)$$

et

$$N_{n-1}^{M_{MAX}} = \frac{\Delta x}{\Delta E^{M_{MAX}-1}} \left\langle \frac{\partial E_y}{\partial x} \right\rangle^{M_{MAX}} (N_n^{M_{MAX}} - N_n^{M_{MAX}-1}) + \left(1 + \frac{\Delta x}{\lambda^{M_{MAX}}}\right) N_n^{M_{MAX}} - \frac{\Delta x}{\langle m_{air} \rangle} \sum_{m'=1}^{M_{MAX}} \left(\frac{d\sigma^m}{dE}(E_{bin}^{m'}) + \frac{d\sigma^m}{dE}(E_{bin}^{m'+1}) \right) \frac{\Delta E^{m'}}{2} N_n^{m'} \quad (2.37)$$

La méthode a d'abord été appliquée au flux des seuls protons avec un pas constant en énergie de 0.1 GeV entre 0.1 GeV et 100 GeV. Il apparaissait alors des oscillations à basse énergie à partir d'une centaine de g/cm² d'atmosphère traversée. Ces dernières allaient en s'amplifiant jusqu'à donner un spectre incohérent. Comme les termes source et la perte d'énergie par ionisation ont tendance à repeupler les basses énergie, c'est là que s'opère le conflit avec le terme d'absorption. Il s'est donc avéré que la précision en énergie était trop faible pour les variations du spectre. Cependant, on ne peut rétrécir le pas inconsidérément puisqu'il faut inverser une matrice de taille égale au nombre de pas en énergie au carré. En effet, diviser le pas par dix (i.e. le passer à 10 MeV) revient à inverser une matrice 10000 par 10000 ce qui devient prohibitif pour le temps de calcul ! De plus, il s'avère que l'on a pas besoin d'une telle précision à haute énergie. Un découpage logarithmique de l'énergie est le plus adapté et stabilise le programme.

2.2.3 Résultats et limitations

Flux de protons secondaires

Les flux de protons obtenus avec ce calcul ont été comparés à des résultats expérimentaux récents à plusieurs altitudes. Il s'agit de CAPRICE à 38.5 km (TOA) [84] et entre 5 et 29.9km [85], BESS à 2.7 km [86], ainsi que des mesures antérieures à 3.2 km [87] et au niveau de la mer [88]. On peut voir figure 2.14 la comparaison calcul-expériences. Les résultats sont en bon accord de la haute atmosphère jusqu'à environ 10 km. Les données expérimentales à 5.7 km présentant un aplatissement du flux à basse énergies, qui n'est pas présent dans les autres jeux de données, on peut douter de la forme du flux mesuré. Ceci laisse présager d'un écart moins important qu'il n'y paraît. On peut cependant voir que les flux plus profonds (c'est-à-dire à basse altitude) sont largement surestimés. On voit là apparaître les limitations d'une approche unidimensionnelle. La figure 2.16 représente la distribution des angles de production obtenue à partir des sections efficaces différentielles de production de proton. On peut voir qu'à basse énergie on ne peut plus se satisfaire d'un modèle de propagation rectiligne puisque les

2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche

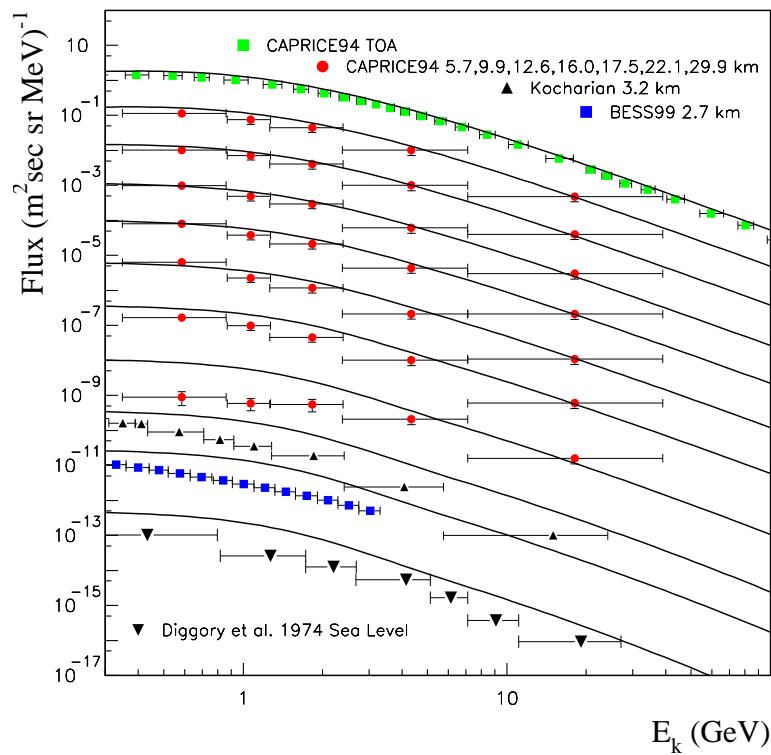


FIG. 2.14 – Comparaison des flux de protons calculés par équation de transport (en trait plein) et mesurés à différentes altitudes. Par soucis de clarté les flux sont multipliés par un facteur 10^{-i} pour le i -ème flux en partant de $i = 0$.

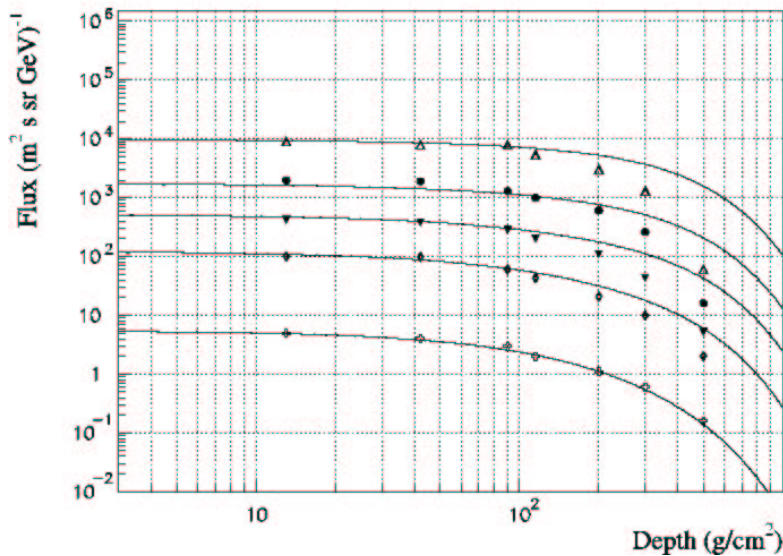


FIG. 2.15 – Comparaison des flux de protons calculés et mesurés par CAPRICE94 en fonction de l'altitude, pour différentes tranches d'impulsion, de haut en bas 1.23-1.55 GeV/c (x10), 1.55-2.00 GeV/c (x3), 2.00-3.20 GeV/c, 3.2-8. GeV/c, 8.-40. GeV/c.

2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche

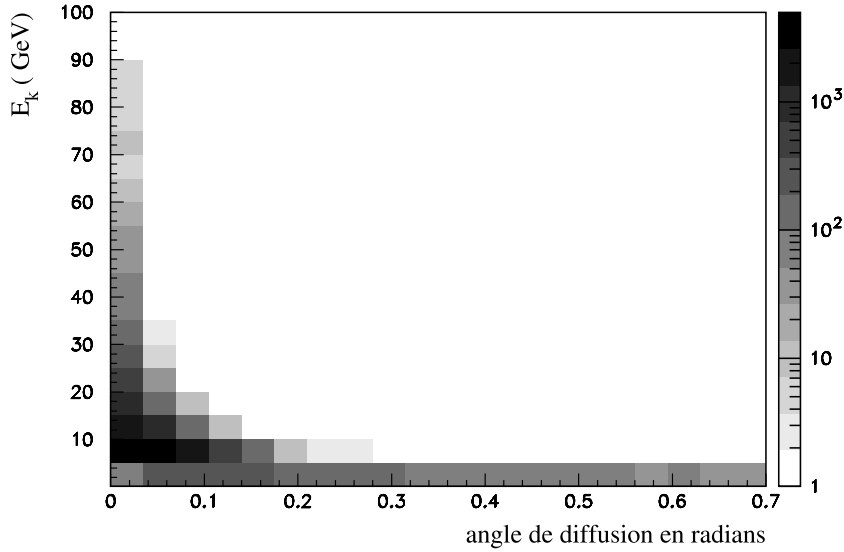


FIG. 2.16 – Distribution non normalisée de la multiplicité différentielle dans la réaction $pA \rightarrow pX$ en fonction de l’angle de diffusion et de l’énergie de la particule secondaire.

particules sont diffusées dans un cône de demi angle au somme d’au moins 0.7 radian, c’est-à-dire 40 degrés. Cet effet est visible sur la figure 2.15 ou les mêmes résultats pour CAPRICE94 sont présentés cette fois par tranches d’impulsion des protons. Les résultats du calcul à basse énergie s’éloignent des points expérimentaux au dessus de 100 g.cm^{-2} d’épaisseur résiduelle.

Une amélioration peut être apportée en considérant une épaisseur traversée effective calculée à partir d’une simulation Monte Carlo de propagation des particules dans l’atmosphère qui sera présentée en détail dans la section 3. Les valeurs correspondantes sont présentées sur le tableau 2.1. Une autre modification possible est le changement de la borne d’intégration θ_0 des sections efficaces différentielles.

En effet jusqu’à présent on a utilisé un angle limite $\theta_0 = 20^\circ$ c’est à dire $\cos \theta_0 = .95$. La figure 2.17 représente les flux calculés pour $\cos \theta_0 = .95$ avec une épaisseur traversée normale, et avec épaisseur corrigée et $\cos \theta_0 = .95$ ou $\cos \theta_0 = .97$.

Mais ici, même si l’on améliore l’accord avec les données à basse énergie, on surestime le flux à haute énergie.

L’approche par équation de transport reste du moins valable pour les flux de neutrinos atmosphériques car la production à basse altitude représente moins de 10% du flux total (et cette fraction décroît avec l’énergie du neutrino) [54]. Cette méthode à même été utilisée avec un certain succès pour des flux de protons à des altitudes comprises entre le niveau de la mer et 3200m [57]. Cependant, pour obtenir un accord convenable entre données et calcul il est nécessaire de se limiter aux angles zénithaux faibles et d’ajuster des paramètres (comme les fractions d’échange de charge entre neutrons et protons et la forme du spectre de diffusion inélastique des protons) pour coller aux points expérimentaux.

En ce qui concerne les antiprotons, les calculs peuvent être estimés correctes jusqu’à des altitudes de l’ordre de 10 km. En effet les flux de protons au dessus du seuil de production des antiprotons sont correctement estimés jusqu’à cette altitude (et ce d’autant plus qu’ils sont

2.2 Evaluation des flux atmosphériques : une première approche

altitude (km)	épaisseur (gcm^{-2})	épaisseur effective (gcm^{-2})
0.	1020.	1077
2.7	730.	794.
3.2	688	758
5.7	491	580
9.3	267	347
12.6	176	233
16.	104	129
17.5	82	98
22.1	40	43
29.9	12	14
38.6	3.6	3.6

TAB. 2.1 – Tableau de correspondance entre l'altitude de détection, l'épaisseur résiduelle, et l'épaisseur résiduelle effective

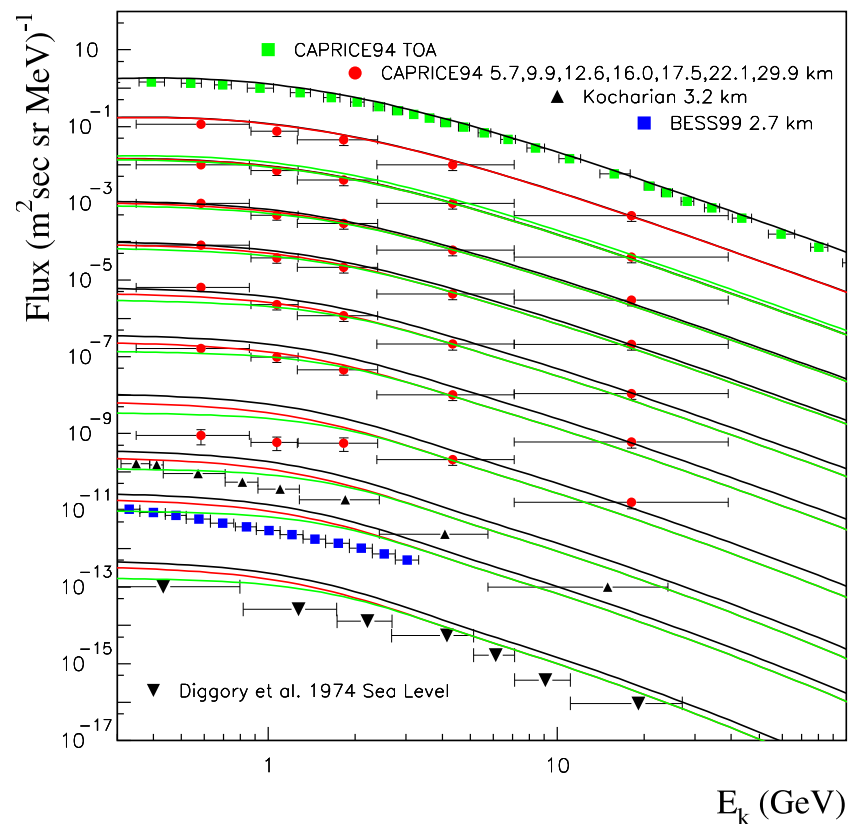


FIG. 2.17 – Comparaison des flux de protons calculés et mesurés à différentes altitudes, avec une épaisseur résiduelle normale (noire) et modifiée avec des angles d'intégration des sections efficaces différentielles tels que $\cos \theta = .95$ (gris foncé) et $\cos \theta = .97$ (gris clair).

d'énergie élevée comme on peut le voir sur la figure 2.15 alors que le seuil de production d'antiprotons est de 6.566 GeV (voir annexe A)).

On peut voir figure 2.18 une estimation du flux secondaire d'antiprotons obtenu avec cette méthode à haute altitude. Les résultats peuvent être améliorés en affinant le modèle, notamment en incluant les autres composantes du rayonnement primaire ($A > 1$) et la diffusion inélastique nonannihilante des antiprotons (qui est équivalente à une perte d'énergie) [82][83]. Cependant, pour les altitudes inférieures l'approche unidimensionnelle devient de moins en moins sûre. En effet, plus on va profond dans l'atmosphère, plus le nombre d'interactions augmente et moins l'approximation d'une diffusion uniquement vers l'avant est licite. Comme on peut le voir sur la figure 2.16 plus l'énergie est basse plus l'angle de diffusion est important. Or plus l'épaisseur traversée est importante plus il y aura de particules de basse énergie qui rendront l'hypothèse d'une diffusion vers l'avant injustifiée. D'autre part, le vol d'AMS01 a montré l'existence d'une composante secondaire de particules piégées dans le champs magnétique terrestre dont on ne peut rendre compte qu'avec une simulation Monte-Carlo tridimensionnelle (voir 3).

2.3 Particules piégées

Pour conclure ce chapitre notons que les particules secondaires créées dans les processus décrits précédemment peuvent être piégées dans le champ magnétique terrestre. En effet une particule créée avec un paramètre de Störmer $\gamma_1 > 1$ (voir figure 2.8) sera piégée puisque l'espace qui lui est accessible est confiné à une distance finie de la terre. La figure 2.19 présente la trajectoire typique d'une telle particule. Ce mouvement peut se décomposer en trois composantes périodiques que l'on peut voir figure 2.20, chacune associée à un invariant adiabatique, autrement dit une constante du mouvement [58]. Ceux-ci sont obtenus par intégration sur une période de chaque composante de l'impulsion canonique $\vec{P} = \vec{p} + q\vec{A}$ où \vec{p} est l'impulsion habituelle, q la charge de la particule et \vec{A} le potentiel vecteur du champ magnétique ambiant.

- La première composante, que l'on peut voir figure 2.20 gauche, correspond à l'enroulement de ces particules autour des lignes de champ et l'invariant est l'intégrale de \vec{P} sur une boucle et est proportionnel au moment magnétique créé par ladite boucle.
- Ensuite, les particules rebondissent sur ce qu'on appelle les points miroirs de la trajectoire, où l'intensité du champ magnétique augmente et repousse la boucle de courant formée par la particule. Le mouvement correspondant est visible figure 2.20 centrale. Ici l'invariant associé est l'intégrale de \vec{P} sur un rebond.
- Enfin, elles dérivent parallèlement à l'équateur. Cet effet est dû à la courbure des lignes de champ et à la décroissance radiale du champ magnétique et l'invariant associé est égal à l'intégrale de \vec{P} sur une dérive. Il correspond à la conservation du flux magnétique englobé par la trajectoire de la particule sur une dérive.

Ces trois mouvements ont des temps caractéristiques différents. La fréquence associée à la première composante n'est autre que la fréquence cyclotron relativiste. Pour un proton de 1 GeV à l'équateur, celle-ci est de l'ordre de 500 Hz. Les fréquences caractéristiques du rebond et de la dérive peuvent être obtenues en considérant l'intégrale du premier invariants adiabatique sur un mouvement entre deux points miroirs et l'intégrale du deuxième invariant sur une dérive [58](p.43 et p.49). Leurs valeurs pour un proton de 1 GeV sont respectivement de l'ordre de 10 Hz et 0.1 Hz. Ces processus de piégeage sont négligeables pour les expériences ballon et

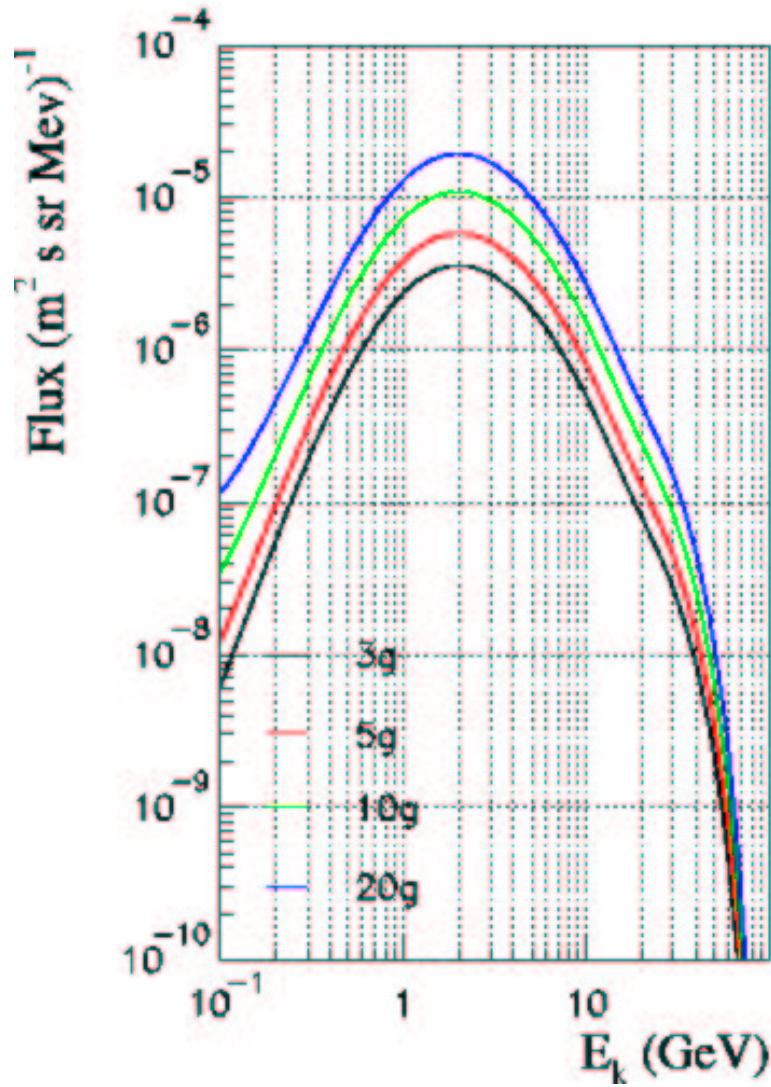


FIG. 2.18 – Flux secondaire d’antiprotons calculés avec l’équation de diffusion pour des épaisseur traversées de 3, 5, 10 et 20 g.cm⁻² de bas en haut

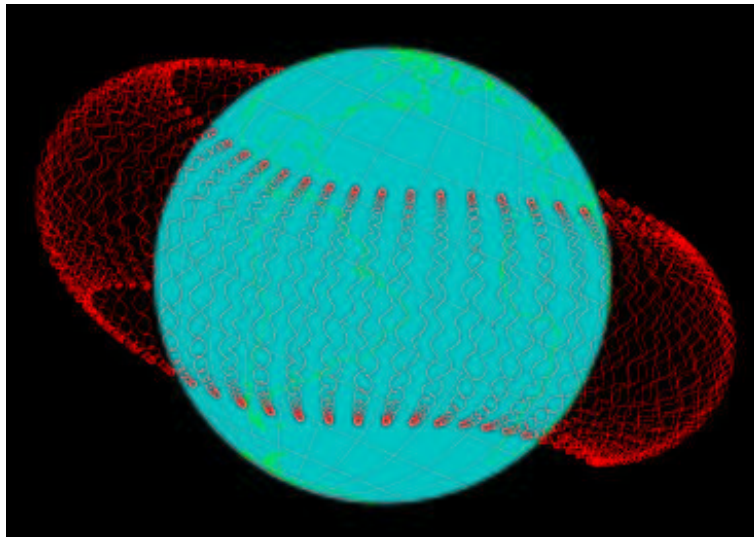


FIG. 2.19 – Trajectoire typique d'une particule piégée dans le champ magnétique terrestre.

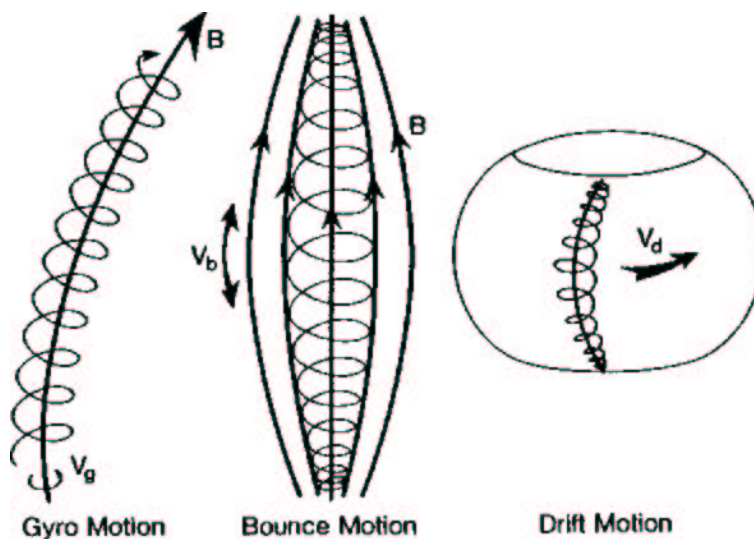


FIG. 2.20 – Les trois composantes du mouvement d'une particule piégée : enroulement autour des lignes de champ, rebond aux pôles et dérive.

2.3 Particules piégées

au sol mais deviennent importants pour les expériences satellites comme l'a montré la première phase d'AMS [59]. L'étude de ces particules nécessite donc une approche tridimensionnelle. Dans ce cadre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'antimatière secondaire piégée.

Chapitre 3

Etude de la production d'antimatière légère dans l'atmosphère

Une simulation Monte Carlo de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère a été développée par l'équipe AMS du LPSC pour expliquer les composantes secondaires de protons [59], électrons et positrons [61] et noyaux légers [60] détectées par AMS01 [62] sous la coupure géomagnétique. Elle a servi de base au travail qui va suivre, en y intégrant la production d'antinoyaux légers ainsi que les interactions inélastiques non-annihilantes, phénomène qui n'a encore jamais été inclus dans le calcul des flux de particules secondaires d'antimatière d'origine atmosphérique à l'altitude des satellites. Comme on l'a vu au premier chapitre, une grande partie des perspectives physiques de l'étude des rayons cosmiques, que ce soit pour la recherche d'antimatière primordiale ou la détection indirecte de matière sombre repose sur la mesure précise des flux de noyaux d'antimatière légers, et il faut donc connaître avec précision la quantité et les caractéristiques des antinoyaux produits dans l'atmosphère.

3.1 Principe de la simulation

3.1.1 Rayonnement primaire

Le rayonnement cosmique primaire est généré sur une sphère située à une distance suffisante pour que la densité atmosphérique soit négligeable, et au dessus de l'expérience la plus haute que l'on veut étudier, 500 km dans l'étude qui suit. Ce flux est généré homogène et isotrope¹. Cependant, comme on l'a vu au chapitre précédent, à cause du champ magnétique terrestre il existe des zones qu'une particule ne peut atteindre depuis l'infini, et cela dépend de sa direction, son énergie et sa position géographique. On vérifie donc en propageant les particules en sens inverse qu'elles atteignent bien l'infini. Le rayonnement primaire utilisé dans la suite est constitué de protons, héliums et noyaux plus lourds (du C au Fe). Les spectres en énergie sont ceux mesurés par AMS01 [62] pour les flux de p et He. Les flux des autres noyaux sont issus de [64] et les antiprotons d'un ajustement des données des expériences BESS et CAPRICE [40][84]. Leur énergie cinétique par nucléon est comprise entre 0.1 GeV et 10 TeV. La modulation solaire est prise en compte en utilisant le modèle de l'approximation du champ de force. Son effet est déterminé par le paramètre Φ (voir section 2.1.1) qui peut être fixé en fonction de l'époque que l'on veut simuler.

3.1.2 Propagation

Les particules sont ensuite propagées dans un modèle réaliste du champ magnétique terrestre [63] tout en interagissant avec l'atmosphère. Cette propagation est réalisée grâce à une méthode dite de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas adaptatif. Outre les particules présentes dans le rayonnement primaire citées plus haut et leurs antiparticules (jusqu'à l'antihélium), sont présents en tant que secondaires les neutrons et antineutrons, les photons, les mésons π^+ , π^- , π^0 , $K_{L,S}^0$, K^+ , K^- , les électrons et muons, leurs antiparticules ainsi que les neutrinos associés. La figure 3.1 résume le fonctionnement de la simulation. Le point crucial est la prise en compte du piégeage des particules de relativement basse énergie, notamment les secondaires, dans le champ magnétique

¹Ceci est équivalent à un flux homogène et isotrope à l'infini car le théorème de Liouville garantit une densité d'état constante dans l'espace de phase dans un champ conservatif, ce qui est le cas du champ magnétique.

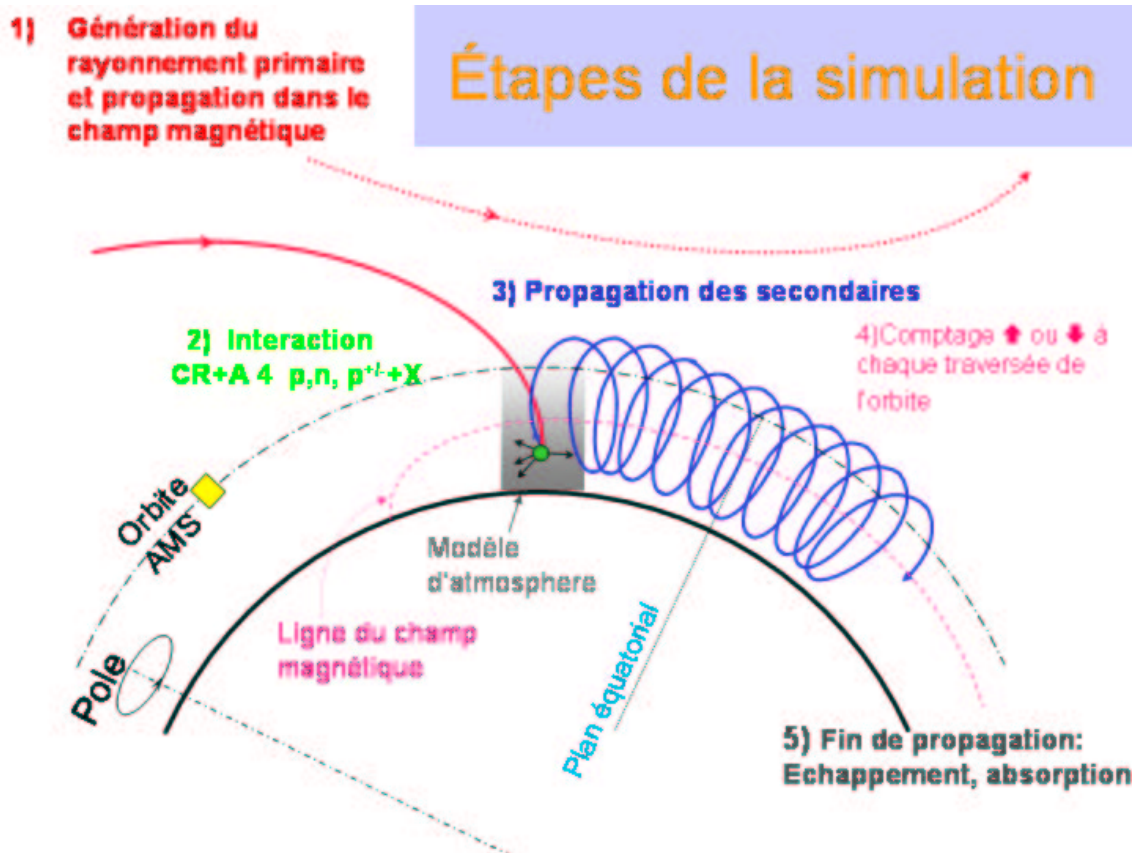


FIG. 3.1 – Schéma de principe du fonctionnement de la simulation Monte-Carlo.

3.1 Principe de la simulation

terrestre. Ce phénomène est particulièrement important car il augmente la multiplicité de détection de chaque particule puisque chacune traversera une surface d'altitude donnée un très grand nombre de fois. Or dans la simulation les particules sont considérées comme détectées à chaque fois qu'elle traversent une surface d'altitude correspondant à l'expérience étudiée. On distinguera ici les particules dirigées vers la Terre que nous appellerons zénithales des particules dirigées vers le ciel qualifiées d'albédo.

3.1.3 Interactions nucléaires

Comme on l'a vu au chapitre précédent, la production de particules dépend des sections efficaces. Dans la simulation, les sections efficaces totales d'interaction sont des formes fonctionnelles issues de l'ajustement des données expérimentales disponibles : [65] pour les protons et neutrons, [67] pour les héliums, deutériums et tritiums, [66][68] pour les antideuteriums et antitritiums et [70] pour les antiprotons et antineutrons. Les données étant assez disparates et peu abondantes pour les antiprotons, les paramétrisations disponibles peuvent présenter des différences allant jusqu'à 30%. Ici, le choix a été fait en se limitant aux données les plus récentes et en imposant que la section efficace totale de réaction des antiprotons rejoigne celle des protons à haute énergie [82] ce qui est une contrainte physique assez raisonnable (voir figure 3.2). L'ajustement donne comme paramétrisation :

$$\sigma_r(\bar{p}A) = \left(\frac{A}{12}\right)^{2/3} \left(257.8 + \frac{88.7}{E_k}\right) \text{ mbarn} \quad (3.1)$$

où E_k est l'énergie cinétique du \bar{p} en GeV.

Les sections efficaces inclusives différentielles de production sont quant à elles issues de l'ajustement de données expérimentales sur une version modifiée [72][73] de la formule analytique proposée dans [81] pour les protons et antiprotons. La section efficace différentielle de diffusion inélastique des protons prend en compte une contribution de diffusion profondément inélastique produisant des particules aux angles arrières et caractérisée dans [89] qui n'est pas significative dans les approches par équation de transport mais devient ici non négligeable du fait de la nature tridimensionnelle de la simulation. La production de noyaux et antinoyaux légers repose quant-à elle sur le modèle de coalescence [72] qui sera succinctement expliqué dans la section 3.3.

3.1.4 Calcul des flux

Le flux peut être calculé pour une altitude et un zone de latitude géomagnétique θ_m définie par ses bornes θ_{max} et θ_{min} . Il est obtenu en divisant le nombre de particules détectées entre ces latitudes géomagnétiques par la surface de la bande de latitude géomagnétique considérée et par le temps effectif de simulation. Ce dernier est calculé à partir du nombre de particules propagées et des flux primaires utilisés intégrés sur la surface de génération. Il est possible à ce stade de définir une acceptation angulaire propre à un détecteur particulier grâce à l'angle zénithal θ_z des particules incidentes. Celui-ci est défini comme l'angle que fait la trajectoire de la particule avec la verticale. Ainsi une particule sera zénithale pour $0 < \theta_z < \pi/2$ et albédo pour $\pi/2 < \theta_z < \pi$.

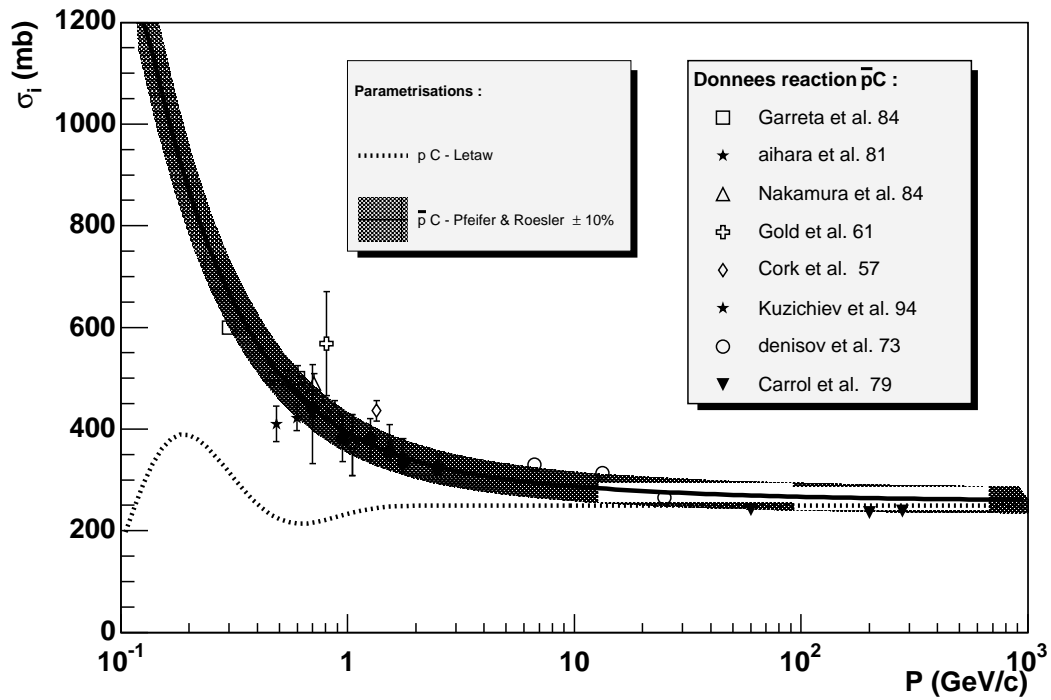


FIG. 3.2 – Sections efficaces totales de réaction des protons et antiprotons sur carbone. La section efficace totale de réaction est la paramétrisation de Letaw et al. [65]. Celle des antiprotons est la paramétrisation réajustée sur les donnée inspirée de [82] (voir l'équation 3.1). Elle est présentée avec une marge de $\pm 10\%$.

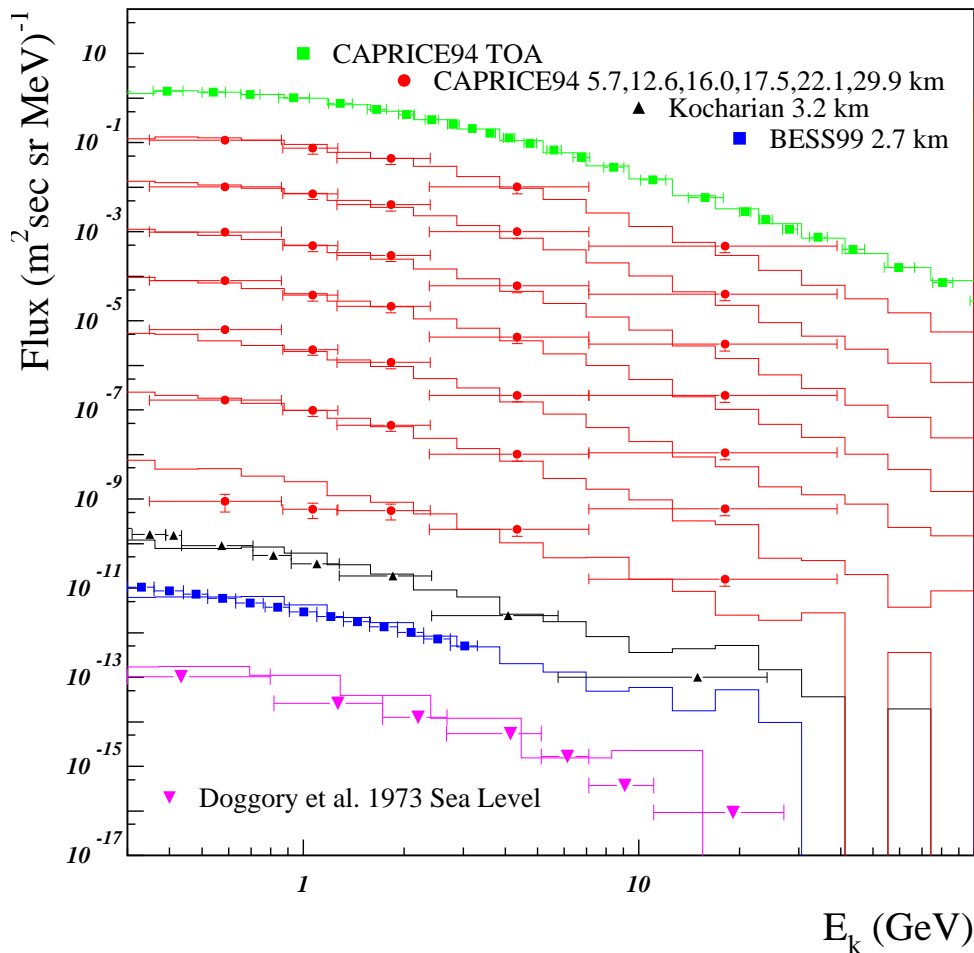


FIG. 3.3 – Comparaisons des flux de protons secondaires simulés avec les résultats expérimentaux à diverses altitudes. Les flux sont multipliés par les mêmes facteurs que sur la figure 2.14 à savoir 10⁻ⁱ pour le i-ème flux en partant de i = 0.

3.1.5 Comparaison sur les flux de protons secondaires

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, l'approche par équation de diffusion est incapable de reproduire les flux de protons secondaires à toutes les altitudes. On a avancé comme hypothèse que cela était dû à sa nature unidimensionnelle. La figure 3.3 [74] montre le résultat de la simulation en utilisant les mêmes sections efficaces que celles qui ont été utilisé au paragraphe 2.2.3 pour l'approche par équation de transport, comparé au mêmes jeux de données expérimentales. On peut observer un très bon accord, même au niveau de la mer. Insistons qu'ici est prise en compte dans la section efficace différentielle de la réaction $p + A \rightarrow p + X$ une composante profondément inélastique. Or cette dernière produit des particules vers les angles arrières et se trouve donc exclue de l'approche unidimensionnelle. Comme on peut le voir l'approche par simulation permet de reproduire les flux expérimentaux sur un très large éventail d'altitudes sans avoir recours à des paramètres d'ajustement arbitraires, contrairement à l'ap-

proche par équation de transport.

3.2 Les antiprotons atmosphériques

Les antiprotons, s'il ne sont plus les candidats privilégiés pour la détection indirecte de matière sombre restent intéressants à étudier. Le fait qu'ils soient majoritairement produits dans l'interaction du rayonnement primaire avec le milieu interstellaire en fait une très bonne sonde des modèles de propagation galactique. En particulier, la compatibilité entre les flux de noyaux (en particulier le rapport B/C) et d'antiprotons n'est toujours pas assurée dans les modèles actuels [75]. Il est donc indispensable de connaître avec précision le flux d'antiprotons créés dans l'atmosphère.

3.2.1 La composante tertiaire

Contrairement à ce qui a été supposé dans la partie 2.2, un antiproton interagissant avec un noyau atmosphérique peut subir autre chose qu'une diffusion élastique où une annihilation. Celui-ci peut exciter une résonance du noyau cible et ressortir de la collision dans son état fondamental, mais en ayant transféré de l'énergie au noyau cible. Cette interaction est importante car elle aplatit le spectre des antiprotons secondaires en repeuplant les basses énergies, là où l'on attend un hypothétique signal exotique. C'est pourquoi tous les modèles actuels de production d'antiprotons secondaires la prennent en compte, qu'il s'agisse de production galactique [76] ou atmosphérique [82][83]. Nous qualifierons dans la suite de tertiaire la composante de particules ayant subi cette interaction.

Section efficace d'interaction inélastique non-annihilante

Tout d'abord il faut connaître la section efficace d'interaction inélastique non annihilante σ_{na} définie comme :

$$\sigma_{na} = \sigma_r - \sigma_a \quad (3.2)$$

où σ_r est la section efficace totale de réaction et σ_a est la section efficace d'annihilation qui sont mieux connues. Pour σ_r , on utilise la forme fonctionnelle ajustée sur des données expérimentales de la réaction antiproton sur Carbone [70] discutée dans le paragraphe 3.1.3. Pour la section efficace d'annihilation σ_a , vu le manque de données expérimentales dans les réactions antiprotons-noyau, l'habitude (voir [82][83]) est d'utiliser les résultats des réactions antiproton-proton de la manière suivante :

$$\sigma_a(\bar{p}N) = A^{2/3}\sigma_a(\bar{p}p) \quad (3.3)$$

où A est le numéro atomique du noyau cible, ce qui constitue l'approximation du disque noir. La paramétrisation généralement utilisée pour $\sigma_a(\bar{p}p)$ est celle de Tan&Ng [90]. Le problème est que les quelques données expérimentales d'annihilation sur carbone ne suivent pas la loi du disque noir (voir figure 3.4). D'autre part, la paramétrisation utilisée habituellement pour l'annihilation passe au dessus des données de section efficace totale de réaction à basse énergie ce qui n'est pas physique. Ceci peut s'expliquer si l'on considère un modèle eikonal [69] simplifié des interactions intranucléaires.

3.2 Les antiprotons atmosphériques

L'antiproton incident rencontre en moyenne $A^{1/3}$ nucléons dans le noyau cible. En effet, l'épaisseur du noyau cible moyennée sur le paramètre d'impact est :

$$\langle d \rangle = 2 \times \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{\pi/2} \pi R^3 \sin \theta \cos^2 \theta d\theta = \frac{4R}{3} \quad (3.4)$$

où $R = r_0 A^{1/3}$ est le rayon du noyau cible et r_0 le rayon d'un nucléon. Ainsi, traverser un noyau sphérique de rayon R revient en moyenne à traverser un cylindre de longueur $\langle d \rangle = \frac{4}{3} r_0 A^{1/3}$ et section πR^2 . L'épaisseur moyenne traversée est donc de $A^{1/3}$ nucléons.

Pour $A = 8$ on a déjà l'équivalent de deux nucléons à traverser. Dans ce cas, la probabilité d'annihilation devient la somme de la probabilité d'annihilation dans le premier nucléon et de la probabilité d'annihilation dans le second en ayant "survécu" au premier. C'est-à-dire :

$$p_a(\bar{p}A) = p_a(\bar{p}p) + p_{n.a.}(\bar{p}p) \frac{1}{E_i} \int_0^{E_i} p_a(\bar{p}p) dE_f \quad (3.5)$$

où E_i et E_f sont les énergies respectivement initiales et finales de l'antiproton après une première diffusion et où l'on suppose un spectre plat pour cette première diffusion non annihilante (ce qui est le cas dans la littérature [90][76][82][83]). Les probabilités sont définies comme :

$$p_a = \frac{\sigma_a}{\sigma_r} \text{ et } p_{n.a.} = \frac{\sigma_r - \sigma_a}{\sigma_r} \quad (3.6)$$

On peut voir figure 3.4 que ce modèle simpliste colle beaucoup mieux aux données. Dorénavant, on utilisera une nouvelle forme fonctionnelle inspirée de $\sigma_r(\bar{p}p)$ mais dont les coefficients ont été réajustés sur les données de [70] :

$$\sigma_a(\bar{p}A) = A^{2/3} 0.661 (1 + .0036 E_k^{-0.774} - .902 E_k^{0.0151}) \quad \text{barn} \quad (3.7)$$

On peut voir figure 3.4 cette nouvelle paramétrisation superposée aux données. Le coefficient $A^{2/3}$ permet ici de passer de $A = 12$ à $A = 14.58$ en moyenne dans l'air, en supposant que la différence du nombre moyen de nucléons traversés a une influence minimale ($\Delta A^{1/3} = 0.15 \ll 1$).

Section efficace différentielle d'interaction inélastique non annihilante

D'autre part, comme on veut faire une simulation tridimensionnelle, il est important de connaître la distribution des angles de diffusion. C'est-à-dire que nous devons connaître la section efficace différentielle. Les travaux précédents, qu'ils s'intéressent aux antiprotons galactiques ou atmosphériques, étant basés sur des modèles de diffusion ne considèrent que l'approximation d'un spectre uniforme en énergie sans dépendance angulaire. Cette approximation vient du fait que le comportement ne doit pas être très différent de ce qui se passe dans les réactions $p + A \rightarrow p + X$. Vu le manque de données expérimentales nous allons faire un raisonnement équivalent avec les sections efficaces différentielles en supposant que la dépendance angulaire est la même que dans la diffusion inélastique des protons. Cela nous donne [72] :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\bar{p}A \rightarrow \bar{p}X) = \frac{\sigma_{na}(\bar{p}A)}{\sigma_r(pA)} E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(pA \rightarrow pX) \quad (3.8)$$

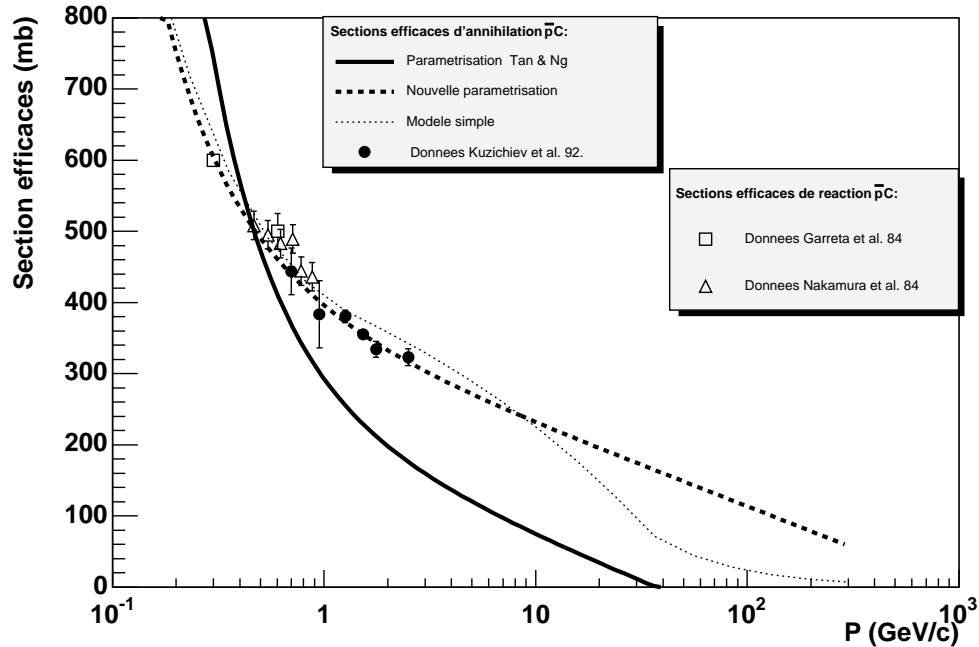


FIG. 3.4 – Paramétrisations et données de sections efficaces d’annihilation dans la réaction $\bar{p}^{12}\text{C}$. Les données de section efficace totale de réaction à basse énergie sont aussi présentées, là où section efficace d’annihilation et de réaction se rejoignent.

Il faut cependant noter que la section efficace différentielle $p + A \rightarrow p + X$ est légèrement différente de celle utilisée pour les protons. En effet, dans ce dernier cas est prise en compte la diffusion profondément inélastique [89]. Cette dernière rend compte de la diffusion de nucléons “thermalisés” dans le noyaux cible. Dans le cas d’antiprotons, la probabilité que ceux-ci se soient annihilés est importante. Nous ne prendrons donc pas en compte cette composante. Ceci reste cependant une approximation car ce phénomène dépend de l’énergie de l’antiproton incident et une étude plus détaillée du phénomène reste à faire.

3.2.2 Résultats

Une fois tous ces ingrédients implantés dans la simulation, les flux attendus à 2770 m, 38 km et 400 km d’altitude ont été calculés.

Antiprotons à 2700 m d’altitude

L’expérience ballon BESS a récemment pris des données sur une montagne à 2770 m d’altitude [79]. Cela permet de n’avoir que des antiprotons secondaires puisque l’on a une épaisseur résiduelle de l’ordre de 930 g/cm^2 ce qui représente environ une dizaine de longueurs d’interactions. Les résultats de la simulation sont présentés figure 3.5 avec les résultats de l’expérience. Comme on peut le voir les flux calculés sont légèrement inférieurs aux flux expérimentaux, d’un facteur 30% environ. Cependant, les sections efficaces de réaction ne sont pas bien connues et

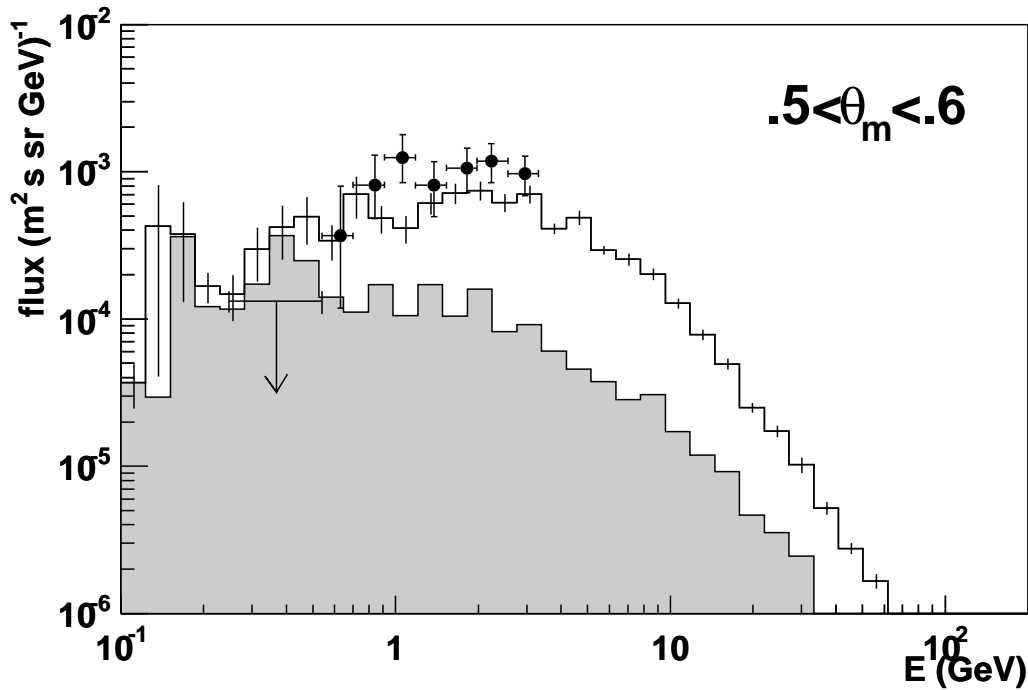


FIG. 3.5 – Flux différentiels zénithaux d’antiprotons secondaires et tertiaires (en gris) à 2770 m calculés (histogrammes) comparés aux données de BESS [79].

sont peu contraintes par les données expérimentales. Or à cette profondeur on y est très sensible puisque l’on est à une dizaine de longueurs d’interaction. Les résultats s’il ne sont pas mauvais soulignent notre piètre connaissance des sections efficaces.

Antiprotons à 38 km d’altitude

La figure 3.6 présente les flux différentiels secondaires et tertiaires détectables à 38 km à la latitude de Lynn Lake au nord du Canada par un détecteur d’acceptance semblable à celle de l’expérience BESS98[77] dont le flux TOA est présenté. La ligne continue sur la figure est la solution de l’équation de transport par [83] qui a été utilisée par BESS pour corriger les flux détectés des secondaires atmosphériques. La différence de flux entre les deux méthodes d’estimation des secondaires atmosphériques provient essentiellement des paramétrisations des phénomènes nucléaires. Par exemple, les sections efficaces inélastiques des antiprotons utilisées par [83] sont les mêmes que celles des protons et la section d’annihilation est normalisée sur celle de la réaction $\bar{p}p$ ce qui n’est pas notre cas (voir la section 3.2.1). A cette altitude, l’épaisseur résiduelle de matière au dessus du détecteur est de 5 g/cm^2 . Cela correspond à 6% de la longueur d’interaction des protons dans l’air (83 g/cm^2). Les particules secondaires détectées auront donc été créées majoritairement lors de la première interaction du rayonnement primaire. Nous sommes donc ici surtout sensibles aux sections efficaces de production d’antiprotons.

Pour la même raison, la composante tertiaire vient presque entièrement d’antiprotons galactiques. Comme on peut le voir figure 3.6, celle-ci n’est véritablement sensible qu’en dessous de 300 MeV. Il s’avère donc que la composante tertiaire ne joue pas un rôle très important dans les

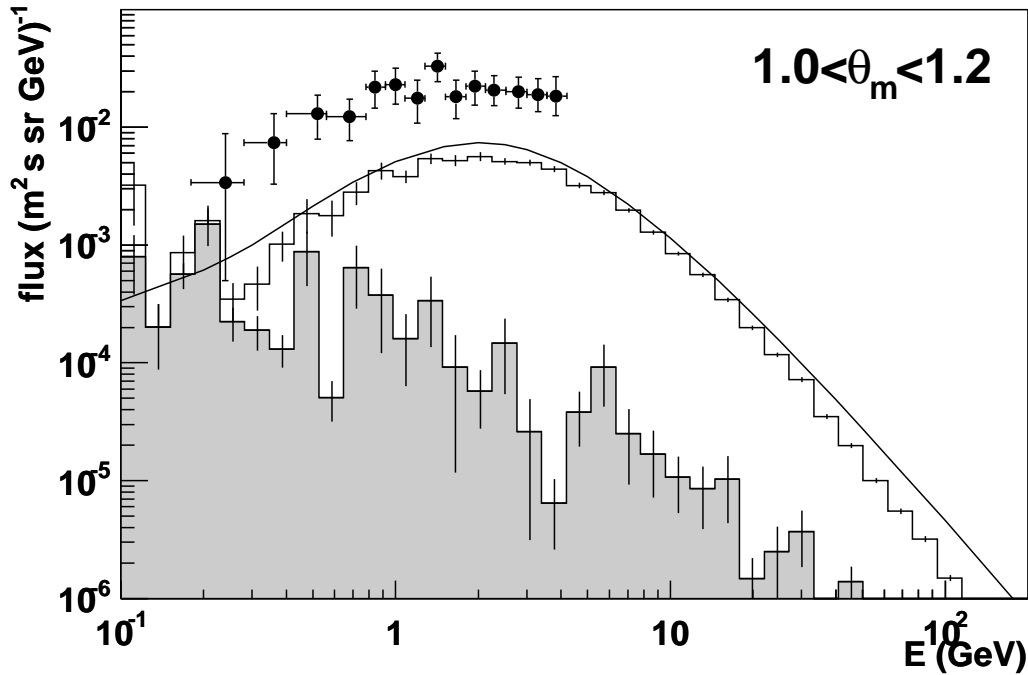


FIG. 3.6 – Flux différentiels zénithaux d’antiprotons secondaires (histogramme) et tertiaires issus de la simulation (histogramme gris) à 38 km comparés aux données TOA de BESS98 [77](cercles pleins) et les flux atmosphériques estimés par [83] (ligne continue) par résolution de l’équation de transport.

flux atmosphériques à cette altitude.

Autre caractéristique, il n’y a pas à cette altitude de composante albédo significative. Comme on peut le voir sur la figure 3.7, celle-ci est principalement constituée de particules tertiaires. Cela est compréhensible car ces particules étant de plus basse énergie elle sont plus facilement piégées dans le champ magnétique terrestre. On pourrait imaginer contraindre les paramètres nucléaires en détectant cette composante. Mais comme on peut le voir sur la figure 3.7 ces particules se situent en dehors de l’acceptance des expériences ballon actuelles qui ne dépasse pas 20° . En effet, cela correspond à des angles zénithaux $\theta_z > .28$, alors que les particules albédo se situe comme on peut le voir sur la figure 3.7 à $\pi/2 < \theta_z < .25$.

Antiprotons à 400 km d’altitude

Il n’en va pas de même à 400 km d’altitude. On peut voir sur les figure 3.8 et 3.9 les flux d’antiprotons atmosphériques respectivement zénithaux et albédo pour plusieurs latitudes géomagnétiques. On remarquera que ces particules ne sont présentes qu’à des énergies inférieures à la coupure géomagnétique dont les valeurs pour plusieurs latitudes sont présentées sur le tableau 3.1. Ceci n’est pas surprenant car inhérent au mécanisme de piégeage magnétique. En effet ce dernier sélectionne des particules de rigidité assez faible pour que le rayon de courbure de leur trajectoire soit assez petit pour qu’elles puissent remonter et être piégées sans être absorbées dans les couches inférieures de l’atmosphère.

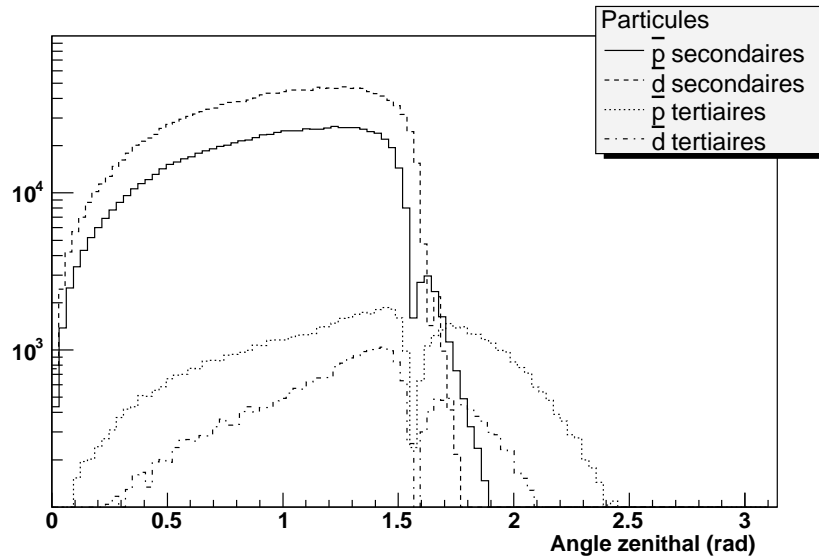


FIG. 3.7 – Angle zénithal des particules secondaires et tertiaires présentes à 38 km d'altitude. L'échelle en ordonnée est arbitraire et n'est significative que pour une particule donnée.

D'autre part les flux d'antiprotons d'origine atmosphérique diminuent quand la latitude géomagnétique augmente. Cela vient du fait, visible sur les figures 2.8 du chapitre précédent, que les pôles magnétiques sont des zones très peu accessibles voire interdites aux particules piégées et semipiégées. Ces antiprotons sont donc intrinsèquement très différentes des secondaires que l'on peut détecter à 38 km (voir section 3.3.3). Cette particularité est très importante car elle va permettre de distinguer ces particules des antiprotons galactiques qui sont quant à eux tous au-dessus de la coupure géomagnétique et donc les plus nombreux aux grandes latitudes comme on peut le voir sur le dernier graphique de la figure 3.8 où sont indiqués les flux TOA de l'expérience BESS99[78].

Autre point remarquable, la composante tertiaire est dominante, et ce de manière croissante avec la latitude. A posteriori cela n'est pas si surprenant. En effet, le piégeage magnétique sélectionne les particules de basse énergie et la diffusion inélastique non annihilante est équivalente à une perte d'énergie. Des antiprotons produits trop énergétiques pour être piégés vont pouvoir l'être si ils subissent cette diffusion. Cette étude montre donc qu'il est indispensable de prendre en compte la composante tertiaire pour toute estimation des flux d'origine atmosphérique à l'altitude des satellites.

Ces deux points, vu le nombre non négligeable de particules atmosphériques prévues pour une expérience comme AMS02 devraient permettre de vérifier la justesse des modèles de production et d'interaction des antiprotons. Les différentes contributions au flux total pour un an de prise de donnée d'AMS02 sont présentées dans le tableau récapitulatif 3.2.

3.2 Les antiprotons atmosphériques

θ_m en rad.	Rigidité (en GV)	$A/Z = 1$ (\bar{p})	$A/Z = 3/2$ (3He)	$A/Z = 2$ (${}^4He, d$)	$A/Z = 3$ (\bar{t})
0.2	9.	9.	6.	4.5	3.
0.5	6.	6.	4.	3.	2.
0.8	2.5	2.5	1.7	1.25	0.75
1.2	.5	.5	0.3	0.25	0.17

TAB. 3.1 – Coupure géomagnétique en énergie cinétique par nucléon (en GeV/n) pour les différentes particules étudiées et pour différentes latitudes géomagnétiques.

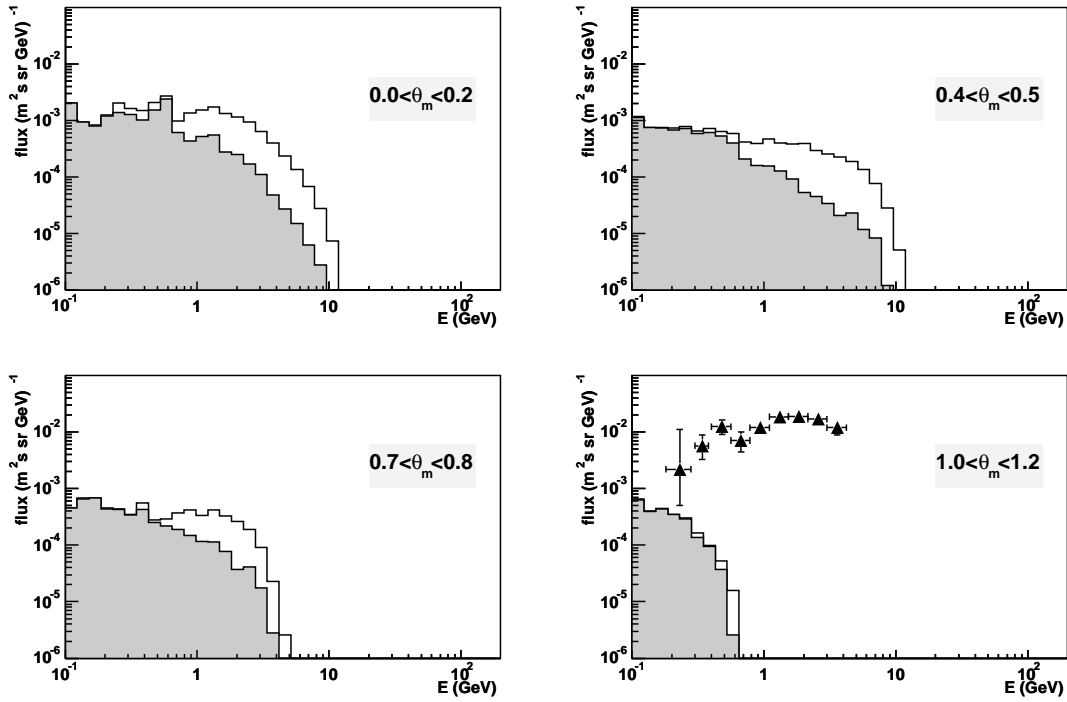


FIG. 3.8 – Flux différentiels zénithaux d'antiprotons secondaires et tertiaires (en gris) calculés à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques θ_m . Les triangles pleins représentent les données TOA de l'expérience BESS99[78].

Flux (an ⁻¹)	\bar{p} total	\bar{p} secondaire	\bar{p} tertiaire	\bar{d} total	\bar{d} secondaire	\bar{d} tertiaire
zénithal	1.5×10^5	5.6×10^4	9.8×10^4	.81	.23	.58
albédo	1.8×10^5	5.4×10^4	1.2×10^4	.86	.25	.61

TAB. 3.2 – Flux intégraux d'antiprotons et antideutons créés dans l'atmosphère et détectables en un an par AMS02 à 400 km d'altitude.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

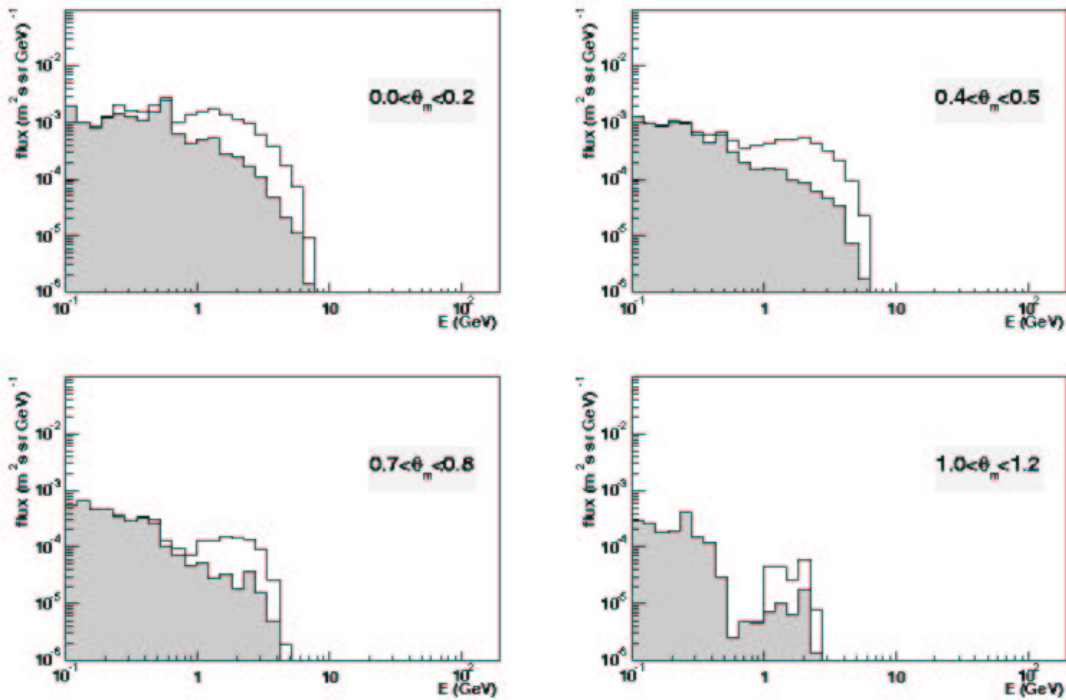


FIG. 3.9 – Flux différentiels albédo d'antiprotons secondaires et tertiaires (en gris) à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques θ_m .

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

3.3.1 Antideutons

Si les antiprotons se révèlent une sonde moins attirante des modèles supersymétriques, les antideutons quant à eux gardent un certain attrait comme nous l'avons vu au premier chapitre. C'est pourquoi il est tout aussi nécessaire de déterminer la composante atmosphérique. Comme pour les antiprotons nous avons pris en compte la diffusion inélastique non annihilante. Cela est important car les signaux exotiques seront cherchés à basse énergie et ce phénomène repeuple justement cette région. D'autre part nous avons inclus la production d'antinoyaux légers dans l'interaction des antiprotons avec l'atmosphère. En effet ce canal s'est montré non négligeable dans les estimations de secondaires galactiques [72][34]. La production proprement dite d'antimatière légère sera traitée dans le cadre du modèle de coalescence.

Le modèle de coalescence

Ce modèle a été développé dans les années soixante pour rendre compte de la production de fragments légers dans les collisions nucléaires [80] et a été utilisé avec succès pour expliquer les flux d' He atmosphériques détectés par AMS01 [60]. Pour simplifier, la coalescence revient à considérer que la probabilité de formation d'un antideuton est proportionnelle à la probabilité de former un antiproton et un antineutron à l'intérieur d'une sphère de rayon p_0 (dit rayon

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

de coalescence) dans l'espace des impulsions et ce dans le référentiel du centre de masse des deux antinucléons. On considère dans ce modèle que la section efficace de production d'un antineutron est égale à celle de production d'un antiproton. Ce modèle peut-être généralisé à la production d'antinoyaux légers [72]. La multiplicité différentielle invariante de Lorentz de production d'un antinoyau \bar{A} prend alors la forme :

$$\gamma \frac{d^3 N_{\bar{A}}}{dp^3} = \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3\right)^{A-1} (\gamma \frac{d^3 N_{\bar{p}}}{dp^3})^A \quad (3.9)$$

où γ est le facteur de Lorentz de la particule produite et A le nombre d'antinucleons à créer. Ceci peut se mettre sous la forme de la section efficace différentielle :

$$E_{\bar{A}} \frac{d^3 \sigma_{\bar{A}}}{dp_A^3} = \sigma_r^{1-A} \left(\frac{m_A}{m_p}\right) \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3\right)^{A-1} E_{\bar{p}} \frac{d^3 \sigma_{\bar{p}}}{dp_p^3} \quad (3.10)$$

Le rayon de coalescence utilisé dans la suite été ajusté sur des données expérimentales de la réaction $p + A \rightarrow \bar{d} + X$ [72]. Il est estimé à $p_0 = 79$ GeV/c. Cette valeur est de l'ordre de 30% supérieure à la valeur communément utilisée, par exemple dans les calcul de flux de \bar{d} primaires galactiques [91]. Cette différence peut paraître faible mais il ne faut pas oublier que le rayon de coalescence entre à la puissance $3(A - 1)$ dans la section efficace de production d'un antinoyau \bar{A} et donc au cube pour la production d'un \bar{d} .

Interaction inélastique non annihilante

Cette interaction est responsable de l'existence d'une composante de repeuplement à basse énergie que nous appellerons composante tertiaire. Etant donné le manque de donnée expérimentales, la forme de la section efficace inélastique non annihilante utilisée ici vient de l'ajustement d'une forme fonctionnelle sur des données expérimentales de la réaction $\bar{p} + d \rightarrow d + X$, réaction conjuguée de $\bar{d} + p \rightarrow \bar{d} + X$ [72]. Pour passer à la section efficace de la diffusion $\bar{d} + A \rightarrow \bar{d} + X$ tout en tenant compte des effets intranucléaires évoqués plus haut pour les antiprotons, nous ferons l'hypothèse suivante :

$$\frac{\sigma_{na}(\bar{p}A)}{\sigma_{na}(\bar{p}p)} = \frac{\sigma_{na}(\bar{d}A)}{\sigma_{na}(\bar{d}p)} \quad (3.11)$$

En faisant la même hypothèse sur la dépendance angulaire de la section efficace différentielle que pour les antiprotons², la paramétrisation de la section efficace différentielle non annihilante sera :

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}(\bar{d} + A \rightarrow \bar{d} + X) = \frac{\sigma_{na}(\bar{d}p) \sigma_{na}(\bar{p}A)}{\sigma_{na}(\bar{p}p) \sigma_r(pA)} E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}(p + A \rightarrow p + X) \quad (3.12)$$

Canaux de production

Outre la réaction $p + A \rightarrow \bar{d} + X$, le canal $\bar{p} + A \rightarrow \bar{d} + X$ a été pris en compte. En effet, celui-ci se révèle non négligeable à basse énergie notamment pour les antideutons galactiques [34]. Ceci vient du fait que l'on considère dans la production le phénomène où l'antiproton

²on suppose donc que la forme est la même que pour la diffusion $pA \rightarrow pX$.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

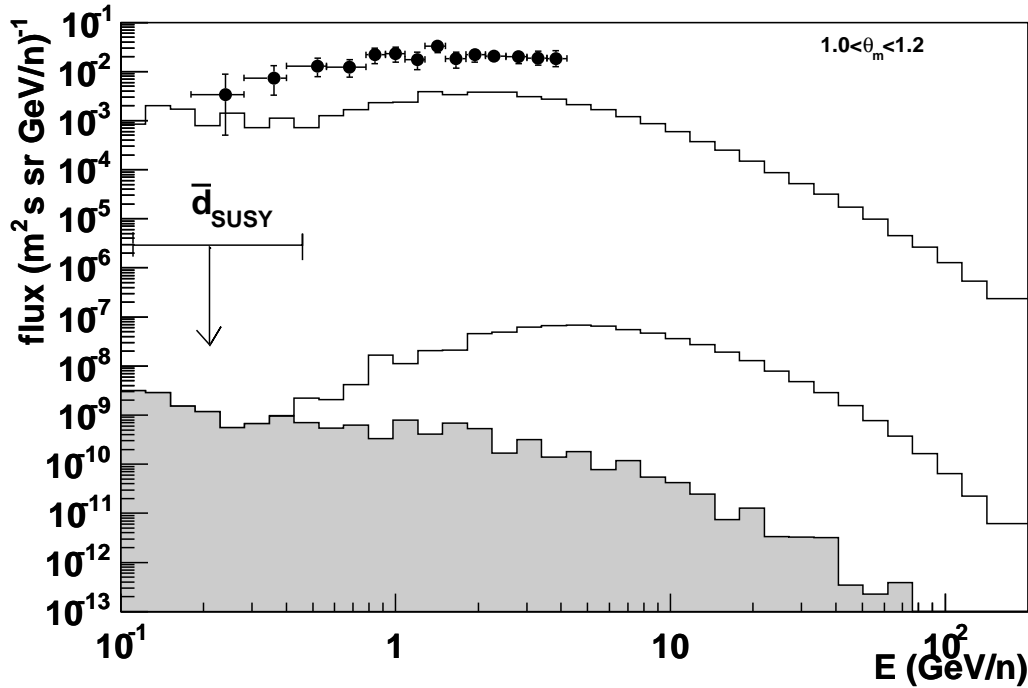


FIG. 3.10 – Flux différentiels zénithaux d'antideutons secondaires (histogramme bas) et tertiaires (histogramme gris) à 38 km avec en haut les flux expérimentaux (cercle pleins) et calculés (histogramme haut) d'antiprotons correspondant à l'expérience BESS98[77]. La limite supérieure des flux de \bar{d} issus de l'annihilation de matière sombre supersymétrique notés \bar{d}_{SUSY} est tirée de [91].

diffuse de manière inélastique non annihilante et que l'on a à produire qu'un seul antinucléon au lieu de deux. Ce phénomène ne peut pas être négligé car comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2, il existe une composante non négligeable d'antiprotons secondaires qui sont donc susceptibles de créer des antideutons.

Antideutons à 38 km d'altitude

Le résultat de la simulation pour une altitude de 38 km superposé avec les flux expérimentaux et calculés d'antiprotons de la section précédente est présenté sur la figure 3.10. La limite supérieure des flux d'antideutons issus de matière sombre supersymétrique [91] est présentée pour indication. Le spectre présente la même forme que celui d'antiprotons mis à part le maximum décalé vers les hautes énergies du fait du seuil de production des antideutons plus élevé (voir annexe A). On peut noter qu'à cette altitude les tertiaires sont encore moins importants que pour les antiprotons ce qui est compréhensible puisque il n'y a pas d'antideutons primaires dans la simulation. D'autre part il n'y a eu en générale qu'une seule interaction. On a donc un rapport des flux atmosphériques $\bar{d}/\bar{p} \sim 1.5 \times 10^{-5}$ qui correspond au rapport de production.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

Antideutons à 400 km d'altitude

Les flux zénithaux d'antideutons atmosphériques à l'altitude d'AMS sont présentés sur les figures 3.11 et 3.12. La première représente les flux zénithaux. Ceux-ci ont les mêmes caractéristiques que les flux d'antiprotons. En effet le spectre des particules atmosphériques se situe dans une gamme d'énergie inférieure à la coupure géomagnétique³ dont on peut voir les valeurs sur le tableau 3.1. D'autre part la composante tertiaire est encore plus dominante que pour les antiprotons. Les particules détectées à haute latitude sont ainsi quasi exclusivement tertiaires ce qui montre encore que l'inclusion de l'interaction inélastique non annihilante est comme pour les antiprotons indispensable au calcul des flux d'origine atmosphérique.

Le fait que comme pour les \bar{p} les flux ne soient significatifs qu'à basse latitude géomagnétique est important. Ainsi, les particules atmosphériques ne seront pas trop gênantes pour la recherche de signaux primaires exotiques comme on peut le voir sur le graphique à haute latitude. En effet, les signaux d'antideutons supersymétriques étant important à basse énergie, il seront recherché à haute latitude où la coupure géomagnétique ne les effacera pas. Le flux calculé dans [91] par exemple est de l'ordre de $10^{-6} \text{ (m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1}$ entre 0.1 et 0.5 GeV par nucléon ce qui le situe entre trois et quatre ordres de grandeurs au dessus du signal atmosphérique à haute latitude. De même le flux des antideutons secondaires galactiques (voir figure 3.18) pourra être distingué du flux d'origine atmosphérique.

Comme pour les antiprotons, la détection d'antideutons atmosphériques pourrait permettre de placer des contraintes sur les modèles nucléaires même si ces dernières seraient plus lâches que pour les antiprotons vu le faible nombre de particules attendues dans AMS02 comme on le voit dans le tableau 3.2. Il serait d'ailleurs ici intéressant de détecter les particules albédo ce qui permettrait de doubler la statistique.

3.3.2 Antinoyaux légers ($A=3$ et $A=4$)

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, l'étude de l'asymétrie matière-antimatière de l'Univers grâce au rayonnement cosmique chargé se fait à travers la recherche d'antihélium primordial. Les antinoyaux légers \bar{t} , ${}^3\bar{H}e$ et ${}^4\bar{H}e$ (de numéro atomique $A = 3$ et $A = 4$) ont donc aussi été intégrés dans la simulation. Pour leur production, on a utilisé le modèle de coalescence (voir 3.10), avec le même rayon de coalescence que pour les antideutons. On remarquera qu'ici la production d'un \bar{t} est équivalente à celle d'un ${}^3\bar{H}e$ et que l'on s'attend par conséquent à des flux comparables comme c'est le cas pour les secondaires galactiques. Comme pour les antideutons, la production à partir d'un antiproton incident a été prise en compte. Par contre la composante tertiaire a été négligée. Cette approximation est moins importante que pour les \bar{p} et \bar{d} car les flux sont extrêmement faibles. Le calcul est surtout ici indicatif et sert à contraindre les limites que l'on pourra mettre grâce aux expériences satellites sur l'existence d'antimatière primordiale.

³ mis à part pour les flux albédo polaires qui de toute façons sont obligatoirement d'origine atmosphérique et seront donc aisément identifiés comme tels.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

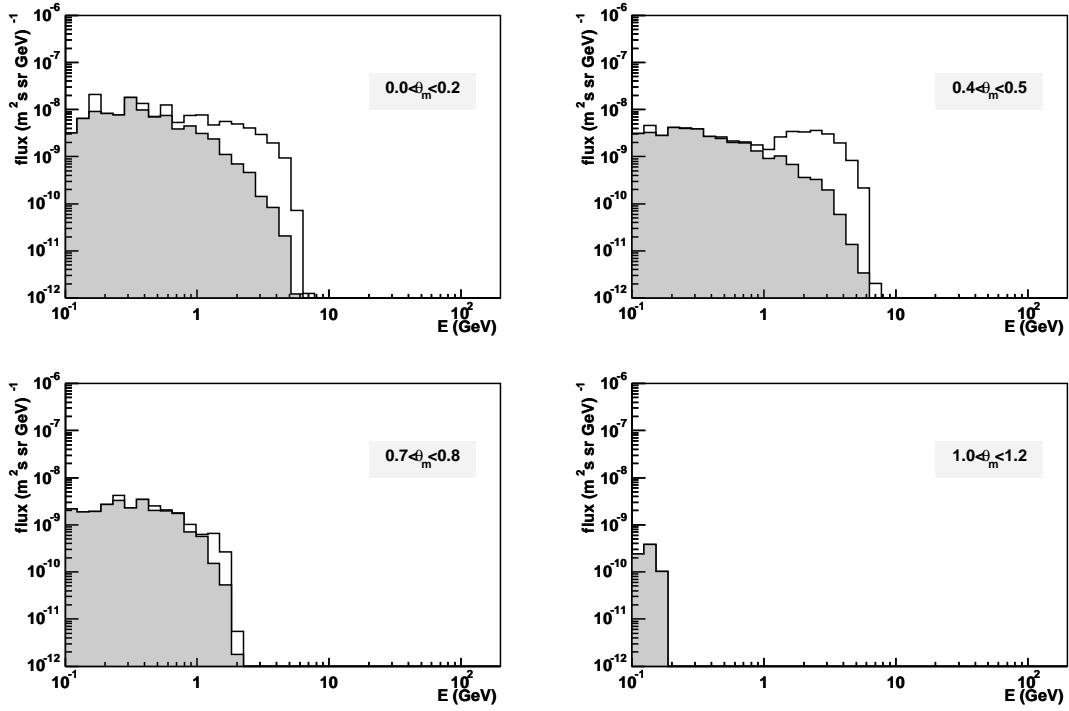


FIG. 3.11 – Flux différentiels zénithaux d'antideutons secondaires et tertiaires (en gris) à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques θ_m .

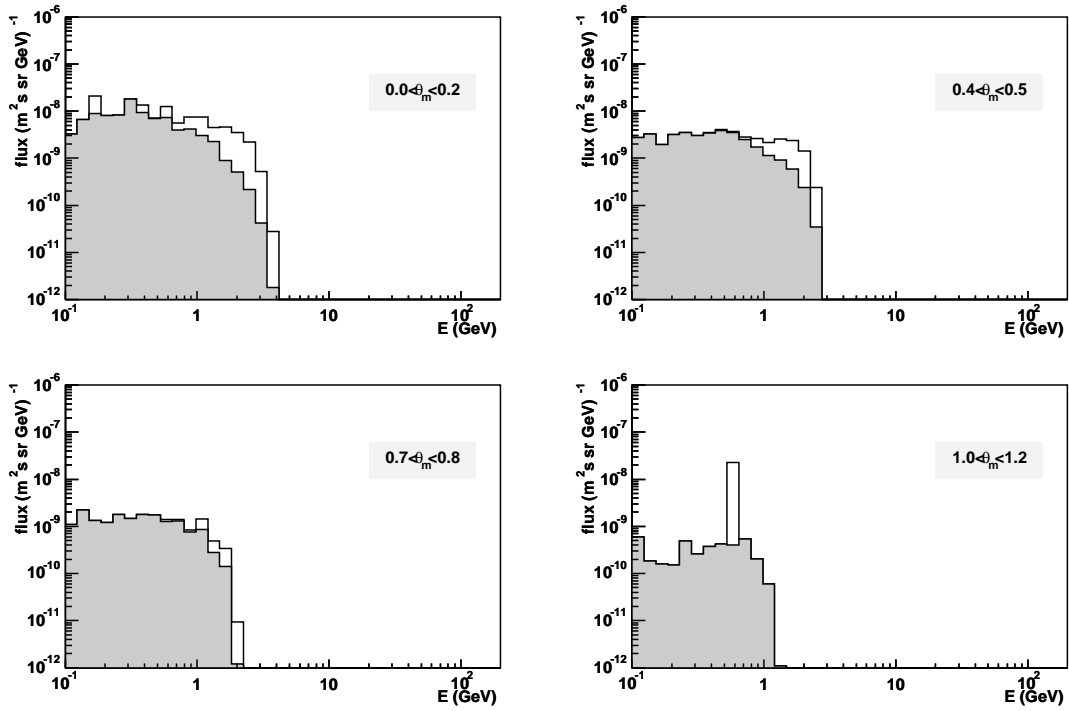


FIG. 3.12 – Flux différentiels albédo d'antideutons secondaires et tertiaires (en gris) à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques θ_m .

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

Flux (an^{-1})	\bar{t}	3He	4He
zénithal	3.0×10^{-7}	5.0×10^{-6}	$2. \times 10^{-10}$
albédo	1.5×10^{-8}	4.9×10^{-6}	$8. \times 10^{-12}$

TAB. 3.3 – Flux intégraux d'antinoaux légers créés dans l'atmosphère et détectables en un an par AMS02 à 400 km d'altitude.

\bar{p}	d	3He	4He
$2. \times 10^6$	25 – 40	$(5.4 - 29.) \times 10^{-4}$	10^{-8}

TAB. 3.4 – Flux intégraux d'antinoaux légers secondaires galactiques modulés détectables en un an par AMS02 sans tenir compte de la coupure géomagnétique issus de [72].

Résultats à 400 km

La figure 3.13 présente les flux d'antimatière légère (c'est-à-dire avec $A < 5$) à l'altitude d'AMS02. On voit encore ici l'importance de la latitude géomagnétique. En effet si à l'équateur, il existe des particules secondaires, à partir de $\theta_m = 0.8$ il n'y en a plus (en détection zénithale, car il en reste en albédo⁴). Cependant, contrairement aux antiprotons et antideutons, ces particules sont majoritairement présentes au dessus de la coupure géomagnétique dont les valeurs sont présentées sur le tableau 3.1. Ceci vient du fait qu'à la fois ces particules sont créées à plus haute énergie que les \bar{p} et \bar{d} (car le seuil de production augmente avec la masse de l'antinoau produit) et que la coupure en rigidité correspond à des énergies par nucléon inférieures comme on peut le voir sur le tableau 3.1. Ceci pourrait constituer un inconvénient et empêcher la discrimination des flux galactiques et atmosphériques. Cependant cet effet est contrebalancé par la petitesse des flux qui fait que même pour une expérience longue durée et de grande acceptance comme AMS02 la probabilité d'en détecter ne serait-ce qu'un seul est infime (voir le tableau récapitulatif 3.3).

3.3.3 Caractéristiques spécifiques de l'altitude de détection

Altitude de production

On peut voir sur la figure 3.14 les altitudes de production des particules détectables respectivement à 38 km et 400 km. A 38 km, une grande majorité des particules est produite juste au dessus du point de détection, et la distribution suit une loi exponentielle qui suit le profil de densité de matière présente au dessus du détecteur (voir la figure 2.12). Les particules produites plus bas que le point de détection (et qui ont donc été piégées par le champ magnétiques) sont négligeables. Cela confirme la validité de l'approche par équation de transport à cette altitude.

A 400 km au contraire la distribution est beaucoup plus étalée avec une moyenne de 40 km pour les antiprotons par exemple. A cette altitude, si l'on sépare les composantes secondaires et tertiaires on voit que cette dernière est décalée vers les basses altitudes par rapport à

⁴les particules albédo étant nécessairement d'origine atmosphériques elles ne constituent pas un bruit de fond pour les signaux galactiques.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

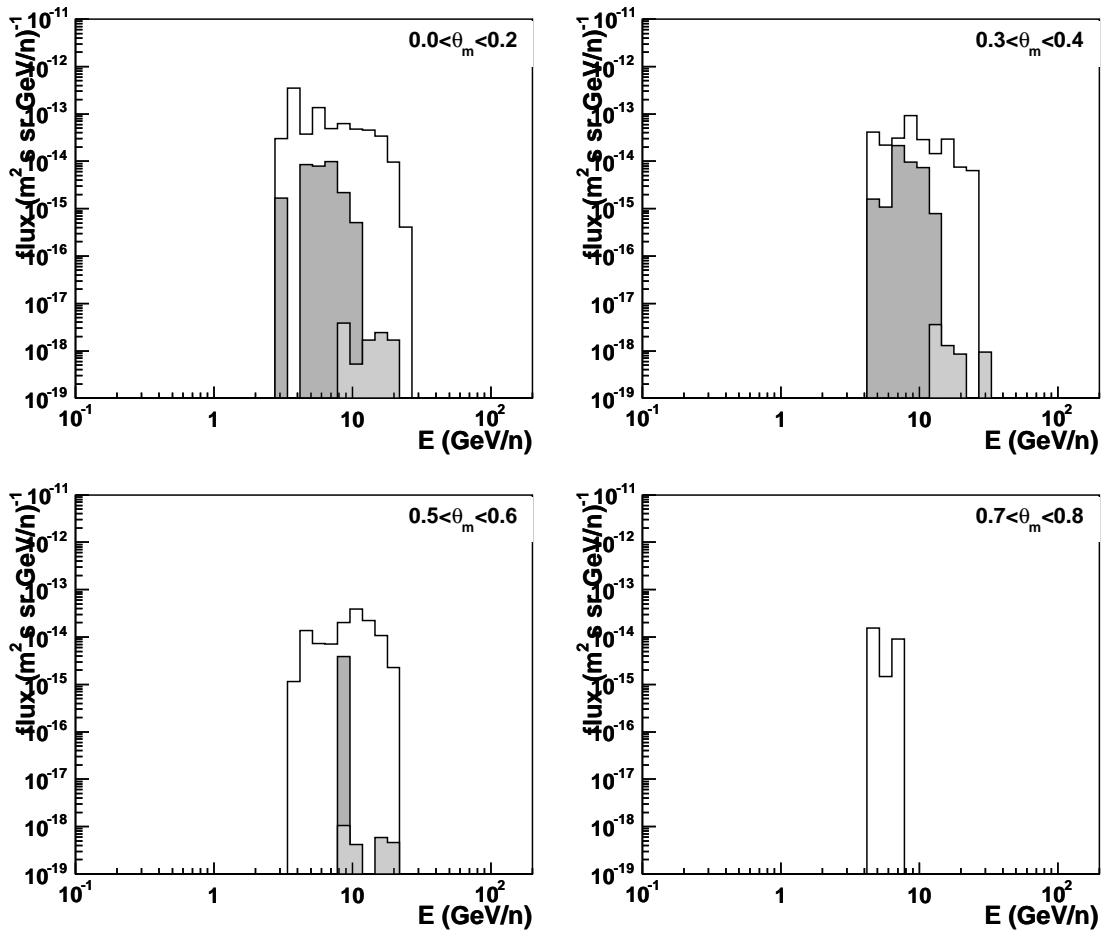


FIG. 3.13 – Flux différentiels zénithaux de \bar{t} (blanc), ³ $\bar{H}e$ (gris foncé) et ⁴ $\bar{H}e$ (gris clair) détectables à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphérique pour $A \geq 2$

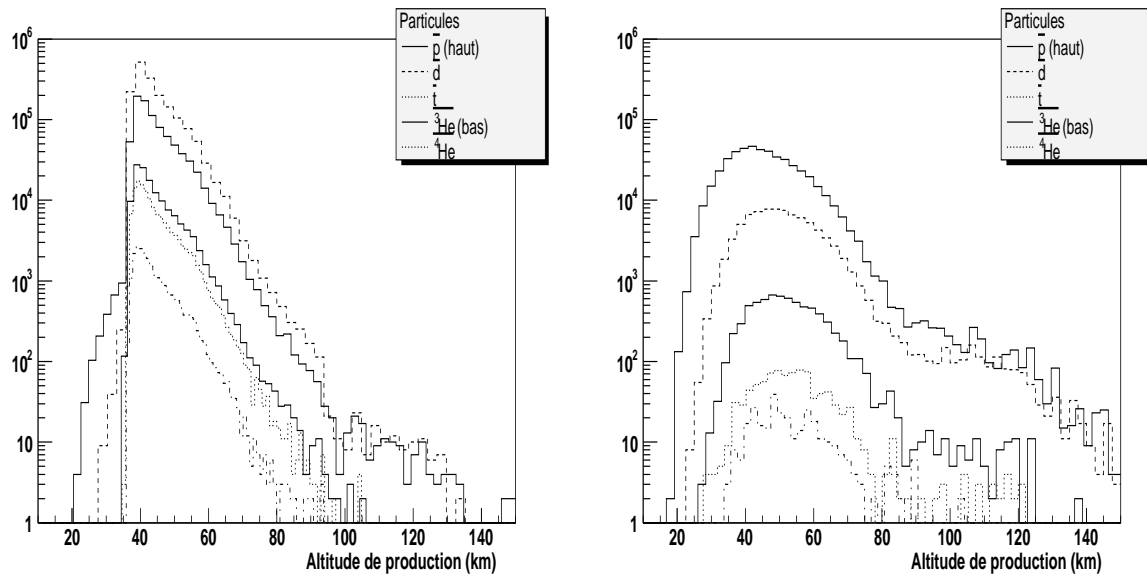


FIG. 3.14 – Distribution des altitudes de production des antiparticules détectables à 38 km (gauche) et 400 km (droite). L'échelle en ordonnée des distributions est arbitraire et non normalisée.

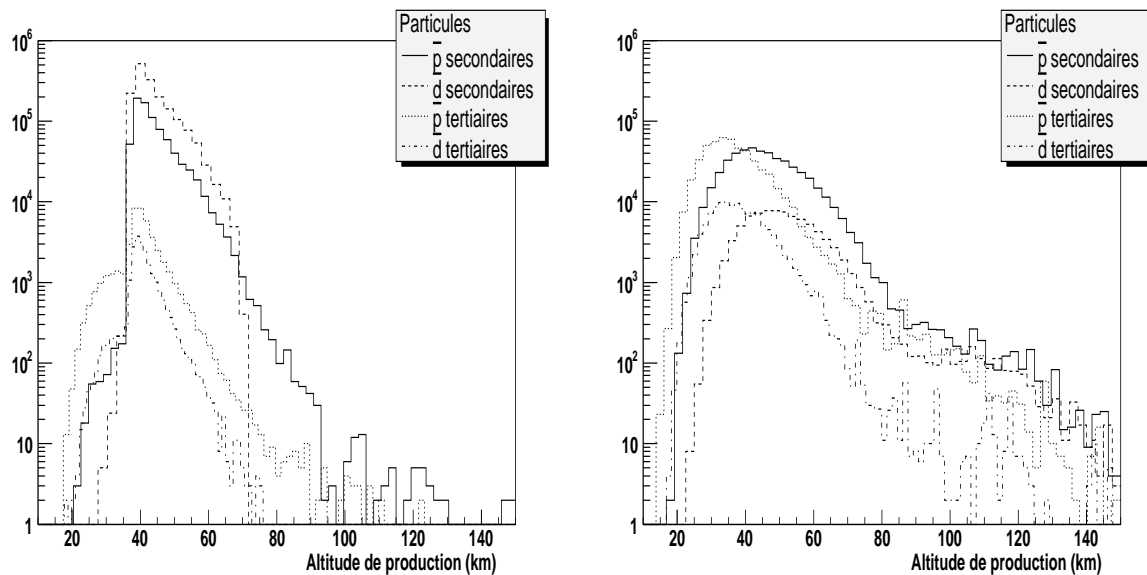


FIG. 3.15 – Distribution des altitudes de production des composantes secondaires et tertiaires détectables à 38 km (gauche) et 400 km (droite). L'échelle en ordonnée des distributions est arbitraire et non normalisée.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

la secondaire (voir figure 3.15). Cela vient du fait que ces particules sont issues de la deuxième interaction par rapport au primaire galactique. En effet le primaire à l'origine d'un tertiaire doit être assez énergétique pour que le secondaire ait lui-même assez d'énergie pour interagir sans s'annihiler⁵. Or les sections efficaces différentielles de production sont piquées vers l'avant à haute énergie. Les tertiaires viennent donc en majorité d'un primaire de haute énergie qui va produire une secondaire vers l'avant, celui-ci étant assez énergétique pour interagir de manière non annihilante et créer un tertiaire.

A 38 km, sur la figure 3.15 on remarque que la différence de flux entre particules piégées (c'est-à-dire produite sous l'altitude de détection) et non piégées est beaucoup moins importante pour la composante tertiaire que pour la secondaire. Ceci peut se comprendre du fait que les tertiaires sont produits nécessairement à plus basse énergie et donc plus facilement piégés. Les secondaires étant d'énergie supérieure subiront moins l'influence du champ magnétique et seront absorbés dans les couches inférieures de l'atmosphère.

Quantité de matière traversée

Les distributions de l'épaisseur de matière traversée par les particules est aussi caractéristique. A 400 km (figure 3.16 droite) la loi est exponentielle et traduit simplement l'absorption (la longueur d'interaction décroissant avec la masse des particules). A 38 km par contre (figure 3.16 gauche) on a une distribution très piquée aux faibles épaisseurs qui correspond à la différence d'altitude entre la production et la détection. La deuxième pente correspond à la composante de particules piégées (dont font partie les particules créées sous l'altitude de détection) et suit assez naturellement la même évolution que la distribution à 400 km. Cette rupture de pente n'est pas présente pour les particules plus lourdes car il n'y a pas à cette altitude de particule piégée.

Forme des spectres

La forme des spectres détectables à 400 km est aussi caractéristique. Comme on peut voir sur la figure 3.17, les flux de \bar{p} et \bar{d} ont leur maximum à la même énergie et celui de ${}^3\bar{He}$ est légèrement décalé vers les hautes énergies. Pourtant on s'attend à trouver des positions de ce maximum allant croissant avec la masse du noyau secondaire comme c'est le cas pour les flux de secondaires galactiques dont on voit un exemple figure 3.18 issue de [72]. En effet, les seuils de production des antinoyaux augmentent avec la masse du produit (voir annexe A). L'énergie du maximum de production augmente donc aussi. Cette différence peut s'expliquer de la manière suivante. Les particules secondaires que l'on trouve à cette altitude sont créées assez profondément dans l'atmosphère (entre une quarantaine et une cinquantaine de kilomètres en moyenne comme on peut le voir figure 3.14). Elles doivent ensuite être piégées par le champ magnétique terrestre pour remonter à 400 km. Or ce piégeage ne peut se faire que pour une rigidité suffisamment faible. Comme celle-ci est une impulsion par unité de charge, ceci équivaut au piégeage de particules d'assez faible énergie. La forme et le maximum des spectres ne sont plus simplement imposés par les processus nucléaires, mais aussi par la dynamique dans le champ magnétique. Par contre à 38 km on retrouve une distribution des maxima proche de celle des flux galactiques (voir figures 3.19 et 3.18). A cette altitude, l'influence du champ magné-

⁵on a vu au paragraphe 3.2.1 que la section efficace d'annihilation est décroissante avec l'énergie.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

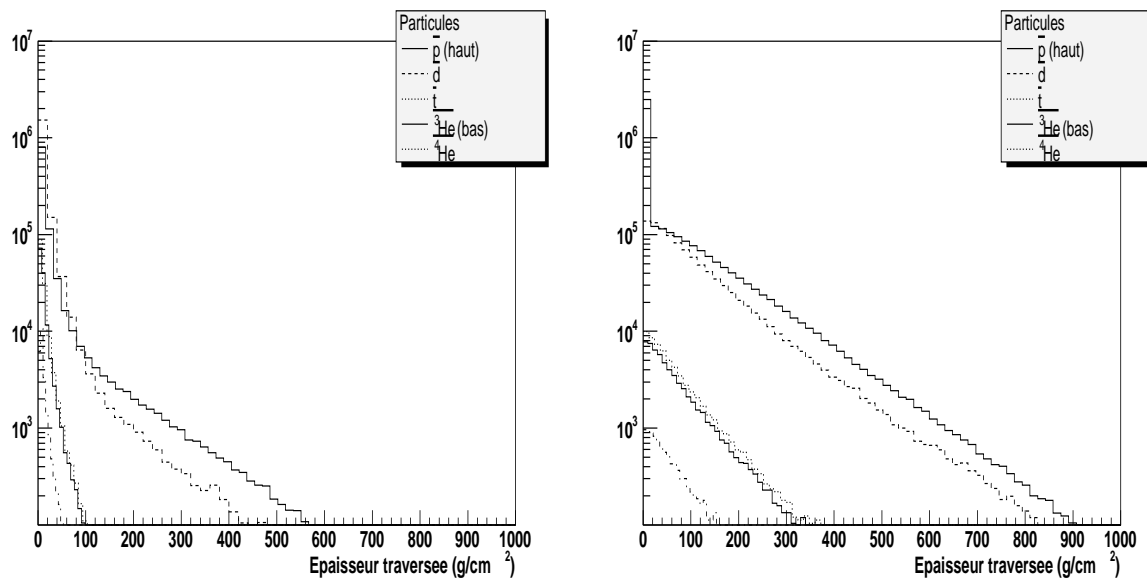


FIG. 3.16 – Distribution de la quantité de matière traversée par les antiparticules détectables à 38 km (gauche) et 400 km (droite)

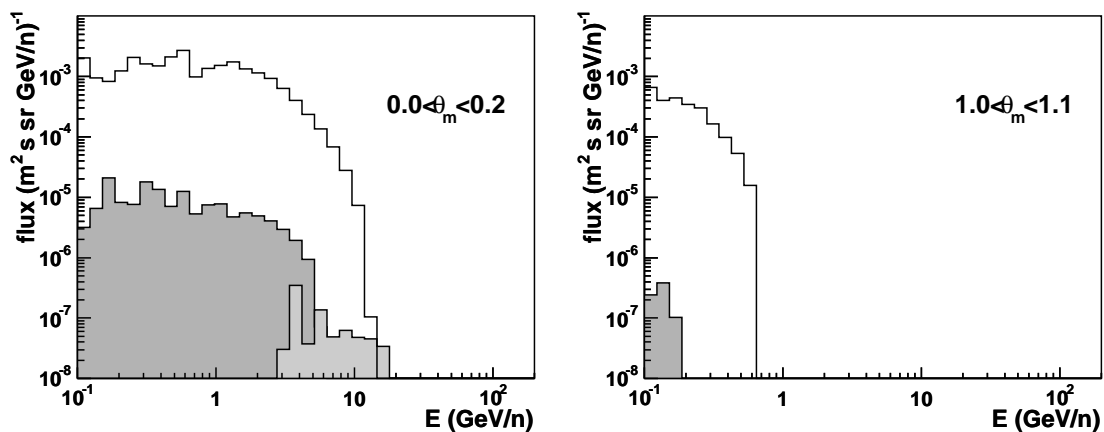


FIG. 3.17 – Flux différentiels zénithaux de \bar{p} (blanc), $\bar{d} \times 5.10^3$ (gris foncé) et ${}^3\bar{He} \times 10^6$ (gris clair) détectables à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques. A haute latitude (à droite), il ne reste plus aucun ${}^3\bar{He}$.

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

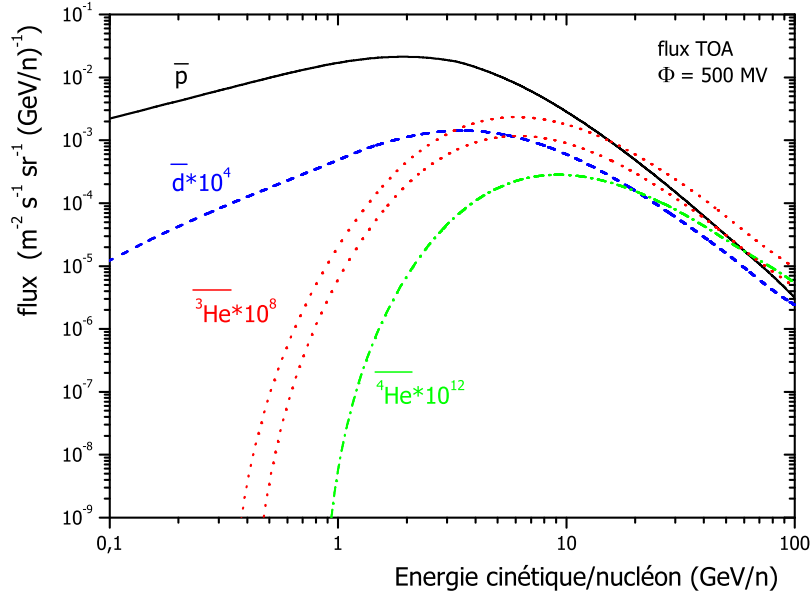


FIG. 3.18 – Flux différentiels galactiques TOA de \bar{p} , \bar{d} , ${}^3\bar{He}$ et ${}^4\bar{He}$ issus de [72].

tique est beaucoup moins sensible ce qui confirme encore une fois la pertinence de l'approche par équation de transport à cette altitude.

Autre effet surprenant à 400 km, sur la figure 3.13 les flux de ${}^3\bar{He}$ sont bien plus importants que ceux de \bar{t} (voir aussi le tableau 3.3). Or les deux sont produits par les mêmes processus et leurs sections efficaces différentielles de production sont identiques. Cependant, les antitritiums ont une rigidité deux fois plus élevée que les ${}^3\bar{He}$ car leur charge est -1 contre -2 pour les anti-héliums. Ceci fait qu'à énergie égale, ils sont moins facilement piégés par le champ magnétique et de fait moins nombreux à 400 km. A 38 km d'ailleurs les flux de \bar{t} et ${}^3\bar{He}$ sont confondus.

Flux total

D'autre part, on pourrait s'étonner que les flux intégraux d'antimatière légère d'origine atmosphérique soient aussi faibles par rapport aux flux secondaires d'origine galactique comme on peut le voir sur les tableaux 3.2, 3.3 et 3.4. En effet les mécanismes de production sont les mêmes et l'épaisseur de matière traversée par les primaires est comparable (l'altitude moyenne de production se situe aux alentours de 40 km ce qui correspond à environ 5g/cm^2 d'épaisseur résiduelle). Pour l'antimatière plus lourde, même si cette épaisseur diminue (car l'altitude moyenne de production augmente comme on peut le voir figure 3.14), cela peut difficilement expliquer les différences constatées qui sont de plusieurs ordres de grandeur. Mais comme on peut le voir sur la figure 3.20 la majorité des particules se situe en dehors de l'acceptance angulaire d'un détecteur comme AMS02 qui n'est sensible qu'aux particules d'angle zénithal $\theta_z < 0.5$ ou $\theta_z > 2.6$ respectivement pour les particules zénithales et albédo. L'antimatière légère est donc produite en quantités équivalentes dans l'atmosphère et la galaxie, mais les secondaires atmosphériques seront moins détectés du fait de la très forte anisotropie de leur flux combinée

3.3 Calcul des flux de noyaux légers d'antimatière atmosphériques pour $A \geq 2$

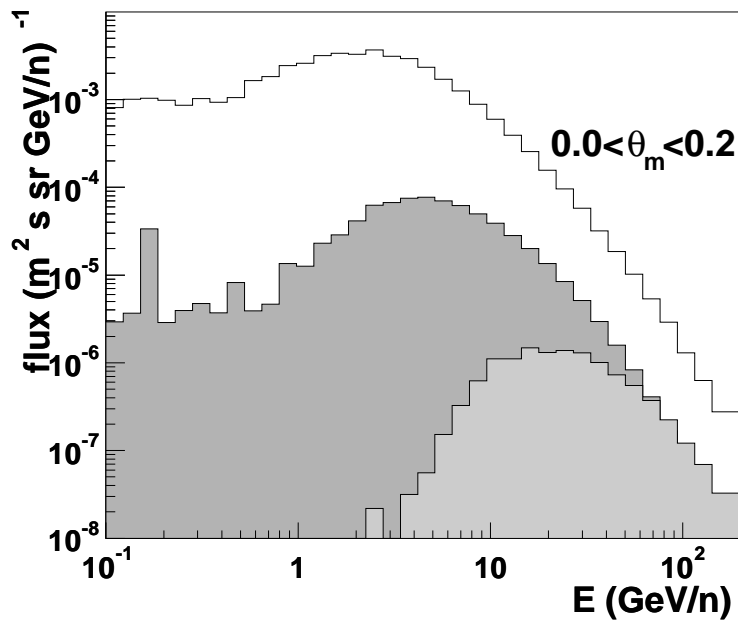


FIG. 3.19 – Flux différentiels zénithaux de \bar{p} (blanc), $\bar{d} \times 5.10^3$ (gris foncé) et ${}^3\bar{He} \times 10^6$ (gris clair) détectables à 38 km. Le flux de \bar{t} n'est pas représenté car c'est le même que celui de ${}^3\bar{He}$.

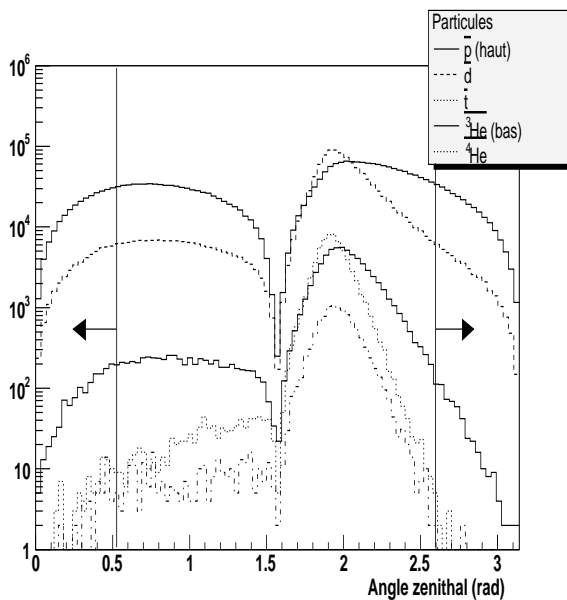


FIG. 3.20 – Distribution des angles zénithaux des particules détectables à 400 km (droite). Les lignes verticales marquent les limites de l'acceptance angulaire d'AMS02. La région centrale $.5 < \theta_z < 2.6$ reste inaccessible à ce détecteur.

à l'acceptance angulaire limitée des détecteurs envisagés.

3.4 Conclusion

Les flux d'antimatière atmosphérique légère (\bar{p} , \bar{d} , \bar{t} , ${}^3\bar{H}e$ et ${}^4\bar{H}e$) ont été calculés grâce à un modèle de coalescence en incluant l'interaction inélastique non annihilante pour les \bar{p} et \bar{d} et la production à partir d'antiprotons incident pour tous les antinoyaux. Le calcul du flux d'antiprotons à 2770 m est en bon accord avec les données expérimentales compte tenu des incertitudes sur les sections efficaces de réaction. Le flux à cette altitude étant entièrement de nature atmosphérique ce résultat constitue une validation supplémentaire de la simulation. En effet cet outils s'est déjà montré efficace pour reproduire avec succès les flux de protons atmosphériques du sol jusqu'à 400 km d'altitude. Les flux à 38 km sont eux compatibles avec les calculs reposant sur l'approche par équation de transport. De la simulation à 400 km d'altitude, il ressort que les flux d'antimatière avec $A > 2$ sont tellement faibles que AMS02 n'en détectera pas après trois ans de prise de données. L'antihélium reste donc un bon candidat à la recherche d'antimatière primordiale ⁶. Par contre il est possible qu'AMS02 voit quelques \bar{d} d'origine atmosphérique mais qui ne constitueront pas un bruit pour la recherche de signaux exotiques du fait de leurs caractéristiques cinématiques spécifiques. En ce qui concerne les antiprotons, ils s'avère que la composante tertiaire joue un rôle prépondérant à l'altitude des satellites ce qui constitue un des résultats originaux de ce travail. Tout comme les antideutons, ceux-ci sont aisément discriminables de toute particule d'origine extra-atmosphérique et l'on peut espérer grâce à l'importante statistique attendue dans une expérience comme AMS02 contraindre les modèles nucléaires qui restent le talon d'Achille de ce genre d'études.

⁶d'autant que les flux secondaires d'origine galactique sont du même ordre de grandeur comme on peut le voir sur le tableau 3.4.

Chapitre 4

Détection des rayons cosmiques

4.1 L'époque des pionniers

L'étude du rayonnement cosmique au début du vingtième siècle a marqué les débuts et provoqué l'essor de la physique des hautes énergies expérimentale. C'est à cette époque que sont apparues plusieurs avancées instrumentales dont les principes sont encore présents dans la conception des détecteurs actuels.

4.1.1 L'électroscope

C'est l'instrument qui a permis la découverte des rayons cosmiques par V. Hess en 1912. Auparavant, il avait déjà permis à Becquerel de démontrer la nature ionisante du rayonnement issu de la radioactivité et à J.J. Thompson d'éclaircir le mystère des rayons cathodiques et finalement de découvrir l'électron. Son intérêt est qu'il permet de mesurer quantitativement l'ionisation provoquée par un certain rayonnement dans un volume d'air donné. Il permet ainsi de mesurer le dépôt d'énergie et donc l'intensité d'un rayonnement à un endroit donné. On peut voir figure 4.1 le principe d'un tel instrument. Il est constitué d'un récipient métallique contenant un volume donné d'air doté d'une fenêtre d'observation. A l'intérieur du-dit récipient se trouve le mécanisme de détection lui-même, constitué de deux minces feuilles de métal (généralement de l'or) pouvant être soit isolées de l'extérieur, soit reliées à une source de tension. Le principe de fonctionnement est le suivant. Tout d'abord on relie les feuilles à la source de tension de manière à les charger d'électricité jusqu'à ce que l'écartement entre les feuilles atteigne une valeur fixée à l'avance. Ensuite on les isole et on relie le réservoir à la masse. La mesure de l'ionisation est alors donnée par la vitesse à laquelle les deux feuilles se rejoignent à cause de la décharge venant des courants de fuite. Cet instrument amena V. Hess à découvrir que l'ionisation suivait une loi de décroissance exponentielle en fonction de la distance parcourue dans l'atmosphère suggérant une source de rayonnement ionisant située dans l'espace et dont le pouvoir de pénétration était plus grand que le rayonnement γ issu du Radium, alors le plus pénétrant connu à l'époque.

4.1.2 La détection en coïncidence

En 1929 un grand pas fut franchi avec l'invention du compteur Geiger-Müller et l'expérience de Bothe et Kohlörster. Le principe de fonctionnement d'un tel compteur est assez simple et repose lui aussi sur l'ionisation. C'est un tube rempli de gaz dont l'enveloppe constitue la cathode et un fil porté à haute tension l'anode. Lorsqu'une particule chargée passe dans le gaz elle l'ionise et si la tension est assez forte il se produit une avalanche d'électrons le long de sa trajectoire. L'expérience précitée avait pour intention de déterminer si les rayons cosmiques étaient des rayons gamma (ce qui avait été avancé par Hess du fait de leur haut pouvoir de pénétration) où des particules chargées. Le principe de l'expérience était le suivant. Un milieu absorbant était placé en sandwich entre deux compteur Geiger-Müller, le tout placé dans un château de Plomb ouvert sur le haut. L'enregistrement des données n'a lieu que quand les deux compteur fournissent un signal dans un intervalle de temps assez réduit (à l'époque l'électronique permettait une fenêtre ouverture de 0.01s). Les résultats montrèrent que les rayons cosmiques étaient très probablement des particules chargées. En effet, si le coefficient d'absorption correspondait aux résultats de Hess, la probabilité pour qu'un photon γ incident produisent deux électrons

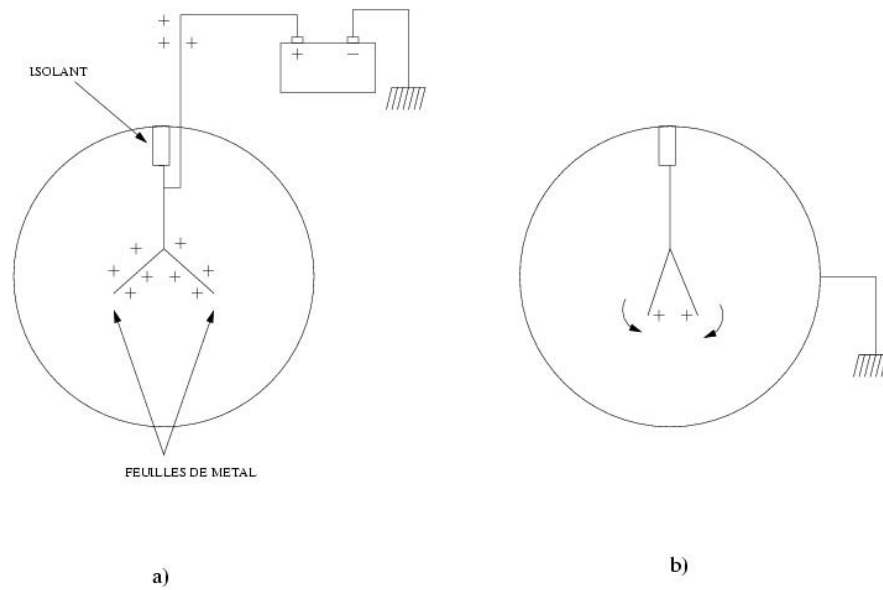


FIG. 4.1 – Schéma de principe d'un électroscope : a) chargement des feuilles de métal, b) après un certain temps les feuilles se rapprochent à cause des courants de fuite dus à l'ionisation.

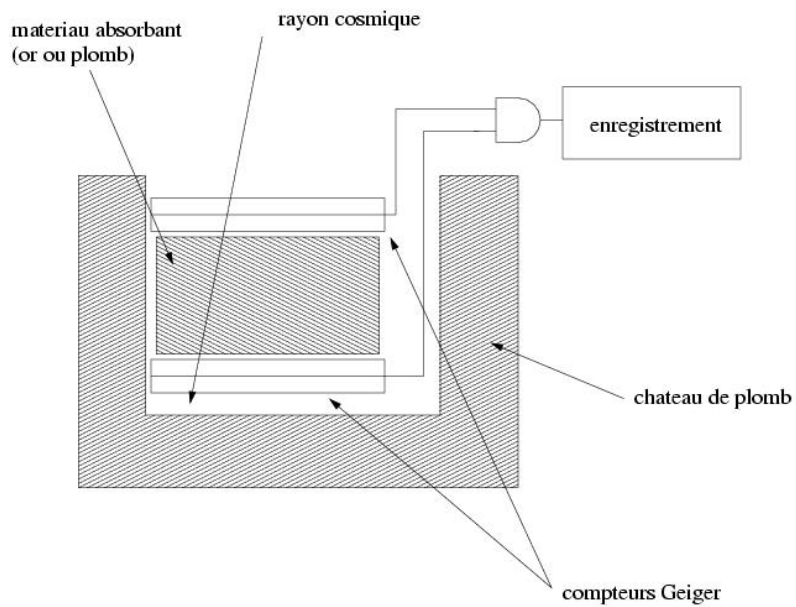


FIG. 4.2 – Schéma de principe de la première expérience de coïncidence de Bothe et Kolhörster.

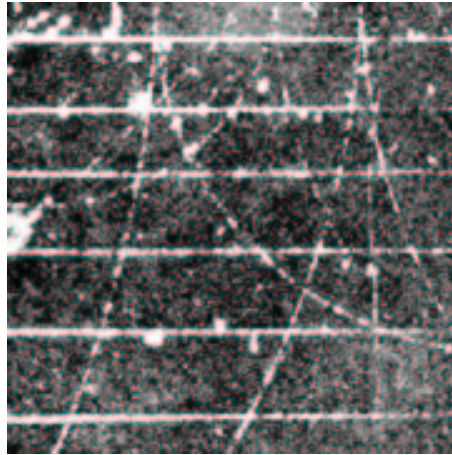


FIG. 4.3 – Exemple de traces de particules chargées dans un champ magnétique perpendiculaire au plan de la photo vues dans une chambre à brouillard. On voit ici nettement deux paires électrons-positrons issus de la conversion d'un photon γ . Les trajectoires de la particule et de l'antiparticule sont courbées symétriquement par rapport à la direction du γ incident.

secondaires au bon endroit et au bon moment pour déclencher la coïncidence est extrêmement faible. Cette expérience marque un grand pas puisqu'elle ouvre la porte à l'étude événement par événement des phénomènes de haute énergie.

4.1.3 La chambre à brouillard

La chambre à brouillard, inventée par C.T.R. Wilson en 1911 est le premier instrument à avoir permis de visualiser les rayons cosmique (et les particules en général). Son fonctionnement repose encore une fois sur l'ionisation de la matière traversée par une particule de haute énergie. Le principe est de maintenir un fluide dans un état métastable. Le passage d'une particule et l'énergie qu'elle dépose permet de faire changer le fluide de phase le long de la trajectoire et ainsi de visualiser cette dernière. La chambre de Wilson est dite à brouillard car le milieu ambiant est constitué d'une vapeur d'eau et d'alcool sursaturée et que ce sont des gouttelettes qui se forment le long de la trajectoire, comme un brouillard. L'état de sursaturation était obtenu par une expansion brutale. Couplée à un système de coïncidence et placée dans un champ magnétique, cette chambre à permis de montrer grâce à l'étude de la courbure des traces que le rayonnement cosmique est principalement composé de muons (particule d'ailleurs découverte à cette occasion). Autre découverte de taille faite grâce à ce système, l'antimatière. En effet, c'est en étudiant des traces semblables à celle que l'on peut voir sur la figure 4.3 que C. Anderson découvrit le positron. Le principe était encore utilisé jusque dans les années 80 sur les accélérateurs avec les chambres à bulles comme GARGAMELLE qui mis en évidence l'existence de courant neutres faibles[92].

4.2 L'époque moderne

Si depuis l'époque d'invention des détecteurs précédents les techniques ont considérablement évolué, les concepts de détection sont quant à eux restés les mêmes, utilisant de différentes manières l'énergie déposé dans la matière par ionisation.

4.2.1 Principe d'un détecteur moderne

La mission des détecteurs actuels de rayons cosmiques est de caractériser précisément ce rayonnement afin de découvrir ses origines. Pour cela deux choses sont nécessaires :

- identifier la particule, c'est-à-dire déterminer sa masse m et sa charge Ze .
- mesurer son énergie cinétique E_c .

Pour cela les détecteurs modernes sont constitués d'un ensemble de sous-détecteurs capable de mesurer une de ces quantités où une fonction de plusieurs d'entre elles. Ces sous détecteurs ne sont souvent que les évolutions technologiques de leurs ancêtres évoqués plus haut. L'architecture d'un détecteur actuel comprend deux éléments indispensables :

- Un détecteur de temps de vol.

Celui-ci est l'héritier des compteurs Geiger de coïncidence. Mais en plus d'assurer le déclenchement de l'acquisition, l'association de détecteurs à réponse rapide comme les scintillateurs montés sur photomultiplicateurs à une électronique rapide permet de mesurer le temps passé par la particule entre les deux détecteurs¹ et donne donc une mesure de sa vitesse $\beta = v/c$. Information supplémentaire, d'après la formule de Bethe-Bloch (voir la partie 2.1.3) le signal fourni est proportionnel à Z^2 .

- Un trajectomètre.

Celui-ci a une double utilité. Tout d'abord il permet de connaître la quantité de matière traversée par la particule dans le détecteur, information nécessaire si l'on veut pratiquer une reconstruction précise de l'énergie de la particule. D'autre part, couplé à un aimant, il permet grâce à la courbure des trajectoires de remonter à la rigidité $R = pc/Ze$ de la particule ainsi qu'au signe de sa charge avec le sens de courbure. Cette dernière information est cruciale pour séparer matière et antimatière puisque celles-ci ne se différencient que par leur charges opposées.

En théorie, en combinant les mesures de ces deux détecteurs, on possède une information complète sur la particule. En effet on a Z , l'impulsion p et la vitesse β . Or la masse est donnée par $mc^2 = pc/(\beta\gamma)$ et l'énergie cinétique par $E_c = (\gamma - 1)mc^2$.

4.2.2 Contraintes et détecteurs réels

Cependant, la réalité implique quelques complications. Tout d'abord, comme nous l'avons vu au chapitre 3 un grand nombre de particules secondaires sont créées dans l'atmosphère. Pour se débarrasser de ce bruit il faut donc monter le plus haut possible, soit avec des ballons stratosphériques, qui peuvent monter jusqu'à une altitude d'environ 40 km, soit encore mieux placer notre détecteur dans l'espace. Mais cela a un prix. Tout d'abord au niveau technologique, les solutions adoptées doivent remplir certaines conditions. Les appareils doivent être relativement

¹d'où le nom de détecteur de temps de vol ou Time Of Flight (TOF) en anglais

compacts et légers pour s'adapter aux capacités de leurs lanceurs (ballons ou fusée). Ils doivent aussi être peu consommateurs d'énergie et robustes car ils doivent fonctionner de manière indépendante du fait de l'impossibilité d'intervention humaine sur des périodes allant de quelques semaines pour les ballons à quelques années pour les satellites. En particulier cela implique d'utiliser le moins de fluides (gaz et liquides) possible.

Une autre contrainte est la redondance. Celle-ci a deux origines. Tout d'abord l'impossibilité d'intervention citée plus haut. Mais il y a aussi les limitations intrinsèques aux détecteurs choisis. En effet tous les systèmes de détection n'ont pas la même dynamique et la précision des mesures ne suffit pas à assurer une identification sans ambiguïté sur une large gamme d'énergie grâce aux deux seuls détecteurs cités plus haut. En particulier, les TOF ont une résolution temporelle² telle que la séparation en masse n'est possible que jusqu'à des impulsions de l'ordre de quelques GeV/c. Or l'étude des paramètres astrophysiques envisagée dans le premier chapitre nécessite une dynamique bien plus importante. Les détecteurs de rayons cosmiques embarqués possèdent donc un ou plusieurs des détecteurs supplémentaires suivants :

- Un calorimètre.

Le principe de ce type de détecteurs est d'accumuler assez de matière sur le chemin de la particule dans ce qu'on appelle le radiateur pour que cette dernière dépose toute ou une partie significative de son énergie en créant une gerbe. Ce radiateur est en général constitué de couches successives de matériaux très denses comme du plomb et de fibres scintillantes croisées permettant d'imager le profil de la gerbe en trois dimensions. Ce dernier permet de remonter à l'énergie de la particule incidente. Il faut noter ici qu'il existe deux types de gerbes³, les gerbes hadroniques provoquées par un hadron incident et les gerbes électromagnétiques provoquées par un photon ou un électron(positon). Les premières sont plus longues, plus collimatées et se développent plus loin dans la matière. Pour cette raison on ne trouve sur les expériences embarquées que des calorimètres électromagnétiques qui sont de fait moins encombrants et moins lourds. Grâce à ce détecteur on peut donc soit avoir une mesure de l'énergie si il s'agit d'une gerbe électromagnétique ce qui permet de remonter à la masse de la particule connaissant l'impulsion, soit dans le cas des gerbes hadroniques de lever l'indétermination proton/positron (ou anti-proton/électron)⁴ et identifier la particule connaissant sa charge.

- Un détecteur à seuil.

Ce type de détecteur utilise soit l'effet Cherenkov soit le rayonnement de transition. On tire ici parti du fait que l'effet physique considéré n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil en vitesse β (ou de manière équivalente en facteur de Lorentz γ). Comme $\beta = p/(\gamma mc^2)$ le détecteur est conçu de telle manière que dans la plage de fonctionnement en impulsion désirée, les particules lourdes (les protons/antiprotons) ne produisent pas de signal contrairement aux particules légères (les positrons/électrons).

- Un imageur Cherenkov.

Ce type de détecteur qui sera étudié en détail dans le chapitre 4 permet de mesurer à la fois la charge et la vitesse d'une particule.

²limitée par la rapidité de l'électronique mais aussi par l'encombrement du détecteur car plus l'espace séparant les deux déclencheurs est grand plus on peut mesurer de grandes vitesses.

³tout comme dans l'atmosphère

⁴cette distinction suffit puisque le rayonnement cosmique étudié ici est composé de noyaux(antinoyaux) et d'électrons(positons)

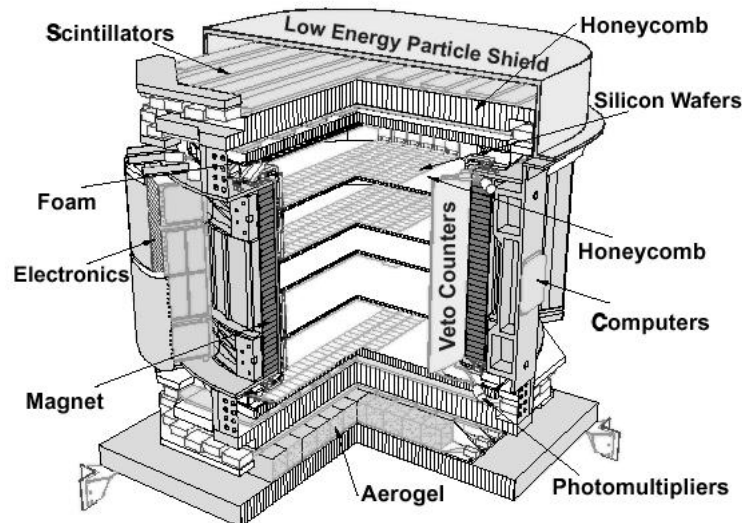


FIG. 4.4 – Schéma de l'expérience AMS01 et de ses sous-détecteurs.

4.3 L'expérience AMS

Comme nous venons de le voir l'archétype du détecteur de rayons cosmique est un spectromètre magnétique constitué de nombreux sous-détecteurs assurant complémentarité et redondance, possédant une grande acceptance et une grande dynamique en impulsion, le tout placé dans l'espace. C'est dans cette optique qu'a été lancé le projet AMS (pour Alpha Magnetic Spectrometer, Alpha étant l'ancien nom de la Station Spatiale Internationale, ou ISS). Son but est d'étudier grâce à une statistique sans précédent sur le rayonnement cosmique chargé les problèmes de la matière sombre, de l'antimatière primordiale ainsi que la propagation du rayonnement cosmique dans la galaxie (voir le chapitre 1).

4.3.1 AMS01

En 1998 a eu lieu le vol de l'instrument dans une version simplifiée à bord de la navette Discovery. Le vol qui a duré 10 jours pour une durée de prise de données de cent heures a permis de valider la perspective de fonctionnement d'un spectromètre magnétique dans l'espace tout en fournissant des résultats physiques non négligeables.

4.3.2 L'instrument

Dans cette version le détecteur comportait comme on peut le voir figure 4.4 :

- un aimant permanent permanent cylindrique produisant un champ perpendiculaire à son axe d'intensité 0.14 T en son centre.
- un trajectomètre (TRACKER) composé de 6 plans de détecteurs au Silicium double face. Celui ci permet la reconstruction de la trajectoire de la particule dans le champ magnétique. Cette information permet de remonter à la rigidité de la particule. Il permet en outre de mesurer la charge de la particule grâce à l'énergie déposée qui est proportionnelle à

Z^2 d'après la formule de Bethe-Bloch (voir section 2.1.3).

- un détecteur de Temps de Vol (TOF) constitué de 4 plans de scintillateurs. Ceux-ci sont formés de bandes de matériau scintillant reliées à des photomultiplicateurs à chaque extrémité. Il existe ainsi deux plans d'orientations perpendiculaires au dessus et au dessous du trajectomètre. Ce détecteur donne accès à la vitesse de la particule grâce aux temps de vol entre ses deux groupes de plans. Il permet aussi de mesurer la charge pour les mêmes raisons que le TRACKER. Il permet aussi de séparer les particules zénithales et albédo. Enfin, c'est lui qui déclenche l'électronique de lecture.
- un compteur Cherenkov à seuil (ATC). Celui-ci met à profit le seuil de production de lumière Cherenkov (voir chapitre 4) qui correspond à un seuil sur la vitesse de la particule.
- un détecteur d'anticoïncidence (VETO) constitué de plans de scintillateurs situés autour du trajectomètre. Il permet de rejeter les particules traversant le détecteur latéralement.
- un bouclier permettant d'arrêter les particules de faible énergie (<5 MeV).

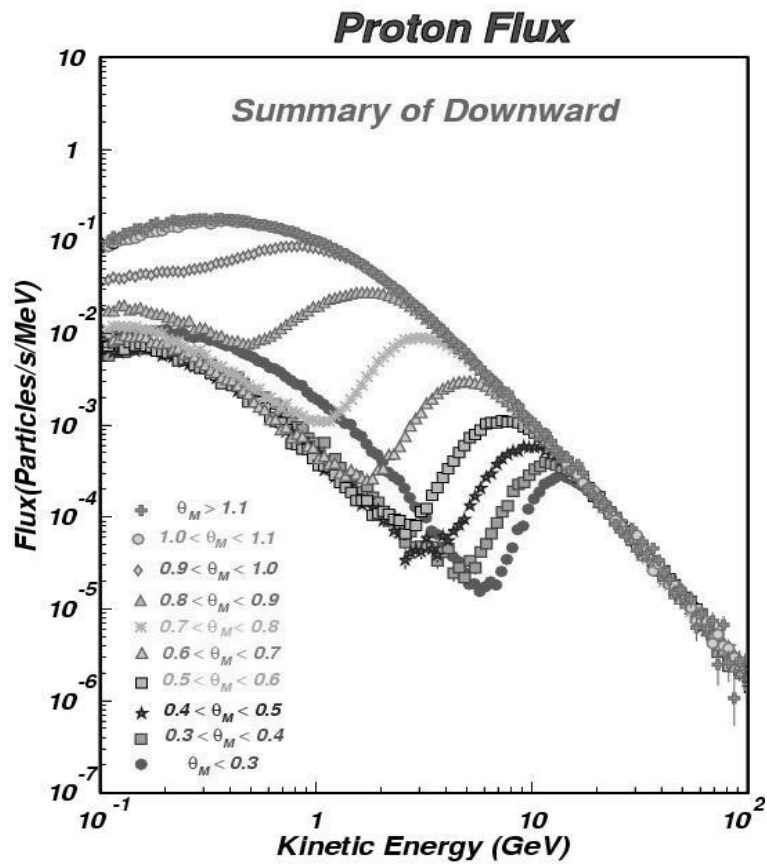
Le principe d'un tel détecteur est de combiner les informations provenant des différents sous ensembles afin d'accéder aux grandeurs pertinentes en disposant si possible de mesures redondantes pour minimiser les erreurs. Dans le cas présent on veut déterminer la charge et la masse d'une particule pour l'identifier, ainsi que son énergie. Ainsi :

- La charge est déterminée indépendamment grâce au TRACKER et au TOF.
- L'énergie est déterminée en combinant les informations du TRACKER qui avec la mesure de charge donne l'impulsion des particules.
- La masse quant à elle peut être extraite de l'impulsion $pc = \beta\gamma mc^2$ car la vitesse β est donnée par le TOF.
- La discrimination antiprotons-électrons (ainsi que positrons-protons) est assurée par l'ATC à haute énergie où le TOF manque d'efficacité.

4.3.3 Les résultats

Outre la validation de l'idée de mettre un spectromètre nucléaire en orbite, AMS01 a apporté des résultats physiques non négligeables.

- Flux primaires.
AMS01 a permis de mesurer avec une grande précision les flux de protons (dont on voit les flux différentiels figure 4.5), d'hélium et deutérium entre 0.1 et 200 GeV. Ces flux sont importants pour les études de production de particules secondaires dans l'atmosphère comme présenté au chapitres 2 et 3, mais aussi pour les études de neutrinos atmosphériques [53]. De plus une importante composante secondaire atmosphérique de protons a été mise en évidence et interprétée grâce à la simulation étudiée dans le chapitre 3 [59].
- Limite sur le flux d'antihélium.
AMS01 n'ayant détecté aucun anti-hélium, elle a permis de mettre une limite supérieure sur leur présence qui reste une des plus contraignantes à ce jour comme on peut le voir figure 4.6
- Flux d'électrons et positrons.
AMS01 a mesuré les flux d' e^- entre 0.15 et ~ 30 GeV et d' e^+ entre 0.15 et ~ 3 GeV. Cela a permis de mettre en évidence une forte composante secondaire atmosphérique qui présente une importante asymétrie e^+/e^- fonction de la latitude géomagnétique visible sur la figure 4.7. Cette composante secondaire vient de la désintégration des muons eux



y99181b_AllPsumDown

FIG. 4.5 – Flux de protons mesurés par AMS01 pour différentes latitudes géomagnétiques[62].

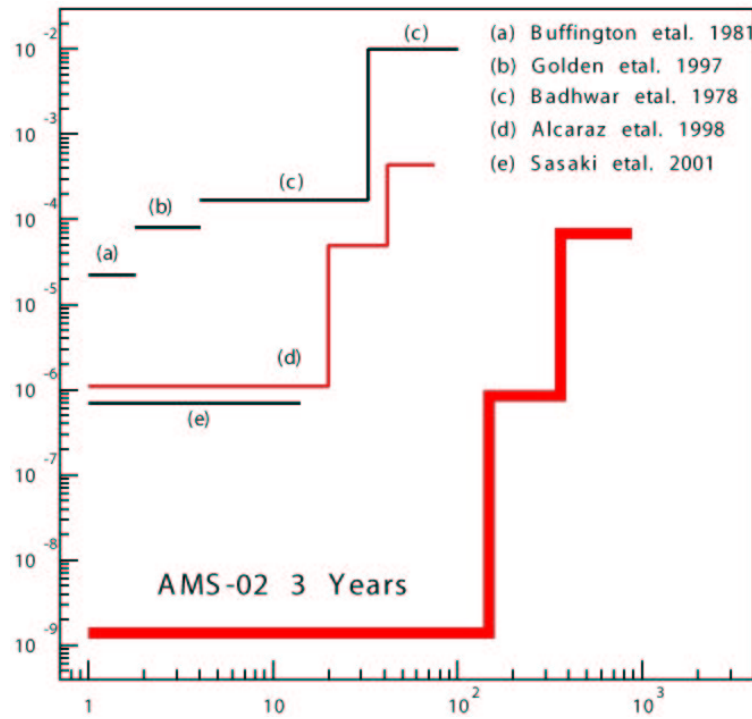


FIG. 4.6 – Limites expérimentales inférieures du rapport de flux $\bar{H}e/H_e$ existantes et attendues pour AMS02.

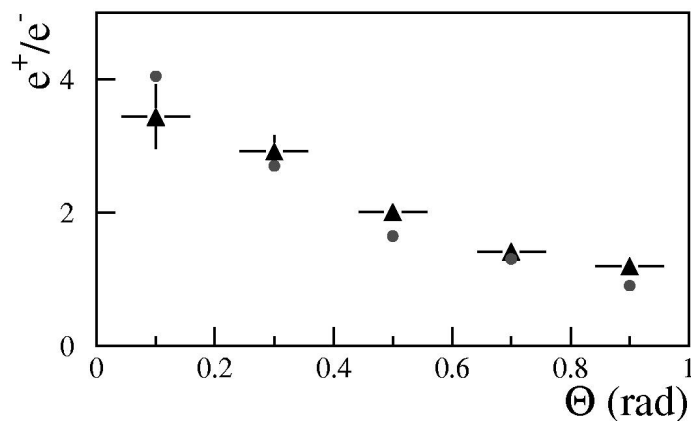


FIG. 4.7 – Rapport des flux e^+ sur e^- en fonction de la latitude géomagnétique mesuré par AMS01 (triangles) et simulés (cercles pleins) [61].

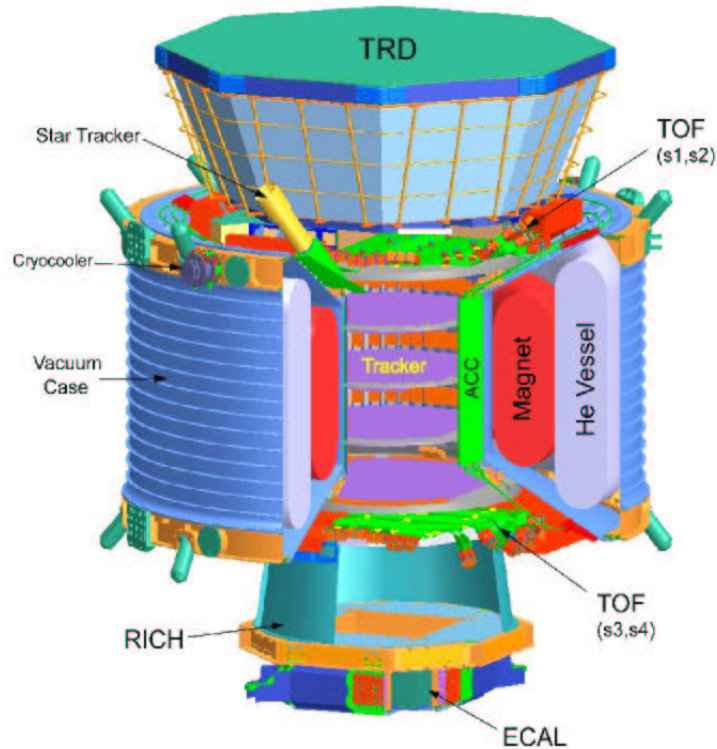


FIG. 4.8 – Schéma de l'expérience AMS02 et de ses sous-détecteurs.

mêmes issus de la désintégration des pions créés dans l'interaction des protons du rayonnement primaire avec l'atmosphère. La même simulation que précédemment a montré [61] que l'asymétrie e^+/e^- venait des effets conjugués de l'effet Est-Ouest de la coupure géomagnétique (voir 2.1.2) et du fait que les sections efficaces de productions soient piquées vers l'avant. Ainsi les protons venant de l'ouest sont favorisés, et les particules secondaires créées tourneront du fait du champ magnétique terrestre vers la terre pour les négatives, et vers l'espace pour les positives. La probabilité d'absorption dans l'atmosphère sera ainsi plus importante pour les électrons et la prédominance des positrons secondaires à basse latitudes⁵ est donc expliquée.

– Flux d'antiprotons.

AMS01 a permis de mesurer pour la première fois le flux d'antiprotons en dehors de l'atmosphère. Celui-ci est compatible avec les mesures précédentes (voir figure 1.8 du premier chapitre).

4.3.4 AMS02

Après le succès de la première phase, le détecteur final qui doit être installé sur l'ISS en 2007 garde une structure semblable à celle de la version préliminaire, mais bénéficie de l'ajout de détecteurs et de l'optimisation de l'ensemble du dispositif. Il doit rester en service de trois à

⁵là où la coupure géomagnétique est la plus sensible

cinq ans et pourra donc accumuler une statistique sans précédent sur le rayonnement cosmique chargé.

L'instrument

L'instrument que l'on peut voir figure 4.8 est semblable dans son concept à la première version, mais avec plusieurs sous-détecteurs supplémentaires et des améliorations techniques.

- La première amélioration vient du remplacement de l'aimant permanent par un aimant supraconducteur. Ce dernier fonctionne grâce à 2500 litres d' ^3He superfluide et crée un champ magnétique d'environ 0.8 T en son centre. Ceci augmente le pouvoir d'analyse du détecteur du même facteur que l'augmentation d'intensité du champ par rapport à AMS01. Cet aimant permettra donc une meilleure discrimination particule/antiparticule et augmentera la dynamique de mesure d'impulsion puisque à impulsion égale, la courbure de trajectoire des particules sera plus importante, et donc plus facile à mesurer. La puissance de l'aimant nécessite cependant de prendre des précautions à cause des champs de fuite qui peuvent influencer les photomultiplicateurs par exemple.
- Le TRACKER voit son nombre de couches passer à 8 pour une surface totale d'environ 6.4 m^2 c'est à dire le triple de la version préliminaire. Sa résolution spatiale de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ dans le plan de courbure de la trajectoire permet une mesure de rigidité jusqu'à plusieurs TV et une identification de charge jusqu'à $Z=26$.
- Le TOF n'a quant à lui toujours constitué de quatre plans croisés de scintillateurs. Chaque plan est fait constitué de bandes de matériau scintillant de 12 cm de large équipé de deux photomultiplicateurs à chaque extrémité. On a donc en fait au dessus et au dessous de l'aimant deux matrices de 8×8 sous détecteurs équivalents d'une granularité de $12 \times 12 \text{ cm}^2$. Cette dernière propriété est mise à profit dans le système de déclenchement (voir paragraphe 6.1.1). Sa résolution temporelle est de l'ordre de 100 ps. Les PMTs utilisés ici sont de type "mesh" (de maille en anglais). Ceux-ci ont une configuration de dynodes qui leur permet de fonctionner correctement en dépit du champ magnétique important.
- Le VETO (noté ACC pour Anti Coincidence Counter sur la figure) reste lui aussi semblable à sa première version. Il est constitué de 16 panneaux de scintillateurs entourant hermétiquement le TRACKER à l'intérieur de l'aimant, reliés chacun par fibres optiques à deux PMTs "mesh" à chacune de leurs extrémités.
- Un détecteur à rayonnement de transition (TRD) a été rajouté en haut de la structure. Le principe de ce dernier est de détecter les rayons X émis par une particule à la transition entre deux milieux d'indices optiques différents. L'appareil est constitué de 20 modules comprenant 100 transitions et des tubes à gaz pour détecter les photons X. C'est un phénomène à seuil comme l'effet Cherenkov et le détecteur jouera le rôle de l'ATC dans AMS01 pour la discrimination entre leptons baryons de même charge. Il fournira aussi une information supplémentaire sur le point de passage des particules chargées.
- Sous le TRACKER se trouve l'imageur annulaire Cherenkov (ou RICH). Celui-ci permet une mesure de charge et de vitesse (voir chapitre 5).
- Enfin tout en bas se situe le calorimètre électromagnétique (ECAL). En mesurant l'énergie des électrons et positrons, il permet ainsi de détecter la composante électromagnétique du rayonnement cosmique. Il permet aussi grâce au profil de gerbe une séparation hadron/lepton.

300 GeV	e^-	e^+	P	$\bar{\text{He}}$
TRD				
TOF				
Tracker				
RICH				
Calorimeter				

FIG. 4.9 – Réponse attendue des différents sous détecteurs d'AMS02 au passage de différentes particules d'énergie 300 GeV.

On peut voir résumé sur la figure 4.9 les types de réponse attendus de chaque sous détecteur en fonction des différents types de particules.

Détection des rayons γ

Outre le rayonnement cosmique chargé, AMS permettra de mesurer le flux de photons γ de deux manières. Tout d'abord, une mesure directe pourra être effectuée grâce au calorimètre électromagnétique. Une mesure indirecte pourra aussi être menée grâce au trajectomètre. En effet, les photons γ convertis en paires e^+e^- dans la matière du haut du détecteur (en particulier le TRD et le premier plan du TOF) seront détectés dans le trajectomètre sous la forme caractéristique des doubles trajectoires symétriques dont on peut voir un exemple sur la photo 4.3. De manière à pouvoir pointer les sources ponctuelles, AMS disposera d'une caméra de localisation des étoiles (STAR-TRACKER). En combinant les deux modes de détection AMS02 aura une résolution en énergie de l'ordre de quelques pourcents et ce pour une énergie comprise entre quelques GeV et 1 TeV.

Perspectives physiques

En mesurant de manière précise le rayonnement cosmique chargé entre quelques centaines de MeV/n et ~ 1 TeV/n, AMS02 contribuera de manière significative à de nombreux domaines de recherche :

- Recherche indirecte de matière sombre.

En mesurant Les flux d'antiprotons, de positrons et peut-être d'antideutons, AMS02 devrait soit détecter un signal soit permettre de placer de très fortes contraintes sur les

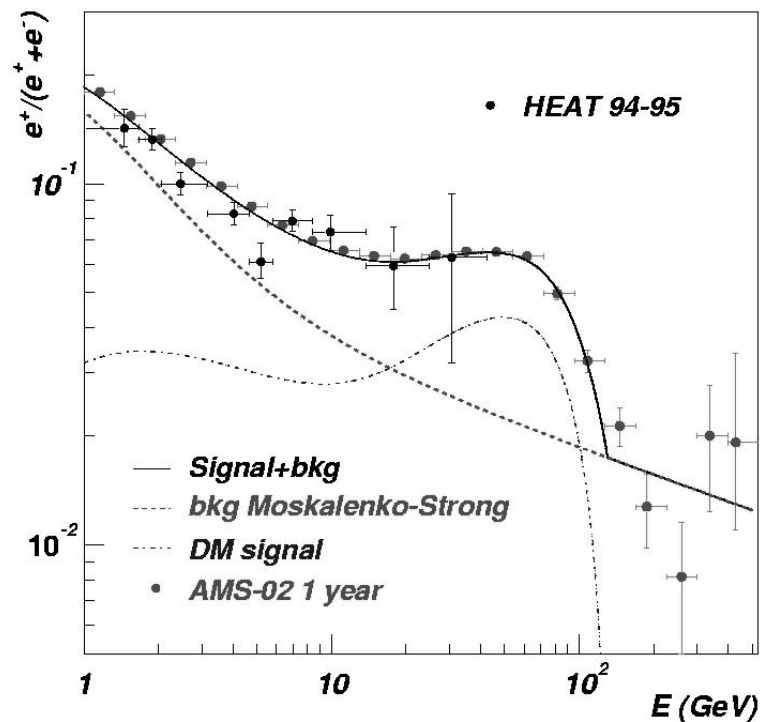


FIG. 4.10 – Flux simulés de positrons galactiques détectés par AMS02 en 1 an correspondant à un modèle particulier de matière noire supersymétrique[93].

modèles de halo de matière sombre et sur les espaces de paramètres des théories au delà du modèle standard. On peut voir figure 4.10 une projection de la statistique attendue sur le flux de positrons appliquée à un modèle de matière sombre supersymétrique[93]. D'autre part, la détection de photons γ permettra à AMS02 de rechercher des signaux d'annihilation de WIMPS au centre de la galaxie.

- Recherche d'antimatière primordiale.

Dans l'hypothèse où elle n'en détecte pas AMS02 mettra un contrainte plusieurs ordre de grandeurs en dessous de ce qui existe déjà sur l'existence d'antihélium comme on peut le voir figure 4.6

- Contrainte des paramètres de propagation galactiques.

AMS02 permettra de lever les incertitudes pesant sur les modèles de propagation actuels. Cela sera possible en mesurant finement et sur un grande gamme d'énergie des flux secondaires apportant des contraintes indépendantes (voir chapitre 1). On peut voir figure 4.11 le flux d'antiprotons attendu par rapport aux données existantes. L'évolution du rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ que l'on a vu sur la figure 1.10 du premier chapitre devrait quant à elle être mesurée sur une gamme d'énergie et avec une précision jamais atteinte jusqu'à présent comme nous le verrons au dernier chapitre.

- Outre la physique du rayonnement cosmique chargé, AMS02 grâce à ses capacités de détection de photons γ permettra l'étude de plusieurs autres phénomènes astrophysiques tels les noyaux actifs de galaxie, les pulsars, le fond diffus galactique et extragalactique ou les sursauts γ .

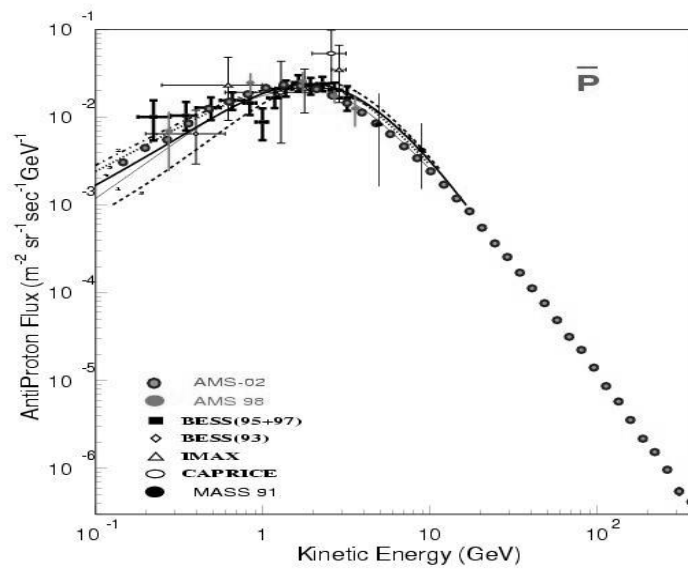


FIG. 4.11 – Flux simulés d'antiprotons galactiques détectés par AMS02 en 3 ans avec les mesures expérimentales existantes[93].

Chapitre 5

Etude et développement du RICH d'AMS02

Le RICH (pour Ring Imaging CHerenkov ou Imageur Annulaire CHerenkov) est un détecteur utilisant l'effet du même nom pour accéder à la vitesse d'une particule. Dans AMS02 la mesure de vitesse effectuée par le RICH associée à la mesure d'impulsion issue du trajectomètre permettra de mesurer la masse des noyaux détectés et ainsi de procéder à la séparation isotopique des différentes composantes du rayonnement cosmique. Le RICH fournit aussi une mesure de la charge et permettra donc une identification des éléments. Nous étudierons dans ce chapitre la résolution en vitesse du détecteur qui est le point crucial définissant ses capacités de séparation isotopiques.

5.1 L'effet Cherenkov

Lorsque une particule chargée traverse un milieu matériel, elle va le polariser le long de sa trajectoire en déformant les nuages électroniques des atomes le constituant. Son passage va donc provoquer l'émission d'une impulsion électromagnétique de rayonnement dipolaire. Si la particule se déplace à une vitesse très inférieure à celle de la lumière dans le milieu, la polarisation reste symétrique par rapport à la position de la particule (figure 5.1 a). Le champ total vu à grande distance est donc nul. Dans le cas où la vitesse de la particule est de l'ordre de celle de la lumière dans le milieu, un moment dipolaire non nul apparaît le long de la trajectoire (figure 5.1 b). On peut montrer que si la vitesse de la particule reste inférieure à la vitesse du champ électromagnétique, les impulsions créées le long de la trajectoire interfèrent destructivement et le champ à grande distance reste nul (figure 5.2 a). Dans le cas contraire, il se forme un front d'onde lumineuse se propageant dans une direction faisant un angle fixe par rapport à la trajectoire de la particule (figure 5.2 b). Cet angle peut-être retrouvé géométriquement. Il est donné par :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (5.1)$$

où $\beta = v/c$ est la vitesse de la particule et n est l'indice optique du milieu traversé. D'autre part, la théorie classique de Frank et Tamm nous donne le nombre de photons produits qui s'exprime en fonction de la charge Z de la particule et de la longueur d'onde λ de la lumière émise :

$$\frac{dN_{ph}}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2 \sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \quad (5.2)$$

où $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine [95]. On peut voir que le nombre de photons décroît rapidement avec la longueur d'onde, ce qui fait que la majorité des photons sont émis dans l'UV. Ce point peut être à prendre en considération lors du choix des photodétecteurs. De même, dans le visible le maximum se trouve dans le bleu ce qui explique la lueur bleue que l'on observe dans les piscines de réacteurs nucléaires. L'introduction des aspects quantiques du recul de la particule par Ginsburg n'apporte que de légères modifications.

On voit que grâce aux équations 5.1 et 5.2 en détectant ces photons et en mesurant l'angle θ_c , connaissant l'indice optique du milieu, on peut remonter à la valeur absolue de la charge de la particule ainsi qu'à sa vitesse β pourvu que celle-ci soit supérieure au seuil $1/n$. De plus, la durée de l'impulsion lumineuse est de l'ordre de 10^{-11} s ce qui permet une bonne résolution temporelle.

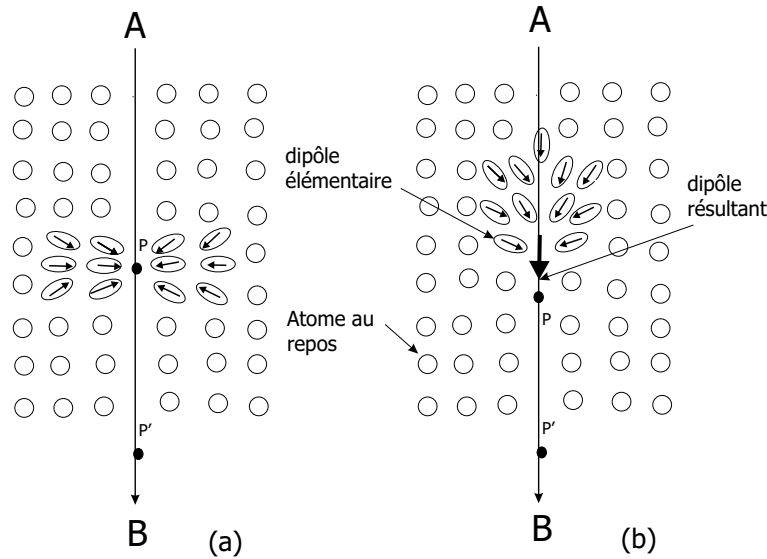


FIG. 5.1 – Passage d’une particule à $v \ll \frac{c}{n}$ (a) et $v \sim \frac{c}{n}$ (b).

Il existe de nombreux types de détecteurs mettant à profit cet effet. Notamment, les imageurs annulaires RICH permettent de déterminer à la fois la charge d’une particule et sa masse pourvu que l’on dispose d’une mesure indépendante de son impulsion $p = \beta\gamma mc$ (avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ le facteur de Lorentz de la particule).

5.1.1 Un RICH comment ça marche ?

Il existe plusieurs types de RICH utilisant des matériaux radiateurs gazeux, liquides ou solides, et pouvant posséder une optique de focalisation. L’utilisation spatiale impose de fortes contraintes sur la stabilité et la robustesse du détecteur, notamment du fait de l’impossibilité d’intervention une fois le détecteur lancé. Il a donc été décidé de développer un PFRICH (Proximity Focusing RICH) à radiateur solide car ce type de détecteur présente toutes les caractéristiques nécessaires à savoir large acceptation, grande dynamique et absence de gaz. L’effet Cherenkov est ici utilisé de la manière suivante. Une particule traverse un milieu radiateur d’épaisseur limitée donnée. Du fait de la symétrie de révolution autour de la trajectoire il se forme un anneau lumineux de largeur proportionnelle à l’épaisseur du radiateur, qui va se propager sur un cône de demi angle au sommet θ_c (à une réfraction près) et être détecté sur un plan de photomultiplicateurs (figure 5.3). Mesurer l’anneau donne donc accès au β de la particule, et le nombre de photons qui le compose permet une mesure de la charge (5.2).

5.2 Reconstruction de la vitesse

La vitesse de la particule est obtenue à partir de l’angle Cherenkov grâce à l’inverse de la formule 5.2. Il faut donc à partir de la position géométrique de détection de chaque photon reconstruire l’angle d’émission Cherenkov.

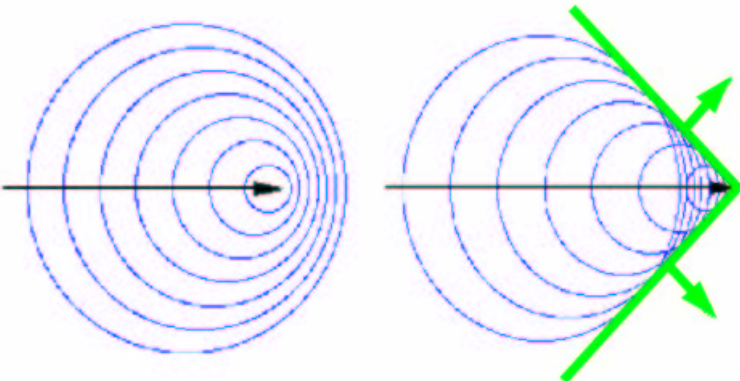


FIG. 5.2 – Ondes électromagnétiques créées par une particule à $v < c/n$ et $v > c/n$.

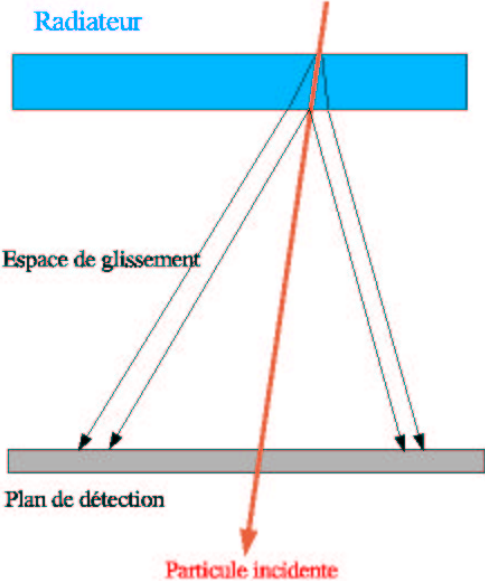


FIG. 5.3 – Principe de fonctionnement d'un PFRICH.

5.2.1 Reconstruction de l'angle Cherenkov

Il s'agit de reconstruire l'angle d'émission d'un photon détecté sur le plan de photomultiplicateurs, en connaissant la trajectoire de la particule (donnée dans AMS par le TRACKER). La figure 5.4 montre la paramétrisation géométrique du problème. Les données connues ne permettent pas de déterminer le point d'émission du photon dans le radiateur. On est donc amené à faire une approximation. Pour cela on suppose que le point d'émission se trouve au milieu de la trajectoire dans le radiateur. L'erreur ainsi introduite sur θ_c sera étudiée dans la section 5.4.1. Moyennant cette approximation on connaît donc les angles τ , ϕ et ψ et on a :

$$D \tan \theta_r + \frac{d}{2} \tan \theta_i = \rho \quad (5.3)$$

Grâce à la classique relation de Descartes pour la réfraction d'un rayon lumineux d'un milieu d'indice optique n (le radiateur) dans l'air ou le vide :

$$n \sin \theta_i = \sin \theta_r \quad (5.4)$$

on peut éliminer θ_r ce qui donne :

$$\frac{d}{2} \tan \theta_i + \frac{nD \tan \theta_i}{\sqrt{1 - (n^2 - 1) \tan^2 \theta_i}} = \rho \quad (5.5)$$

Cette équation implicite permet de trouver θ_i sachant que dans le repère de la figure 5.4 l'angle Cherenkov s'exprime ainsi :

$$\cos \theta_c = \sin \tau \sin \theta_i \cos(\phi - \psi) + \cos \tau \cos \theta_i \quad (5.6)$$

La résolution de 5.5 peut se faire numériquement (solution choisie dans le programme de reconstruction du prototype) ou analytiquement [96].

5.3 Le RICH d'AMS02

5.3.1 Description

On peut voir figure 5.5 une vue du détecteur. La matrice de photodétection comporte 680 photomultiplicateurs de 16 pixels pour un rayon de 67 cm avec un trou de 64x64cm en son centre nécessaire pour minimiser la quantité de matière présente devant le calorimètre. Les photodétecteurs sont des photomultiplicateurs (PMT) Hamamatsu RM7900_M16 à 4x4 pixels [111]. Ces derniers sont un bon compromis entre le nombre de pixel, l'espace mort entre chaque photomultiplicateur et la fiabilité. Chaque photomultiplicateur est équipé d'un guide de lumière en plexiglas qui permet de réduire l'espace mort (figure 5.6) et sont segmentés en 16 pixels de 7.5 mm de coté. De plus il est équipé d'une électronique frontale comprenant un convertisseur de charge, un "track & hold"¹ pour les 16 canaux qui préamplifie le signal (avec

¹c'est le module électronique chargé de mettre en forme le signal brut de sortie du photomultiplicateur.

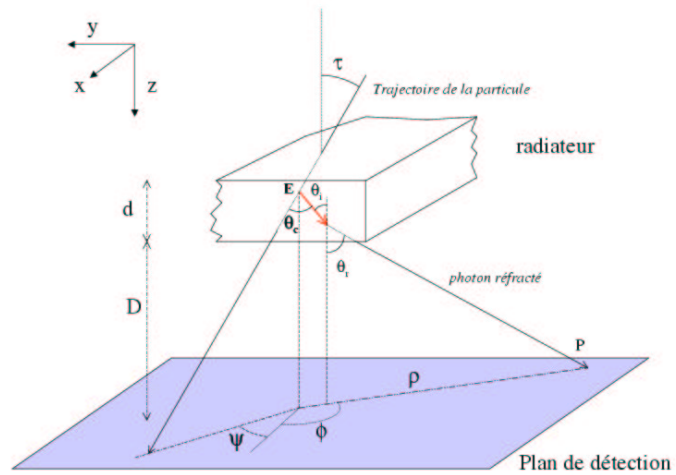


FIG. 5.4 – Représentation géométrique des données de reconstruction pour un PFRICH.

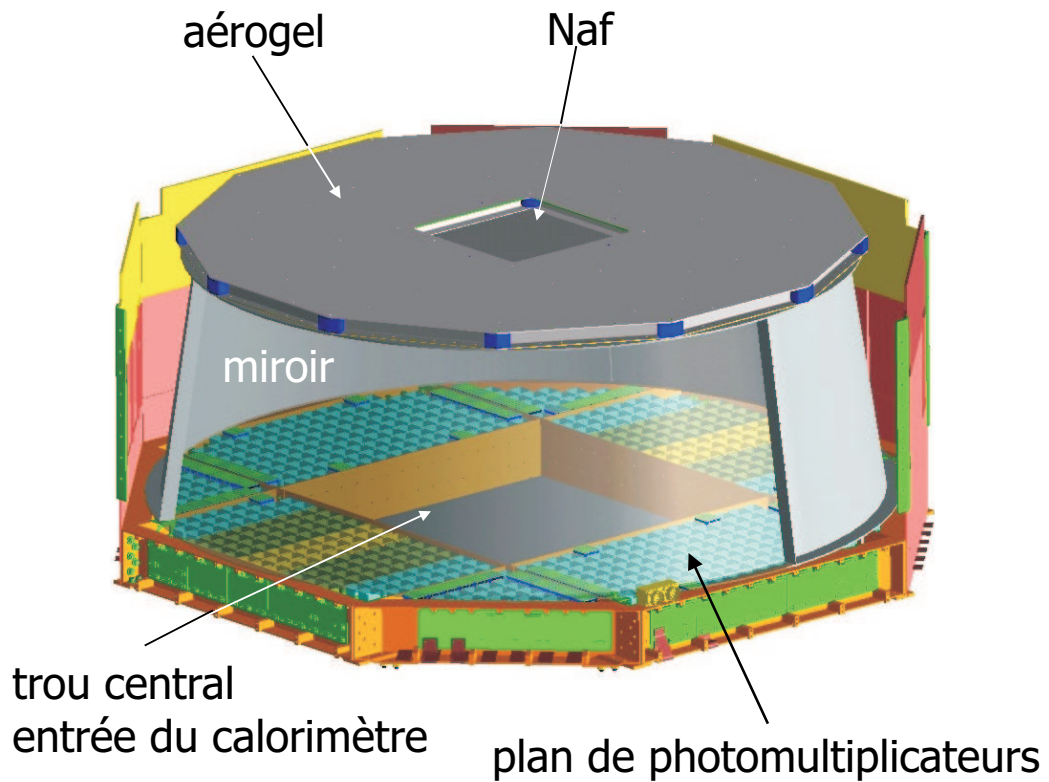


FIG. 5.5 – Structure du RICH d'AMS02.

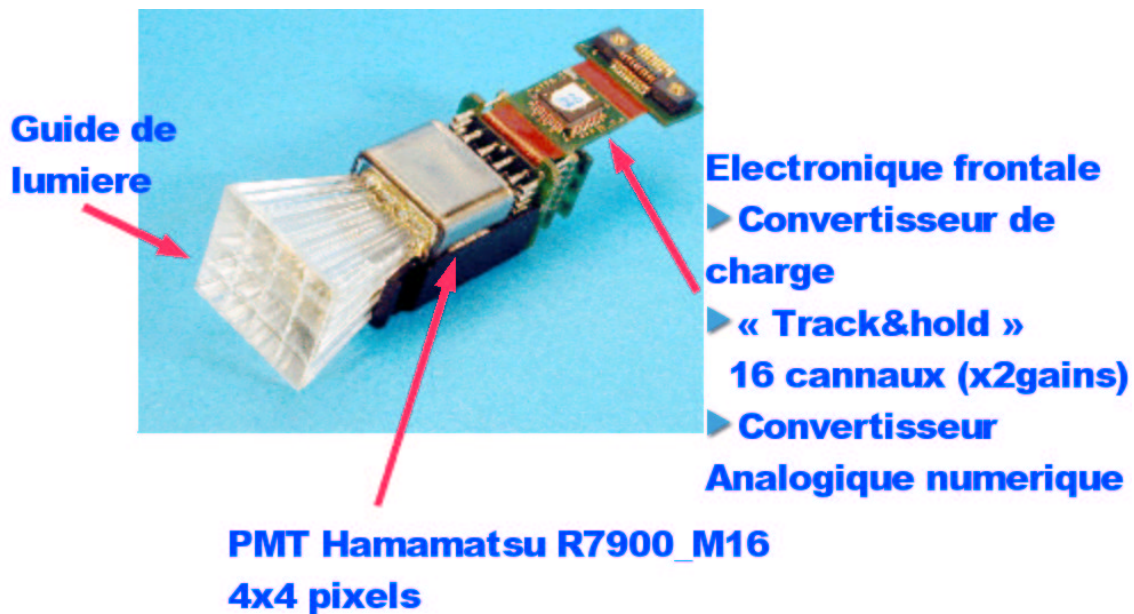


FIG. 5.6 – Un module de photomultiplicateur RM7900_M16 avec guide lumière et électronique frontale

deux gains, x1 et x5) ainsi qu'un convertisseur analogique numérique [106]. Les deux gains (x1 et x5) sont nécessaires pour conserver une bonne résolution tout en ayant une grande dynamique. En effet, le nombre de photo-électrons dans un pixel d'un PMT peut varier de 1 pour les basses charges à plus d'une cinquantaine pour le fer.

Le milieu radiateur a 60 cm de rayon et 3 cm d'épaisseur. Il est constitué de tuiles d'aerogel d'indice 1.03 ou 1.05 et d'un carré central de 34 cm de coté et 0.5 cm d'épaisseur contenant un cristal de fluorure de Sodium (NaF) d'indice 1.33. Les aerogels sont des solutions colloïdes de SiO_2 très peu denses possédant des indices optiques supérieurs aux gaz et inférieurs aux liquides et solides. Ces matériaux ont l'intérêt d'être solides (ce qui en rend leur manipulation aisée par rapport aux gaz) tout en présentant un chromatisme assez faible par rapport aux cristaux [107]. La partie constituée de NaF a quant à elle une double utilité. Tout d'abord, le cône Cherenkov étant plus ouvert (voir 5.1) il permet d'augmenter l'acceptance. Ainsi les particules passant au centre du détecteur et dont l'anneau Cherenkov aurait été perdu dans le trou central seront détectées. D'autre part cela permet d'abaisser la valeur du seuil de l'effet Cherenkov et donc d'augmenter la dynamique du détecteur pour le rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ comme on le verra au prochain chapitre. Le détecteur est entouré d'un miroir cylindrique permettant d'augmenter l'efficacité en renvoyant les 30% de photons dirigés hors de la matrice de photodétection vers cette dernière. Ce miroir augmentera aussi l'acceptance en permettant de détecter des particules sortant du tracker avec un grand angle d'incidence et dont l'anneau Cherenkov est en dehors de la matrice de détection. Outre les mesures de vitesse et de charge, le RICH sera en mesure de séparer sans ambiguïté les particules zénithales et albédo, ces dernières ne générant en principe aucun signal dans le détecteur².

²en effet dans ce cas le cône se développe vers le haut et est absorbé en haut du milieu radiateur.

5.3.2 Cahier des charges

Le RICH d'AMS02 a pour double mission de fournir une mesure de la charge et de permettre une séparation isotopique. Dans ce qui suit nous étudierons ce qui concerne la séparation isotopique, la résolution en charge étant étudiée dans [97]. Les isotopes les plus légers et les plus intéressants sont ceux du Béryllium (voir paragraphe 1.2.6). On veut donc effectuer une séparation en masse efficace jusqu'à $A=10$, ce qui nécessite $\frac{\Delta m}{m} \ll 0.1$. Cette valeur correspond au critère de Rayleigh³ pour une masse de 10 uma. Comme la masse des particules est déterminée de la manière suivante en fonction de l'impulsion et de la vitesse :

$$m = \frac{p}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (5.7)$$

en différenciant cette équation on obtient :

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta p}{p} \oplus \gamma^2 \frac{\Delta \beta}{\beta} \quad (5.8)$$

Or la résolution en impulsion du trajectomètre (voir section 4.3.4) est de l'ordre de 1% dans la gamme d'impulsion 1-10 GeV/c par nucléon. Comme pour un noyau d'impulsion $p = 10$ GeV/c on a un facteur de Lorentz $\gamma \sim 10$, il est nécessaire d'avoir une résolution en vitesse $\Delta \beta / \beta \sim 10^{-4}$ pour les noyaux de masse environ 10 comme le Béryllium. Nous allons étudier dans la suite les caractéristiques que doit posséder le RICH pour atteindre cette résolution.

5.4 La résolution théorique en vitesse

La résolution en vitesse du détecteur est limitée principalement par deux types de facteurs que l'on voit apparaître sur la formule suivante obtenue par dérivation de 5.1 :

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta n}{n} \oplus \tan \theta_c \Delta \theta_c \quad (5.9)$$

Le premier terme est issu de la qualité optique du radiateur et provient du chromatisme . Le second est une limitation inhérente à géométrie du détecteur et à la reconstruction de l'angle Cherenkov.

5.4.1 Influence des propriétés optiques du radiateur

Comme on peut le voir dans l'expression 5.2 le rayonnement Cherenkov n'est pas monochromatique. Or les propriétés optiques des matériaux utilisés comme radiateur, qu'il s'agisse d'aérogel (notés AGL dans la suite) ou d'un cristal de NaF varient avec la longueur d'onde λ . Le $\frac{\Delta n}{n}$ de l'équation 5.9 peut être calculé grâce aux paramètres suivants :

- La transmittivité $T(\lambda)$ du matériau radiateur définie comme la fraction de photons transmis par le matériau à la longueur d'onde λ
- La variation de l'indice $n(\lambda)$ de ce même radiateur

³la séparation entre deux pics doit être supérieure à leur largeur.

5.4 La résolution théorique en vitesse

Radiateur	AGL				NaF
	1.03		1.05		
Epaisseur	$d = 20mm$	$d = 30mm$	$d = 20mm$	$d = 30mm$	$d = 5mm$
Nombre de photons par anneau	4.2	5.2	5.7	6.9	12 (4)

TAB. 5.1 – Nombre théorique de photons attendus pour les différents types de radiateurs pour une charge $Z=1$. Le chiffre entre parenthèses pour le NaF prend en compte un coefficient d'acceptance géométrique correspondant au prototype en configuration cosmique.

- L'efficacité quantique de détection $\epsilon(\lambda)$ des photomultiplicateurs
- Si l'on se place dans les conditions de réfraction totale on obtient :

$$\Delta n = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2} \quad (5.10)$$

$$\langle n \rangle = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n(\lambda) f(\lambda) d\lambda \quad (5.11)$$

$$\langle n^2 \rangle = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n(\lambda)^2 f(\lambda) d\lambda \quad (5.12)$$

où a fonction $f(\lambda)$ est donnée par :

$$f(\lambda) = \frac{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \epsilon(\lambda) T(\lambda) \frac{1}{\lambda^2}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \epsilon(\lambda) T(\lambda) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda} \quad (5.13)$$

$f(\lambda)$ représente la densité de probabilité qu'un photon Cherenkov produit dans un intervalle de longueur d'onde (5.2) soit détecté. Pour les deux types de radiateurs qui nous intéressent, la transmittivité prend la forme (voir figure 5.8) :

- $T_{NaF}(\lambda) = 0.9d$ où d est l'épaisseur du radiateur
- $T_{AGL}(\lambda) = \frac{\lambda^4 \cos \theta_c}{Cd} \left(1 - \exp\left(-\frac{Cd}{\lambda^4 \cos \theta_c}\right)\right)$ où C est le coefficient de clarté de L' Aerogel et est de l'ordre de $C \sim 10^{-2} \mu m^4 cm^{-1}$ [108]. Ce terme provient de la diffusion Rayleigh. La transmittivité décroît en fonction de la distance $\frac{d}{\cos \theta}$ parcourue dans le radiateur par les photons Cherenkov.

On peut voir figure 5.7 la courbe d'efficacité quantique des photomultiplicateurs Hamamatsu R7900_M16 utilisés. Les valeurs obtenues par intégration numérique sont présentées sur le tableau récapitulatif 5.2. On peut y voir que l'influence du chromatisme est la plus importante pour le NaF, quasiment d'un facteur 5. D'autre part, un calcul numérique effectué à partir du dénominateur de l'équation 5.13 et des données du prototype et des radiateurs⁴ donne le nombre moyen de photons attendus pour une charge unitaire et les différentes épaisseurs envisagées dans le tableau 5.1. Ces valeurs correspondent à la valeur théorique de la clarté $C \sim 10^{-2} \mu m^4 cm^{-1}$ fournie par le fabricant [108].

⁴les propriétés optiques sont celles des radiateurs testés en cosmiques.

5.4 La résolution théorique en vitesse

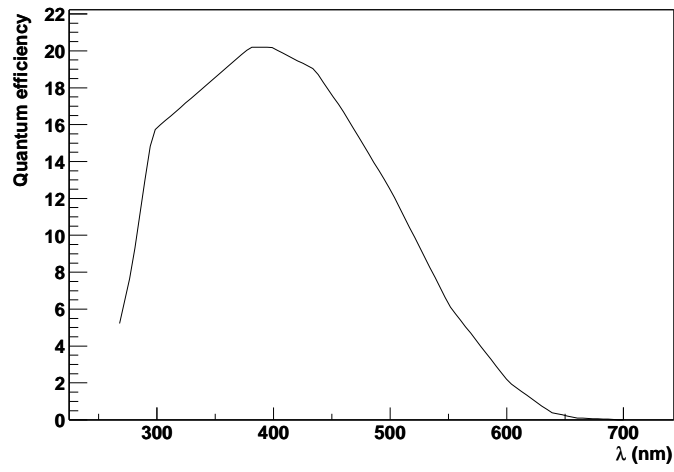


FIG. 5.7 – Efficacité quantique des Photomultiplicateurs R7900_M16 en fonction de la longueur d'onde.

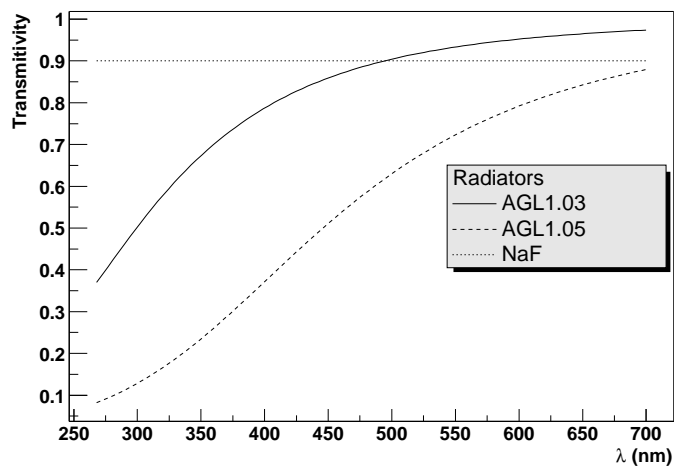


FIG. 5.8 – transmittivité des différents radiateurs utilisés en fonction de la longueur d'onde.

5.4.2 Influence de la géométrie du détecteur

Les PFRICH ont une résolution intrinsèquement limitée géométriquement. Comme on l'a vu au 5.2 on ne connaît pas la position du point d'émission du photon dans le radiateur, ni sa position exacte sur le plan de détection car ce dernier est pixelisé. On peut estimer les différentes contributions en considérant l'erreur induite $\Delta\rho$ sur le rayon ρ de l'anneau Cherenkov par chaque phénomène. Il suffit ensuite de remonter à θ_c par les relations géométriques 5.3, 5.4 et 5.5 puis enfin à $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ grâce à 5.9.

Plaçons nous dans le cas particulier d'une incidence quasi nulle de la particule (*i.e.* $\tau \sim 0$ ce qui implique $\theta_i = \theta_c$), ce qui sera toujours le cas dans les tests expérimentaux du prototype⁵. Comme pour un PFRICH correctement dimensionné $D \gg d$ on peut simplifier la relation 5.3 en :

$$\rho = D \tan \theta_r \quad (5.14)$$

qui différenciée donne :

$$\Delta\rho = D(1 + \tan^2 \theta_r) \Delta\theta_r \quad (5.15)$$

On peut alors éliminer θ_r grâce à la relation 5.4 différenciée et multiplié par $\tan \theta_c$ pour exprimer la partie géométrique de l'équation 5.9 :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\cos^3 \theta_r \tan \theta_c \Delta\rho}{n \cos \theta_c D} \quad (5.16)$$

Ce qui exprimé en fonction de la vitesse nous donne :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta^2} (1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}} (\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta\rho}{D} \quad (5.17)$$

Dans le cas d'un radiateur NaF on ne peut plus négliger l'angle d'incidence τ du fait de la valeur de l'angle Cherenkov bien plus élevée. En effet, pour $n = 1.33$, $\theta_c = .72$ rad alors que pour les aerogels, $\theta_c \sim .24 - .31$ rad. A faible angle, la réfraction a peu d'influence du fait de la quasi-linéarité du sinus. A grand angle, toute perturbation (ici un angle d'incidence $\tau \sim 0.01$ rad. dans le cas des tests en cosmique) a une plus grande influence. On peut modifier le calcul précédent en écrivant $\theta_i = \theta_c + x$ au lieu de $\theta_i = \theta_c$ où $x \in [-\tau, \tau]$, les valeurs extrêmes étant atteintes respectivement quand le photon est émis au dessous et au dessus de la trajectoire. L'équivalent de 5.17 est alors :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{(1 - ((n^2 - \frac{1}{\beta^2})^{\frac{1}{2}} \cos x + \frac{\sin x}{\beta})^2)^{\frac{3}{2}}}{\frac{\cos x}{\beta} - (n^2 - \frac{1}{\beta^2})^{\frac{1}{2}} \sin x} (\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta\rho}{D} \quad (5.18)$$

L'erreur est maximale quand $x = -\tau$ c'est à dire sous la trajectoire. En effet d'après 5.15 une même erreur $\Delta\rho$ donnera une erreur correspondante sur θ_r d'autant moins importante que θ_r sera grand c'est à dire d'autant plus que le photon est détecté loin de l'axe du cône Cherenkov comme on peut le voir sur la figure 5.9.

⁵en tests cosmiques le flux est vertical avec une dispersion de l'ordre de quelques degrés en raison de l'acceptance angulaire du détecteur et en test faisceaux le faisceau est très bien collimaté

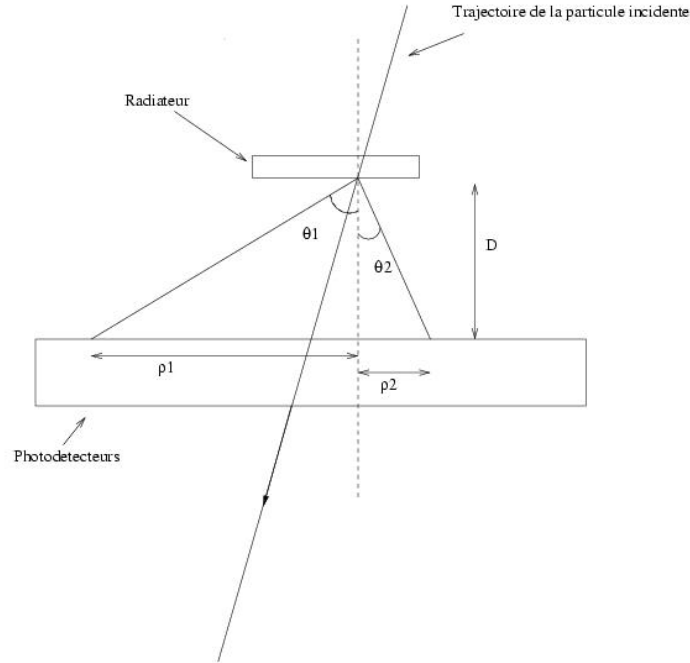


FIG. 5.9 – Angles de réfraction des photons Cherenkov au dessus (cas 1) et au dessous (cas 2) de la trajectoire dans le cas d'un angle d'incidence non nul.

Influence de l'épaisseur du radiateur

Si l'on considère que les photons sont émis tout le long de la trajectoire, et que l'on suppose un angle d'incidence $\tau \sim 0$ on peut considérer qu'ils seront détectés sur un anneau d'épaisseur :

$$r = d \tan \theta_c \quad (5.19)$$

En supposant que l'émission se fait de manière équiprobable dans tout le radiateur, on obtient :

$$\sigma_\rho = \frac{d \tan \theta_c}{\sqrt{12}} \quad (5.20)$$

Ce qui donne :

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta} \right)_{ep.} = \frac{1}{\beta^2} (\beta^2 n^2 - 1) (1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}} \frac{d}{D\sqrt{12}} \quad (5.21)$$

On voit que l'on a intérêt à minimiser le rapport $\frac{d}{D}$. Cependant, D est limité par l'encombrement géométrique du détecteur et d doit être assez important pour produire un nombre suffisant de photons pour la reconstruction de l'anneau. La figure 5.10 gauche représente l'évolution de l'erreur due à l'épaisseur du radiateur en fonction de l'indice pour un rapport $d/D\sqrt{12} = 1$. Les indices faibles (*i.e.* inférieurs à 1.05) et importants (*i.e.* supérieurs à 1.3) sont clairement favorisés.

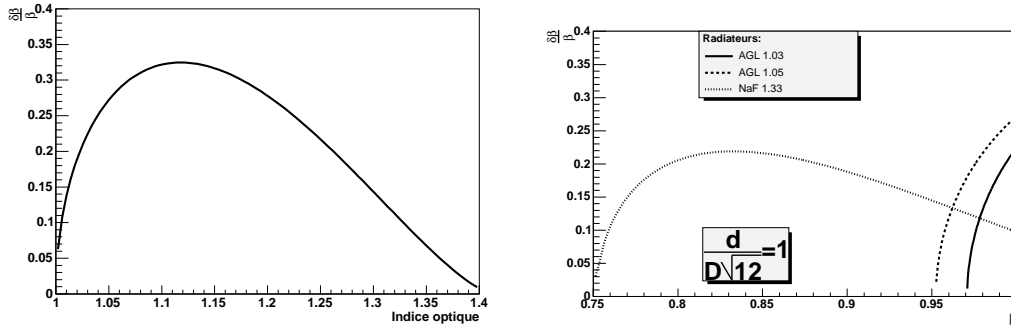


FIG. 5.10 – Erreur relative sur β due à l'épaisseur du radiateur pour $\beta = 1$ en fonction de l'indice optique (à gauche) et pour les 3 radiateurs étudiés en fonction de β (à droite) pour $d/D\sqrt{12} = 1$

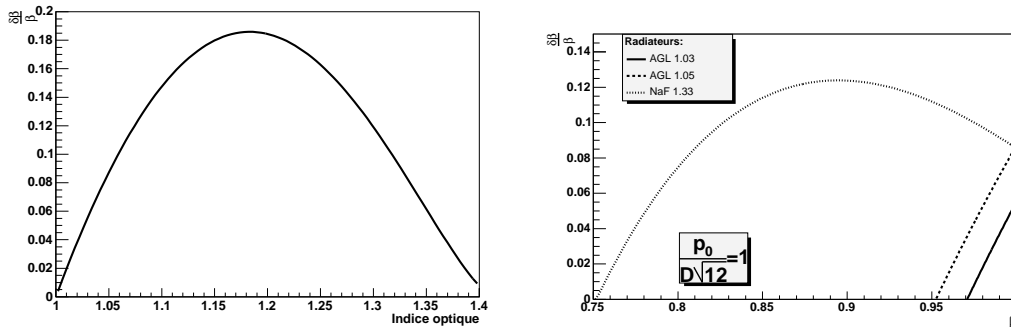


FIG. 5.11 – Erreur relative sur β due à la pixelisation pour $\beta = 1$ en fonction de l'indice optique (à gauche) et pour les 3 radiateurs étudiés en fonction de β (à droite) pour $p_0/D\sqrt{12} = 1$.

Influence de la pixelisation du plan de détection

Dans ce cas on a pour une taille caractéristique de pixel p_0 :

$$\sigma_\rho = \frac{p_0}{\sqrt{12}} \quad (5.22)$$

Ce qui donne :

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{pix.} = \frac{1}{\beta^2}(\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}}(1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}} \frac{p_0}{D\sqrt{12}} \quad (5.23)$$

Dans ce cas la résolution sera limitée par la granularité de la solution technologique retenue pour le plan de détection, ici l'ensemble photomultiplicateur-guide de lumière. On peut voir figure 5.11 l'évolution de cette erreur pour un rapport $p_0/D\sqrt{12} = 1$ en fonction de l'indice de réfraction. Il apparaît ici aussi que les bas indices (comme ceux des AGL) et les hauts indices (comme le NAF) sont favorisés.

Espace de glissement

Les deux estimations précédentes montrent que les erreurs peuvent être minimisées en augmentant l'espace de glissement. En effet, l'épaisseur des radiateur est fixée (3 cm pour les AGL

5.4 La résolution théorique en vitesse

[98]) par le nombre de photons que l'on veut obtenir et la taille des pixels par les photodétecteurs (7.5 cm). On peut estimer rapidement l'espace de glissement nécessaire pour atteindre la séparation en masse fixée dans le cahier des charges pour un élément de charge Z . Si σ_{ep} et σ_{pix} sont les erreurs maximales dues respectivement à l'épaisseur et à la pixelisation prise sur les courbes 5.10 et 5.11 droites, si $\sigma_{chr.}$ est la contribution du chromatisme et si N_0 est le nombre de photoélectrons moyens attendu pour $Z=1$ on a la condition :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{ep.}^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{pix.}^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{chr.}^2} \leq 10^{-3} \quad (5.24)$$

Si l'on regroupe les contributions dépendant de la distance d'expansion D on obtient :

$$\left.\frac{\Delta\beta}{\beta}\right|_{ep.+pix.} \sim \sqrt{\frac{\sigma_{ep}^2 d^2 + \sigma_{pix}^2 p_0^2}{12D^2 N_0 Z^2}} \leq \sqrt{(10^{-3})^2 - \frac{\sigma_{chr.}^2}{N_0 Z^2}} \quad (5.25)$$

L'application numérique avec $\sigma_{ep} = 0.3$ et $\sigma_{pix} = 0.13$ qui sont les valeurs maximales sur la dynamique du détecteur (voir figures 5.10et 5.11) et une valeur conservatrice de $N_0 = 4$ nous donne pour le Béryllium ($Z=4$) :

$$D \geq 35 \text{ cm.} \quad (5.26)$$

Le détecteur final avec ses 47 cm d'espace de glissement devrait permettre une bonne séparation du Béryllium sur toute sa dynamique.

Influence de la trajectoire de la particule incidente

Lorsque on utilise une reconstruction qui nécessite la connaissance de la trajectoire de la particule incidente, la précision de cette dernière se répercute sur la mesure de vitesse. Si l'on se restreint au cas où τ reste proche de 0, on peut considérer que l'erreur sur la trajectoire se traduit par une erreur sur la position d'émission du photon Cherenkov dans le plan horizontal médian du radiateur. Dans ce cas on peut encore assimiler notre erreur à $\Delta\rho$. Celle-ci dépend du système utilisé pour détecter la particule incidente. On peut distinguer deux types d'erreurs liées à la trajectoire. Tout d'abord considérons que l'on ne se trompe pas sur l'endroit où passe la particule dans le radiateur mais seulement sur τ . En différenciant 5.6 on obtient :

$$\Delta\theta_c = \frac{\cos\tau \sin\theta_i \cos(\phi - \psi) - \sin\tau \cos\theta_i}{\sqrt{1 - (\sin\tau \sin\theta_i \cos(\phi - \psi) + \cos\tau \cos\theta_i)^2}} \Delta\tau \quad (5.27)$$

En gardant à l'esprit que $\theta_i = x + \theta_c$ où $x \in [-\tau, \tau]$, l'étude du facteur multiplicatif de $\Delta\tau$ montre qu'il est inférieur à 1. On a donc $\Delta\theta_c \leq \Delta\tau$.

Dans le cas d'AMS02, la résolution du trajectomètre étant de l'ordre de 30 μm , cette erreur est négligeable.

Ce n'est pas vrai dans le cas du prototype. Ici les traces étant droites, $x' = az + b$ avec x' la distance du passage de la particule au centre dans le plan horizontal du radiateur et $a = \tan\tau$. Ainsi, en partant du deuxième membre de 5.9, on obtient sachant que $\Delta\tau = \frac{\Delta a}{1 + \tan^2\tau} \sim \Delta a$:

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{traj.1} = (\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \sigma_a \quad (5.28)$$

Quant à l'erreur due à la localisation horizontale du point d'émission, on peut considérer que si τ est suffisamment petit, $\Delta\rho = \Delta x'$, donc :

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{traj.2} = \frac{1}{\beta^2}(1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}}(\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta x'}{D} \quad (5.29)$$

Or, $\Delta x'$ peut s'exprimer en fonction des erreurs sur l'ajustement de la trajectoire σ_a et σ_b [102] :

$$\Delta x' = \sigma_a z + \sigma_b \quad (5.30)$$

Avec n points de mesure on a :

$$\sigma_a^2 = n\sigma^2 \frac{1}{n \sum_{i=1}^n z_i^2 - (\sum_{i=1}^n z_i)^2} \quad (5.31)$$

$$\sigma_b^2 = n\sigma^2 \frac{\sum_{i=1}^n z_i^2}{n \sum_{i=1}^n z_i^2 - (\sum_{i=1}^n z_i)^2} \quad (5.32)$$

$$(5.33)$$

Toujours dans l'approximation des petits angles pour τ , on peut considérer que le coefficient de corrélation entre les deux erreurs précédemment étudiées est 1. En conséquence :

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{traj.} = \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{traj.1} + \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{traj.2} \quad (5.34)$$

5.4.3 Le prototype de deuxième génération

Un prototype de première génération à été étudié dans [96] et [99] en vue de valider l'utilisation de ce type de détecteur pour AMS. Un deuxième prototype, réalisé cette fois-ci beaucoup plus proche du détecteur final est étudié ici. Il consiste en un demi sous module du détecteur final (figure 5.12). Les modules de photodétection (PMT, guides de lumière et électronique frontale) sont identiques à ceux du détecteur final. Seule l'électronique d'acquisition est spécifique et est constituées de trois cartes d'acquisition, chacune prenant en charge un tiers de la matrice. Le tout est surmonté d'une structure portant les trois cartes de l'électronique de lecture et permettant de fixer les radiateurs et un éventuel miroir à distance variable de la matrice de détection.

Retour sur l'influence de la trajectoire

Lors des tests cosmiques du prototype, la trajectoire était mesurée par 3 chambre à fils dont la résolution est beaucoup moins bonne que celle du trajectomètre d'AMS02(de l'ordre d'un facteur 20) si bien que l'erreur associée ne peut plus être négligée. Cependant, la géométrie du trajectomètre et la verticalité du flux de muons sont telles que l'on peut se limiter au deuxième membre de 5.34 (σ_b est prédominant).

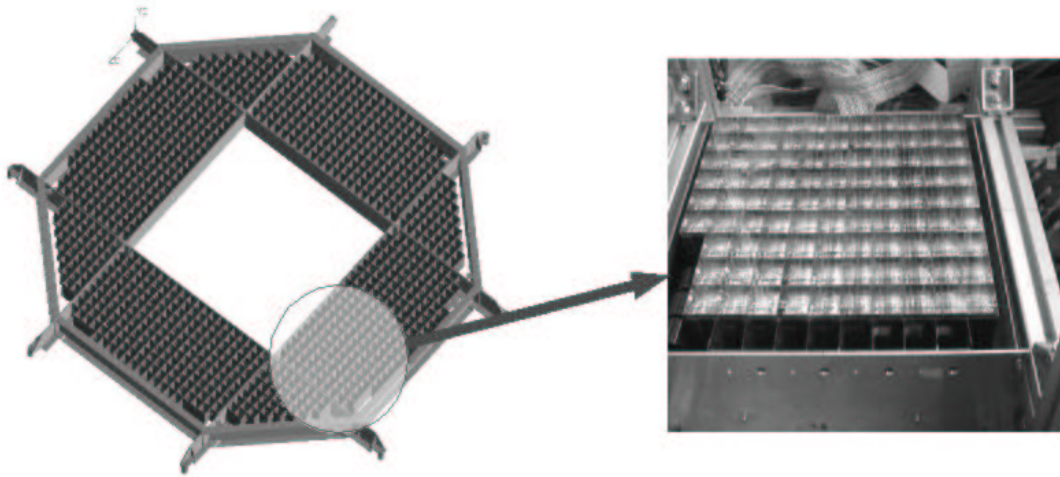


FIG. 5.12 – Vue CAO de la matrice finale (gauche) et photo du prototype (droite).

Influence de la diffusion coulombienne

Lors des tests cosmiques, l'imager étant enfermé dans une chambre en aluminium, les particules traversent une épaisseur de matière non nulle avant de passer dans le radiateur. Elles y subissent une diffusion coulombienne qui fait varier leur trajectoire d'un angle $\Delta\theta$ donné par [55] :

$$\Delta\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (5.35)$$

Ici, $X_0 = 8.9 \text{ cm}$ pour l'aluminium, $x = 0.5 \text{ cm}$ est l'épaisseur du couvercle de la marmite et pour le flux de muons atmosphériques, $\beta = 1$ et $pc \sim E = 2 \text{ GeV}$ ce qui donne $\Delta\theta = 1.4 \times 10^{-3}$. L'angle obtenu peut être interprété comme une erreur sur θ_c et réinjecté dans le deuxième terme de 5.9 ou comme une source d'incertitude sur la localisation horizontale du point d'émission dans le radiateur et injecté dans 5.29 avec $\Delta x' = l \tan \Delta\theta$ où l est la distance entre le couvercle et le radiateur (ici $\sim 10 \text{ cm}$). Comme dans le cas de l'influence de la trajectoire, on peut considérer un coefficient de corrélation unitaire.

Les valeurs numériques correspondant à des valeurs typiques de la géométrie du prototype sont présentées sur le tableau récapitulatif 5.2.

- Distance d'expansion $D = 416 \text{ mm}$ pour les Aerogels et $D = 75 \text{ mm}$ pour le NaF.
- Epaisseur du radiateur : $d = 20 \text{ mm}$ et $d = 30 \text{ mm}$ pour les Aerogels et $d = 5 \text{ mm}$ pour le NaF.
- Les chambres à fil ont une résolution $\sigma_x = \sigma_y = 0.59 \text{ mm}$ [96].

On peut remarquer que les contributions prédominantes changent d'une configuration géo-

5.4 La résolution théorique en vitesse

$\frac{\Delta\beta_{hit}}{\beta} \times 10^3$	AGL				NaF
	1.03		1.05		
Epaisseur	$d = 20mm$	$d = 30mm$	$d = 20mm$	$d = 30mm$	$d = 5mm$
	0.77	1.15	1.21	1.81	3.2
Pixel	1.17		1.4		5.6
Chromatisme	.86		1.23		4.57
Trajectoire	.65		.8		3.6
Diffusion coulombienne	.51		.66		1.86
Total	1.84	2.02	2.45	2.80	8.9

TAB. 5.2 – Tableau récapitulatif des différentes contributions théoriques à la résolution en vitesse par point de mesure.

métrie+radiateur à l'autre. Cependant, les deux plus importantes sources d'incertitude restent la pixelisation du plan de détection et l'épaisseur du matériau radiateur. Cette dernière peut être facilement réduite comme on peut le voir sur le tableau. Cependant il faut garder à l'esprit que la résolution moyenne est fortement améliorée par la multiplicité (d'un facteur proche de \sqrt{N} avec N le nombre de photons détectés) qui elle est proportionnelle à l'épaisseur. Le NaF quant à lui souffre de la faible distance d'expansion imposée par son grand angle Cherenkov et d'un fort effet chromatique. Il est cependant nécessaire si l'on veut abaisser le seuil du détecteur.

5.4.4 Traitement des données

Un programme de reconstruction propre au prototype de seconde génération à été développé en langage C pour convertir les données brutes fournies par le logiciel d'acquisition OASIS [103]. La première tâche à effectuer est de convertir les données brutes (coups ADC sur chaque voie de lecture) en informations physiques (position géométrique et nombre de photoélectrons par exemple).

Tests préliminaires

On peut d'ores et déjà après cette première étape tester certaines caractéristiques du détecteur en éclairant la matrice à l'aide d'une diode électroluminescente alimentée par un générateur périodique qui déclenche l'acquisition. On peut alors construire une image avec un histogramme à deux dimensions (les coordonnées et des pixels) dont le contenu des bins est le nombre d'évènements au dessus du seuil dans ce pixel, quantité proportionnelle au nombre de photons détectés. On peut notamment ainsi vérifier la validité de la localisation des photons détectés sur la matrice grâce à des masques aux formes bien définies. On peut voir figure 5.13 deux exemples de masques utilisés pour valider cette première reconstruction grâce à des formes simples (un grand carré en haut à droite, un plus petit rectangle en bas à droite et un L retourné en bas à gauche) ou plus complexes (les lettres AMS RICH). Outre cette vérification, ces images permettent de détecter rapidement certains problèmes. En effet on peut remarquer sur le masque simple les différents niveaux de bruits des trois cartes d'acquisition, et surtout le

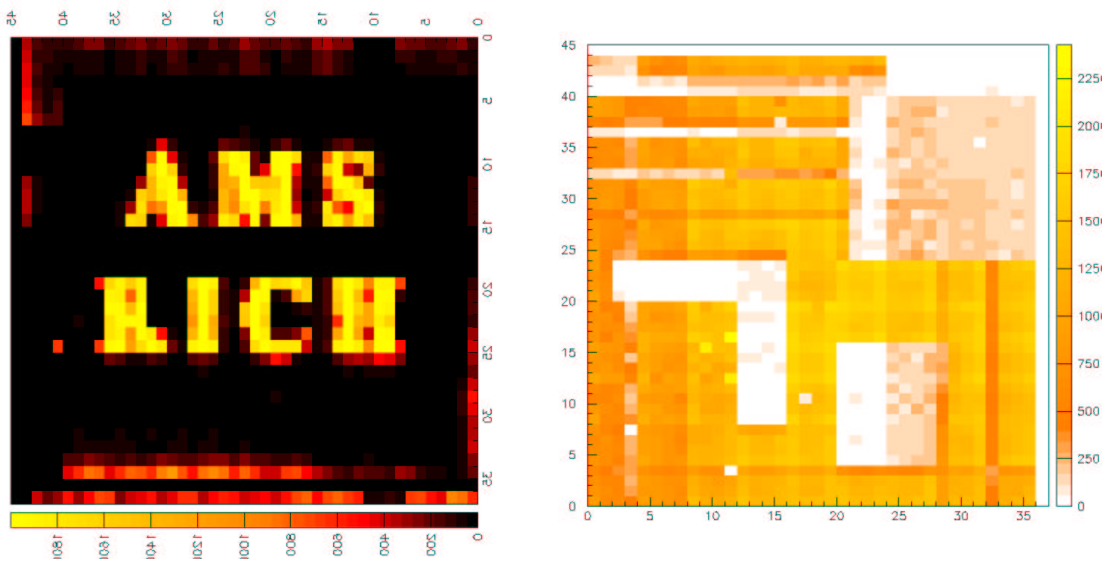


FIG. 5.13 – Image reconstruite de la matrice avec un cache AMS RICH (à gauche) et des formes géométriques simples (à droite).

niveau pathologique de la troisième carte (sur la figure entre les abscisses 24 et 36). Alors que le coin supérieur droit est sensé se trouver sous le cache, le signal est quasiment aussi important que sur la partie gauche illuminée. Cette image permet de se rendre compte aussi des limitations inhérentes aux guides de lumière. En effet, les lignes horizontales et verticales de plus faible signal (alors que la source de lumière est ponctuelle et située au dessus du centre de la matrice) correspondent aux pixels du bord des photomultiplicateurs vers la source qui perdent de la lumière par diaphonie mais n'en gagnent pas (voir [99] pour une étude plus complète du phénomène). La figure 5.14 quant à elle met en évidence une erreur dans la reconstruction des position des pixels. Elle est aussi issue d'un test d'éclairage uniforme de la matrice par une diode mais cette fois-ci sans aucun cache. L'image de gauche ne correspond pas à la géométrie de la matrice. En effet il n'y a physiquement pas de photomultiplicateur sur la ligne la plus haute de la dernière carte d'acquisition⁶ (entre les abscisses 24 et 36). La ligne de pixels la plus à droite ne correspond non plus à aucun photodétecteur. L'image de droite par contre est correcte. On peut ici de plus détecter des pixels aveugles et un photomultiplicateur mort (en noir sur la figure), ainsi qu'un autre à gain pathologiquement bas (le deuxième de la colonne de gauche en partant du bas).

Reconstruction

Une fois que l'on a reconstruit un angle Cherenkov θ_c pour chaque pixel touché il reste à distinguer les photons utiles du bruit. En effet, la lumière subit une diffusion Rayleigh dans les radiateurs et une partie du signal se retrouve uniformément répartie sur toute la matrice. D'autre part les PMT ont un bruit intrinsèque ainsi que l'électronique. Il convient aussi d'éliminer les pixels touchés par la particule incidente car celle-ci produit du rayonnement Cherenkov dans les guides de lumière qu'elle traverse. Pour cela deux méthodes de sélection ont été em-

⁶Les signaux des PMT étaient répartis sur trois cartes d'acquisition traitant chacune un tiers de la matrice.

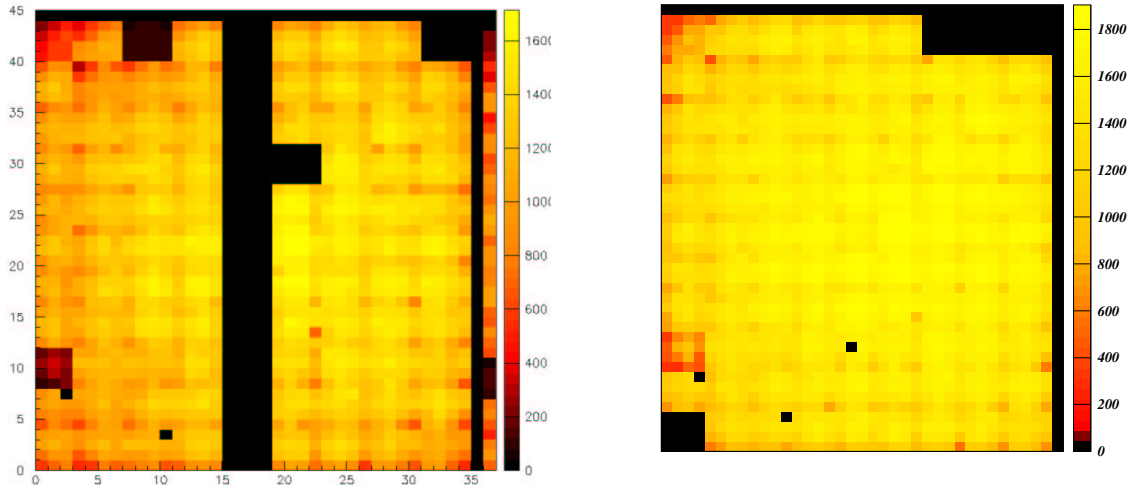


FIG. 5.14 – Image de la matrice éclairée uniformément. A gauche les positions sont mal reconstruites, et pas à droite.

ployées. L’une la méthode “écart” est plus particulièrement adaptée aux tests cosmiques, l’autre la méthode “fit” plus particulièrement aux tests faisceaux. Elles seront décrites dans les parties dédiées à chaque type de test. Une fois cette sélection effectuée, l’angle du cône est calculé comme la moyenne pondérée des angles Cherenkov θ_c (calculés grâce à 5.5 et 5.6) des photons retenus. Le poids affecté à chaque photon est égal au nombre de photons dans le pixel correspondant estimé grâce à la étalonnage.

5.5 Tests cosmiques

Le prototype a d’abord été testé avec les muons du rayonnement cosmique. Ceux-ci sont créés dans les cascades atmosphériques initiées par le rayonnement cosmique (voir section 2.1.3). Comme on peut le voir sur la figure 5.15, ils sont l’espèce majoritaire au niveau du sol où il représentent 80% du flux de particules chargées qui est d’environ $200 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec un maximum du spectre à $p_\mu = .5 \text{ GeV}/c$ (ce qui correspond à $\beta_\mu \sim .98$) [105]. Ce sont de bonnes particules test puisque le seuil le plus haut des radiateurs utilisés est $\beta = .97$ pour l’AGL1.03.

5.5.1 Dispositif expérimental

L’imageur est disposé avec son électronique dans une “chambre” en aluminium étanche à la lumière. Le déclenchement de l’électronique de lecture est assuré par deux scintillateurs plastiques. La détection de la trace des particules incidentes se fait par trois chambres à fils (figure 5.16). Comme il a été vu dans la section 5.4.2 la détection de la trajectoire incidente est un point crucial pour la résolution du détecteur. C’est pourquoi la disposition des chambres à fils a été modifiée (figure 5.17). En effet en multipliant la distance entre les deux dernières

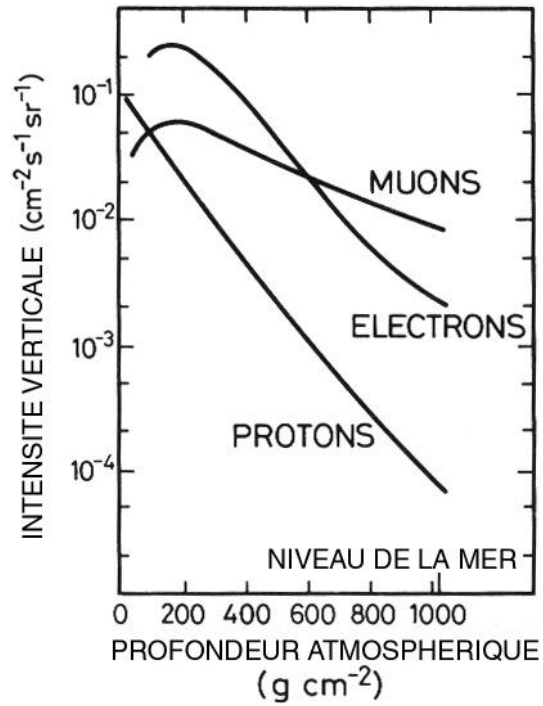


FIG. 5.15 – Flux des particules secondaires issues du rayonnement cosmique [105]



FIG. 5.16 – Le prototype dans sa marmite à gauche et les scintillateurs et les chambres sur le couvercle (à droite).

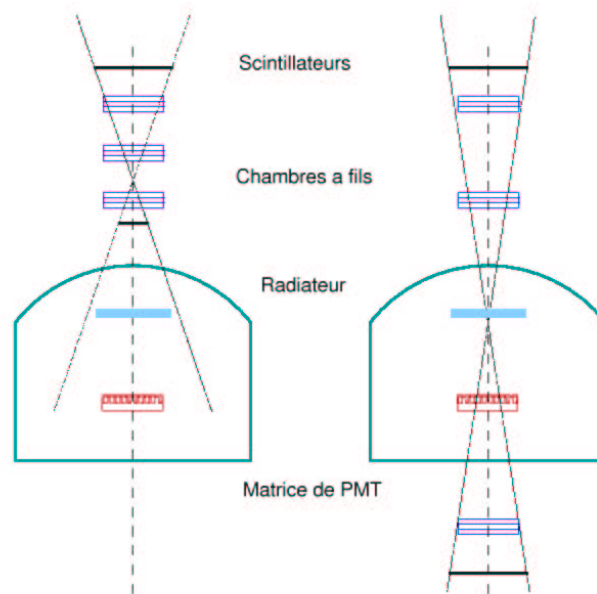


FIG. 5.17 – Dispositif expérimental des tests cosmiques.

chambres par quatre on réduit l'incertitude associée du même facteur. La perte d'acceptance qui en résulte n'est pas très importante du fait de la verticalité du flux de muons atmosphériques.

5.5.2 Etalonnage

Comme on l'a dit précédemment l'amplitude des signaux délivrés par les photomultiplicateurs est utilisée comme pondération dans la reconstruction. Or les gains ainsi que les piédestaux de chaque pixel ne sont pas fixes dans le temps. Il est donc nécessaire de réaliser régulièrement des runs de étalonnage.

Ajustement des piédestaux

Pour les piédestaux on fait tourner l'acquisition sans signal Cherenkov (par exemple en déclenchant à partir d'un générateur). On peut alors avec une procédure d'ajustement automatique (le seul signal présent est un bruit gaussien) connaître la valeur moyenne et l'écart type σ du piédestal de chacun des 16 pixels des 96 photomultiplicateurs en gain 1 et gain 5. On peut voir figure 5.18 les piédestaux et leur fits pour les 16 pixels d'un photomultiplicateur. Lors de la reconstruction, ne seront retenus que les pixels ayant un signal supérieur au piédestal de plus de 3σ , ce qui assure de se débarrasser du bruit du photomultiplicateur et de l'électronique de lecture. Cette information peut être chargée dans les processeurs de l'électronique de lecture qui effectue donc directement la réjection.

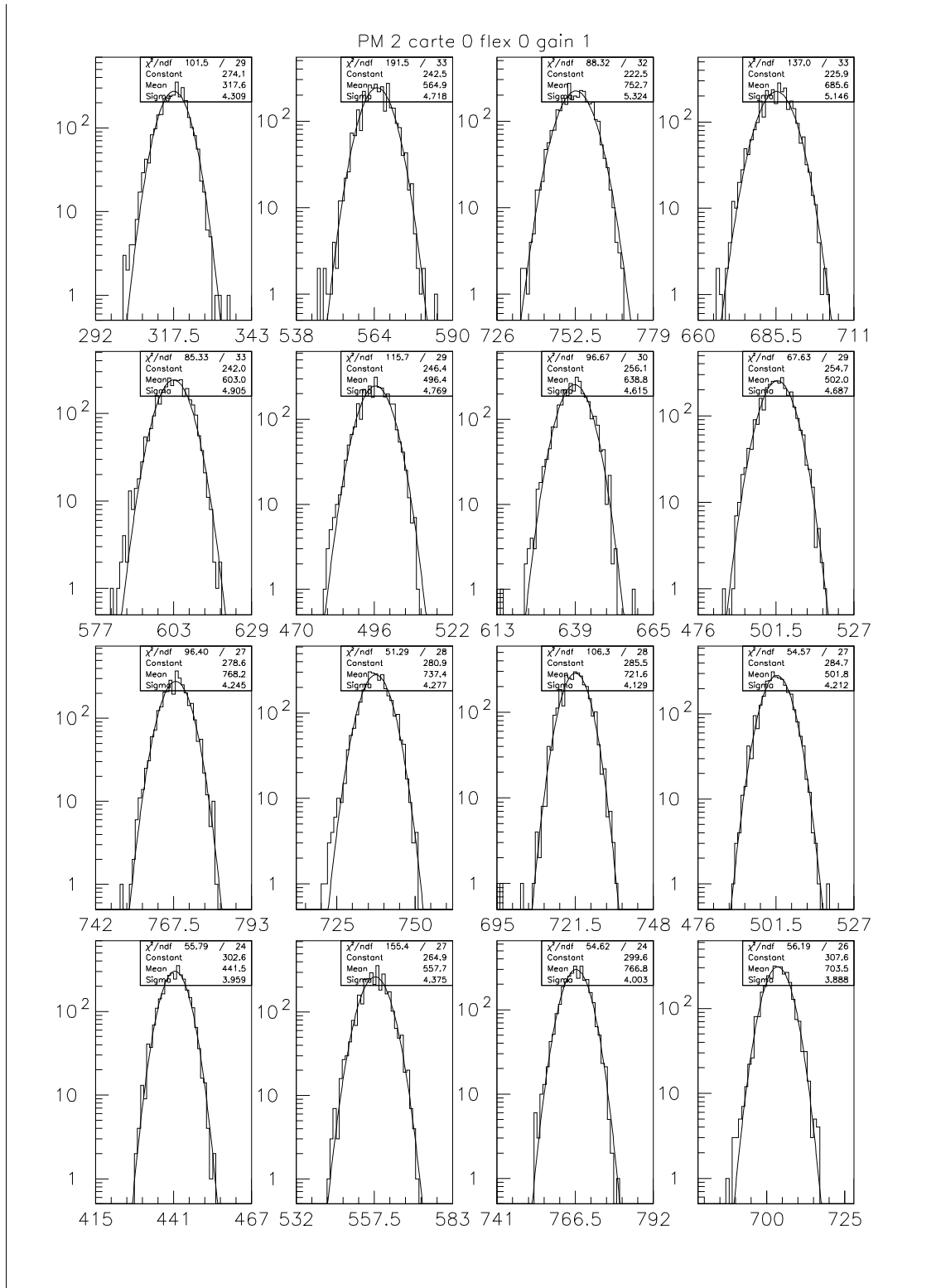


FIG. 5.18 – Piédestaux des 16 pixels en gain x5 du photomultiplicateur 2 du prototype.

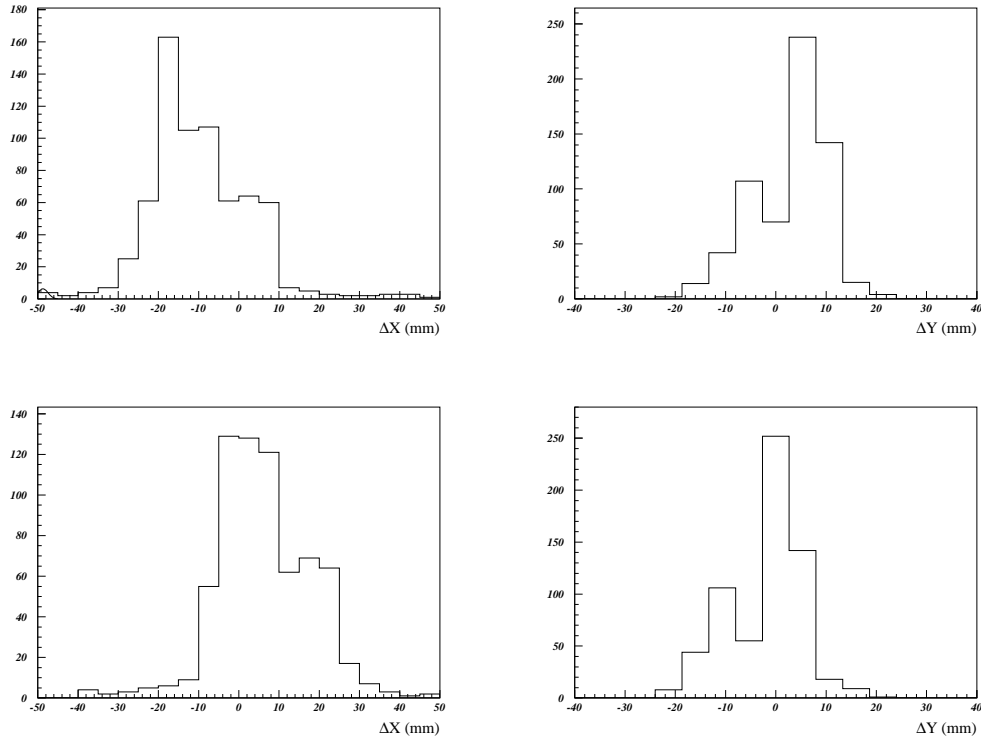


FIG. 5.19 – Distributions de la différence entre la position du centre de l’anneau reconstruit et celle du passage de la particule dans la matrice de détection. A gauche différence en abscisse et à droite en ordonnée, en haut avant la procédure d’alignement et en bas après.

Ajustement des gains

Pour la étalonnage des gains, on utilise un générateur d’impulsion qui pilote une diode et déclenche l’acquisition. Le gain d’alimentation de la diode est réglé de telle manière que l’on se trouve au photon unique sur les réponses des PMT. La procédure est équivalente à celle utilisée pour les piédestaux quoique l’ajustement soit un peu plus compliqué. En effet on est amené à ajuster le signal de plusieurs photoélectrons et donc on doit ajuster une fonction plus complexe qu’une simple gaussienne (en fait une somme de gaussiennes)[99].

Alignement des sous détecteurs

Un étalonnage “géométrique” est aussi nécessaire. En effet, la matrice est manipulée fréquemment, que ce soit pour changer le radiateur ou pour accéder à l’électronique. Il faut alors procéder à un alignement entre les chambres et la matrice dont la procédure est la suivante. On étudie les distributions de la différence entre la position de détection du passage de la particule dans la matrice et la position issue de la reconstruction de la trajectoire, ceci pour chaque chambre et la matrice, en X et en Y. La position du passage de la particule dans la matrice est calculée grâce au motif de lumière Cherenkov produit dans les guides de lumière dont on prend le barycentre. Il suffit alors de retraiter les données en décalant la position des détecteurs de la moyenne ajustée sur les précédentes distributions. On réanalyse alors les distributions pour

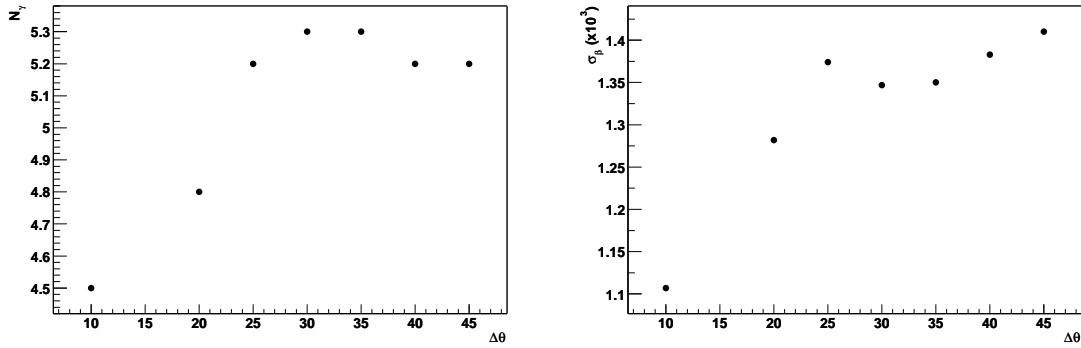


FIG. 5.20 – Evolution du nombre de photoélectrons dans l’anneau par évènement en fonction de $\Delta\theta$ en mrad (à gauche) et évolution de la résolution en fonction de la même variable (à droite) pour un radiateur AGL d’indice 1.03 en test cosmique.

vérifier que les erreurs systématiques ont disparu. Dans le cas contraire on réitère l’opération jusqu’à avoir corrigé l’alignement, ce qui ne demande pas plus de deux itérations supplémentaires. On peut voir figure 5.19 une exemple de ces distributions avant et après la procédure d’alignement.

Sélection : méthode “écart”

Cette méthode nécessite de connaître la trajectoire de la particule incidente et est donc dépendante de cette dernière mesure. Elle est cependant assez efficace lorsqu’on ne dispose que de quelques points sur le plan de détection, ce qui est le cas pour des particules de charge unitaire comme les muons du rayonnement cosmique ou les protons. Cette méthode repose sur l’identification de groupes en θ_c . Il convient alors de déterminer une procédure de sélection. Celle utilisée ici a été développée pour le prototype de première génération [96]. Elle consiste à grouper et étiqueter les angles Cherenkov reconstruits en les classant par ordre croissant $\theta_0 < \theta_1 < \dots < \theta_n$ où n est le nombre de photons détectés. Le principe de l’algorithme utilisé est le suivant. On détermine l’écart $\delta\theta_i = \theta_i - \theta_{i-1}$ entre les angles classés. On attribue alors un poids à chaque angle égal au nombre de plus proches voisins distants de moins d’une limite fixée $\Delta\theta$. Après quoi on garde les angles ayant un poids de 2, et ceux qui ont un poids de 1 à condition qu’ils jouxtent un angle de poids 2. Les poids nuls sont rejetés comme bruit. Il en résulte que la succession des poids des angles classés dans un anneau doit avoir la forme 12...21. La valeur du paramètre $\Delta\theta$ est choisie empiriquement. A titre d’exemple on peut voir figure 5.20 l’évolution de la multiplicité et de la résolution en fonction de la valeur de cette coupure pour un radiateur particulier. On peut voir que l’on ne gagne plus grand chose en multiplicité au delà de $\Delta\theta = .03$ rad alors que la résolution se dégrade.

5.5.3 Coupures de qualité

Tout les évènements déclenchant l’acquisition ne sont pas exploitables et il est donc nécessaire d’appliquer certaines coupures. Tout d’abord, les chambres à fils présentent un très faible taux d’évènements exploitables. Cependant leur principe de fonctionnement nous fournit

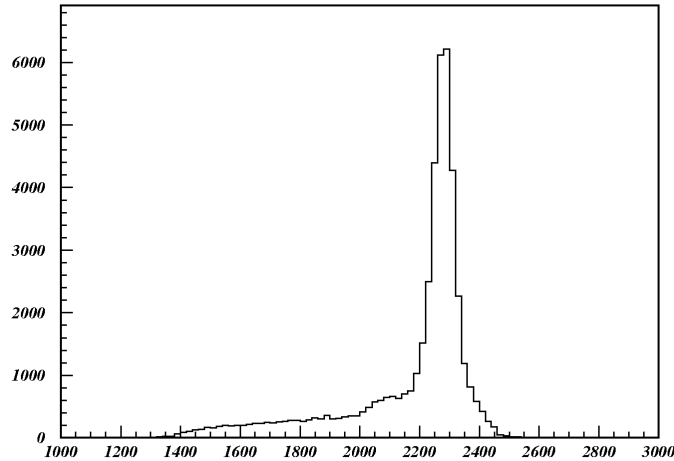


FIG. 5.21 – Distribution du checksum pour la chambre 1 dans la direction Y .

une variable de sélection naturelle. Si la position du passage de la particule est calculée grâce aux différences de temps d’arrivée du signal aux deux extrémités d’une ligne à retard [100], la somme de ces temps doit rester constante. On peut voir figure 5.21 la distribution correspondante dite du checksum pour une des chambres selon Y . Il suffit alors de couper les événements en dehors de l’intervalle [2200, 2400] pour cette chambre particulière par exemple.

Un autre coupure est imposée telle que le χ^2 de l’ajustement de la trajectoire soit inférieur à 5. La dernière coupure sur la trajectoire consiste juste à vérifier que celle-ci passe bien dans le radiateur.

Une autre coupure concerne la reconstruction des anneaux Cherenkov. En effet, il peut arriver qu’un muon interagisse dans la matière se situant au dessus du milieu radiateur et éjecte un électron. Dans ce cas ce dernier produira aussi de la lumière Cherenkov et l’on aura deux anneaux sur la matrice. La procédure de reconstruction qui comme on l’a vu au paravant nécessite une trajectoire correctement reconstruite est ici mise en défaut puisque l’on aura une trace pour deux particules. Les événements présentant plus d’un groupe en θ_c sont donc rejetés. Cette coupure permet aussi de rejeter les événements “pathologiques” où la matrice s’allume de manière aléatoire.

L’efficacité de détection finale une fois toutes ces coupures prises en compte est alors d’environ 50%.

5.5.4 Résultats

On peut voir figure 5.22 la représentation d’événements pour des radiateurs AGL d’indice 1.03, 1.05 et NaF. Sont représentés la projection de la trajectoire incidente, ainsi que l’anneau Cherenkov reconstruit et les pixels sélectionnés. La distance d’expansion pour les AGLs est 41.6 cm et 7.5 cm pour le NaF. On peut remarquer plusieurs choses :

- Tout d’abord la taille de l’anneau plus grande pour l’AGL1.05 du fait de l’angle Cherenkov plus grand ($\theta_{C1.05} = 0.31$ rad au lieu de $\theta_{C1.03} = 0.24$ rad pour l’AGL1.03).
- On peut aussi remarquer la trace de la particule incidente au centre de l’anneau. En effet

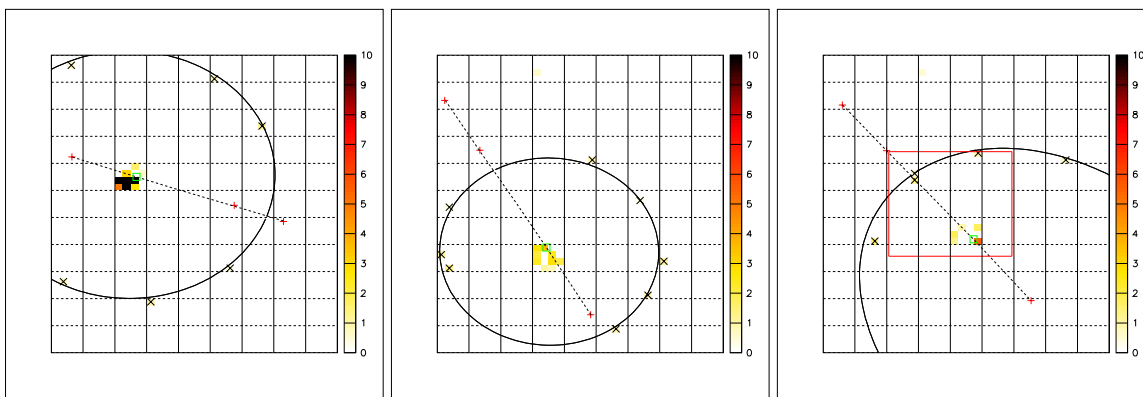


FIG. 5.22 – Exemple d’évènements pour un radiateur d’AGL 1.05 (à gauche) 1.03 (centre) et pour un radiateur de NaF (à droite).

celle-ci produit du rayonnement Cherenkov dans les guides de lumière qui sont composés de plexiglas.

- D’autre part on peut voir que dans le cas du NaF, l’anneau n’en est plus un. En effet, du fait de l’indice élevé, l’angle Cherenkov vaut $\theta_c = .72$ rad. Ainsi, même avec une distance d’expansion faible, pour les particules qui ne sont pas strictement verticales, la réfraction induit une déformation entre les photons émis au dessus de la trajectoire et au dessous. On obtient donc un motif proche d’une ellipse qui dans le cas présent n’est pas entièrement contenue dans le plan de détection.

Ces tests ont aussi permis de mettre en lumière certaines limitations comme nous allons le voir au paragraphe suivant. D’autre part, différents radiateurs de chaque type ont été utilisés et une sélection à ainsi été opérée sur leurs qualités optiques. En tout, deux générations d’AGLs hydrophobes d’indices 1.03 et 1.05 du constructeur Matsushita [108] ainsi qu’un bloc hydrophile d’indice 1.0225 de l’Institut de Catalyse de Novosibirsk [109] ont été testés. L’hydrophilie impose des contraintes expérimentales supplémentaires. En effet les blocs possédant cette propriété se dégradent à l’air libre et ce de manière irréversible au delà d’une certaine durée ou d’une certaine humidité. Des fissures apparaissent dans le matériau qui finit par se disloquer au moindre souffle. Il peuvent cependant être stockés facilement sous un vide primaire et être utilisés à l’air libre pendant une heure par exemple sans dommage irréversible. Dans chaque configuration, ont été étudiées, la vélocité reconstruite par pixel touché, la vélocité moyenne pour un événement ainsi que la multiplicité (*i.e.* le nombre de photons identifiés comme issus du rayonnement Cherenkov). On peut voir figure 5.23 les distributions correspondant au radiateur AGL d’indice optique 1.03 Matsushita de dernière génération.

Les résolutions en vélocité sont prises comme l’écart type d’une gaussienne ajustée sur la partie centrale des distributions correspondantes où cela constitue une approximation raisonnable. La multiplicité est prise comme la moyenne des distributions. Les résultats des radiateurs AGL présentant les meilleures caractéristiques ainsi que ceux du radiateur NaF sont résumés dans le tableau 5.3. On remarquera que le radiateur Matsushita d’indice 1.03 présente des performances meilleures que l’estimation théorique, contrairement à celui d’indice 1.05.

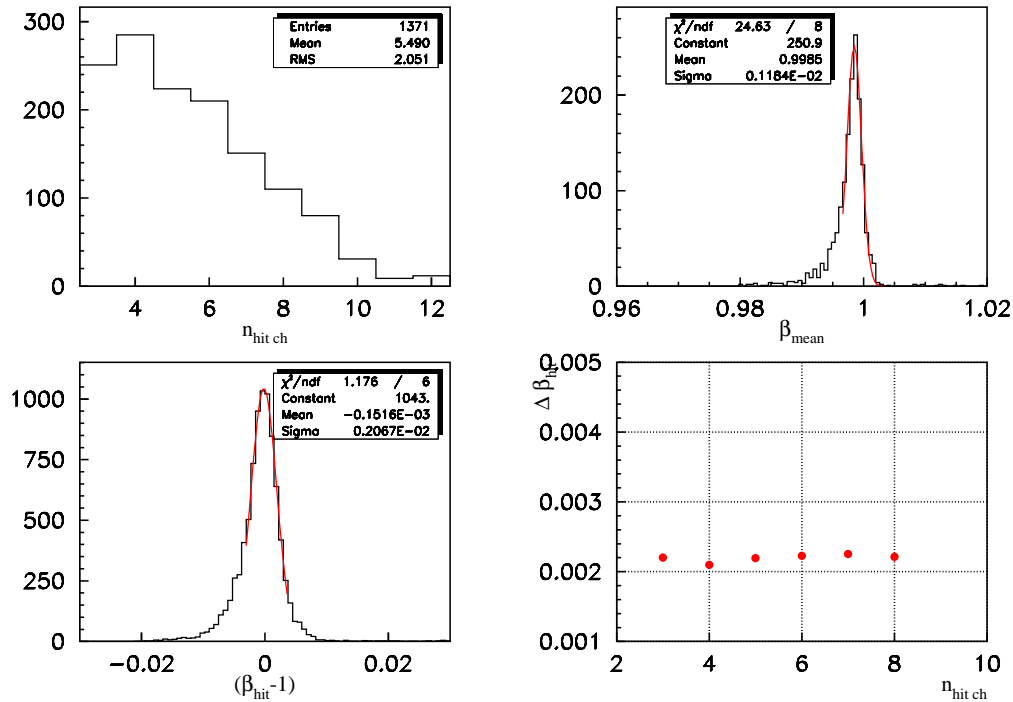


FIG. 5.23 – Les distributions utilisées dans l’analyse. De gauche à droite et de haut en bas, multiplicité, vitesse moyenne, vitesse par pixel touché, résolution par pixel en fonction du nombre de pixels dans l’anneau.

Facteurs expérimentaux limitant la résolution des radiateurs AGLs

L’étude théorique précédente ne rend pas compte de tous les effets limitant la résolution. Les tests ont permis de mettre en lumière des effets laissés de côté dans cette dernière mais s’avérant non négligeables. Tout d’abord, le support mécanique des radiateurs peut être utilisé dans deux configurations. Les blocs d’AGL peuvent être maintenus par une mince feuille (0.5 mm) de plexiglas, ou par un système de baguettes disposées en quadrillage. Dans la première configuration, les photons en traversant la feuille de plexiglas subissent diffusion et absorption. Si la résolution par pixel touché reste inchangée, par contre le nombre moyen de photon par anneaux passe de 4.7 avec la feuille à 5.2 sans (voir figure 5.25). Or une multiplicité importante permet d’améliorer la résolution par événement. De plus la reconstruction en charge (non traitée ici voir [97]) nécessite de perdre le moins de photons possible.

Un autre effet important est l’homogénéité des indices optiques des blocs d’AGLs. En effet des mesures d’indice sur banc optique des tuiles utilisées pour les tests cosmiques ont montré que l’AGL 1.05 présentait une dispersion d’indice de 0.77×10^{-3} entre les différents blocs. Or l’incertitude associée sur la vitesse est $\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta n}{n} \sim 0.73 \times 10^{-3}$. Ceci est non négligeable en regard des contributions présentées dans le tableau 5.2. De plus cette estimation ne prend pas en compte les réfractions entre blocs d’indices différents. On peut voir figure 5.25 que si la multiplicité n’est pas affectée, la résolution l’est de manière assez dramatique puisque la résolution par pixel passe de 3.9×10^{-3} dans le cas d’une disposition aléatoire à 3.2×10^{-3} quand on se restreint à une zone d’indices homogènes ou que l’on dispose les blocs selon un gradient continu d’indices. Ce résultat souligne la nécessité de mesurer précisément les indices

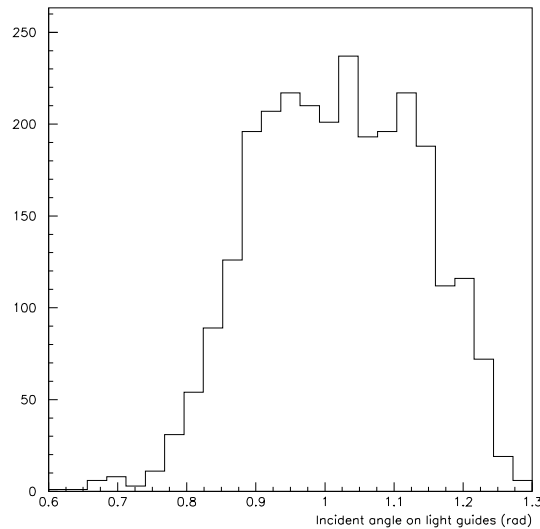


FIG. 5.24 – Distribution des angles d’incidence des photons Cherenkov dans le cas du radiateur NaF3

des tuiles d’AGL afin de les disposer dans le radiateur selon une configuration qui minimise cet effet.

La qualité optique des radiateurs est donc un point crucial qui nécessite une étude attentive car les données fournies par les constructeurs ne sont pas suffisante. Ainsi le radiateur Matsushita d’indice 1.03 présente de meilleures performances que l’estimation théorique, contrairement à celui d’indice 1.05, et ce que ce soit pour le nombre de photons détectés ou la résolution en vitesse.

Facteurs expérimentaux limitant la résolution du radiateur NaF

Comme on peut le voir dans le tableau 5.3 le NaF a une résolution bien moins bonne que son estimation théorique. Ceci peut s’expliquer en considérant l’efficacité de collection des guides de lumière. En effet, comme on peut le voir sur la figure 5.24, l’angle moyen d’incidence des photons Cherenkov sur les guides est d’environ 1 radian. Il en résulte une importante diaphonie et une faible efficacité de collection. En effet, pour une incidence de 50 degré, le pixel touché ne détecte que 20% de la lumière qui se répartit sur les six pixels voisins [99]. La taille du pixel effectif serait de l’ordre du double de celle du pixel physique pour ces incidences. La contribution associée (voir équation 5.23) augmente d’autant. Un autre effet contribue à la dégradation de la vitesse. C’est la forme des anneaux détectés. En effet pour une majorité ils ne sont pas entièrement contenus dans le plan de détection. Tout d’abord cela réduit la multiplicité de détection, et donc l’erreur statistique augmente. D’autre part, les photons détectés le sont tous sous la trajectoire. Or comme on l’a vu au paragraphe 5.4.2 c’est là que la résolution est la moins bonne.

Type	indice	$\frac{\delta\beta_{hit}}{\beta}$ théorique $\times 10^3$	$\frac{\delta\beta_{hit}}{\beta}$ $\times 10^3$	$\frac{\delta\beta}{\beta}$ $\times 10^3$	Multiplicité
Matsushita	1.03	1.9	2.1	1.2	5.5
Matsushita	1.05	2.5	2.9	1.5	5.4
Novosibirsk	1.0225	1.8	2.2	1.4	4.5
NaF	1.33	8.9	16.2	11.6	4.

TAB. 5.3 – Tableau récapitulatif des performances des meilleurs radiateurs AGL et du radiateur NaF.

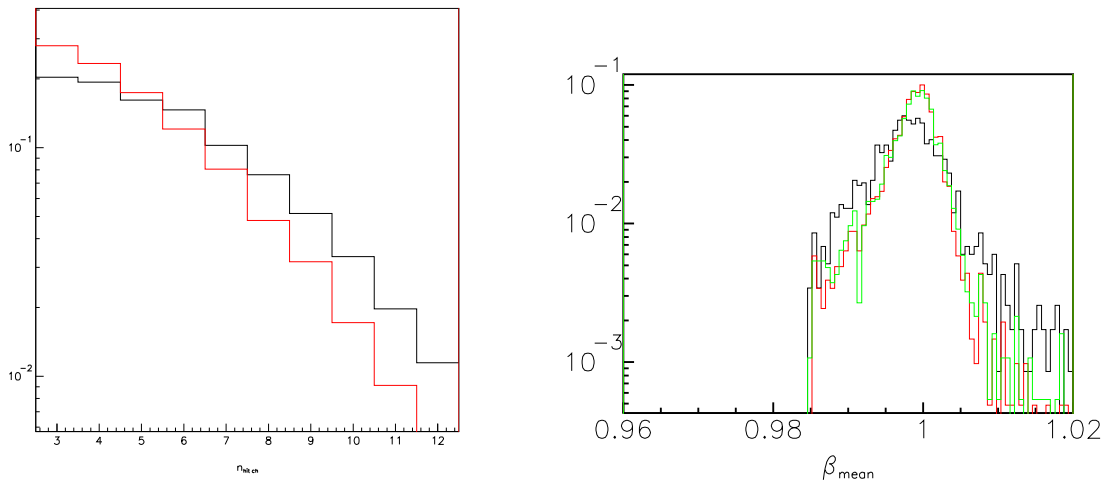


FIG. 5.25 – A gauche, multiplicité avec (pointillés) et sans (en continu) feuille de plexiglas. A droite vélocité moyenne pour des blocs d’AGL désordonnés (continu), ordonnés en gradient d’indice (pointillés clairs) et d’indices homogène (pointillés sombres) .

Conclusion

Les tests cosmiques ont permis de vérifier que les performances du détecteur étaient conformes à ce que l’on attendait, et de tester les différentes configurations envisagées. En effet, une quinzaine de configurations différentes ont été testées, sur des AGLs de plusieurs générations, de différents indices, avec différentes distances d’expansion, avec ou sans feuille plexiglas de support et avec indices optiques ordonnés ou pas. Les radiateurs présentant les meilleures caractéristiques sont présentés sur le tableau 5.3. Ce sont les Matsushita de dernière génération, en particulier celui d’indice 1.03. Le radiateur Novosibirsk d’indice 1.0225 présente aussi de bonnes caractéristiques que ce soit pour les propriétés optiques (à travers la multiplicité) ou pour la résolution en vélocité. Son hydrophilie qui rendrait l’intégration du détecteur final un peu plus délicate est compensée par un coût moindre et de très bonnes qualités optiques.

5.6 Tests sur faisceau

Les tests sous rayonnement cosmique ne permettent pas de tester de manière complète le détecteur. Le rayonnement cosmique au sol est composé en grande majorité de muons et nous a permis de tester la réponse du détecteur à des particules de charge $Z = 1$ et vitesse $\beta = 1$. Mais l'un des buts majeurs du RICH est de faire de la séparation isotopique sur des noyaux comme le Béryllium. Le RICH doit aussi permettre une mesure de vitesse complémentaire de celle du TOF à haute énergie et ce jusqu'au fer. Ceci implique de connaître la réponse du détecteur à des charges jusqu'à au moins $Z=26$. Il a donc été décidé d'étudier les propriétés du détecteur sur un faisceau d'ions. Ceci a été réalisé au CERN sur un faisceau secondaire du Super Proton Synchrotron (SPS) en octobre 2002 et octobre 2003.

5.6.1 Dispositif expérimental

Le faisceau

Lors des deux campagnes de test, le faisceau était issu de la fragmentation d'un faisceau d'ions lourds du SPS sur une cible de Béryllium ou de Plomb. Lors des tests de 2002, il s'agissait d'un faisceau de Plomb à 20 GeV/c par nucléon et en 2003 d'un faisceau d'Indium de 158 GeV/c par nucléon d'une intensité chaque fois de l'ordre de 10^3 particules par seconde. La sélection des ions (figure 5.26) se fait à l'aide d'un spectromètre magnétique. En réglant l'intensité du champ magnétique, cela permet de sélectionner les espèces en fonction de leur rigidité $R = \frac{pcA}{Ze}$ où p est l'impulsion par nucléon. Comme les fragments sont créés à une vitesse proche de celle du faisceau cela revient à une sélection telle que le rapport A/Z soit constant. En réalité la distribution des impulsions est typiquement une gaussienne centrée sur l'impulsion du faisceau et de largeur [110] :

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_0^2 A_f (A_p - A_f)}{A_p - 1} \text{ avec } \sigma_0 = 90 \text{ MeV/c} \quad (5.36)$$

où A_p et A_f sont les numeros atomiques respectivement du projectile et du fragment. Cette largeur fait que l'on peut avoir dans le faisceau des ions n'ayant pas strictement le rapport A/Z correspondant à la rigidité sélectionnée, mais faisant partie de la queue de distribution d'un rapport A/Z supérieur. On peut voir figure 5.27 les isotopes présents dans le faisceau de 2002 pour des rapports A/Z utilisés lors des tests de 2002 (3/2, 7/4, et 2). Les traits verticaux délimitent l'acceptance en rigidité du faisceau à 3%. Ce diagramme permet de prévoir les espèces que l'on va détecter pour un réglage donné de rigidité. Les traits horizontaux autour des points sur la figure indiquent la largeur de la distribution à 1σ (traits clairs) et 2σ (traits sombres). On peut notamment remarquer le trou du Béryllium pour $A/Z = 2$ et $Z = 4$.

Le détecteur

Les deux campagnes de test ont été menées au SPS du CERN avec le même dispositif expérimental. Le détecteur lui même change peu par rapport à la configuration utilisée lors des tests cosmiques, mis à part qu'il est disposé en position horizontale. Le déclenchement de l'acquisition se fait toujours grâce à deux scintillateurs, et la reconstruction de la trajectoire grâce à deux chambres hybrides fils-microstrip. Les scintillateurs permettent aussi une identification en charge indépendante du RICH.

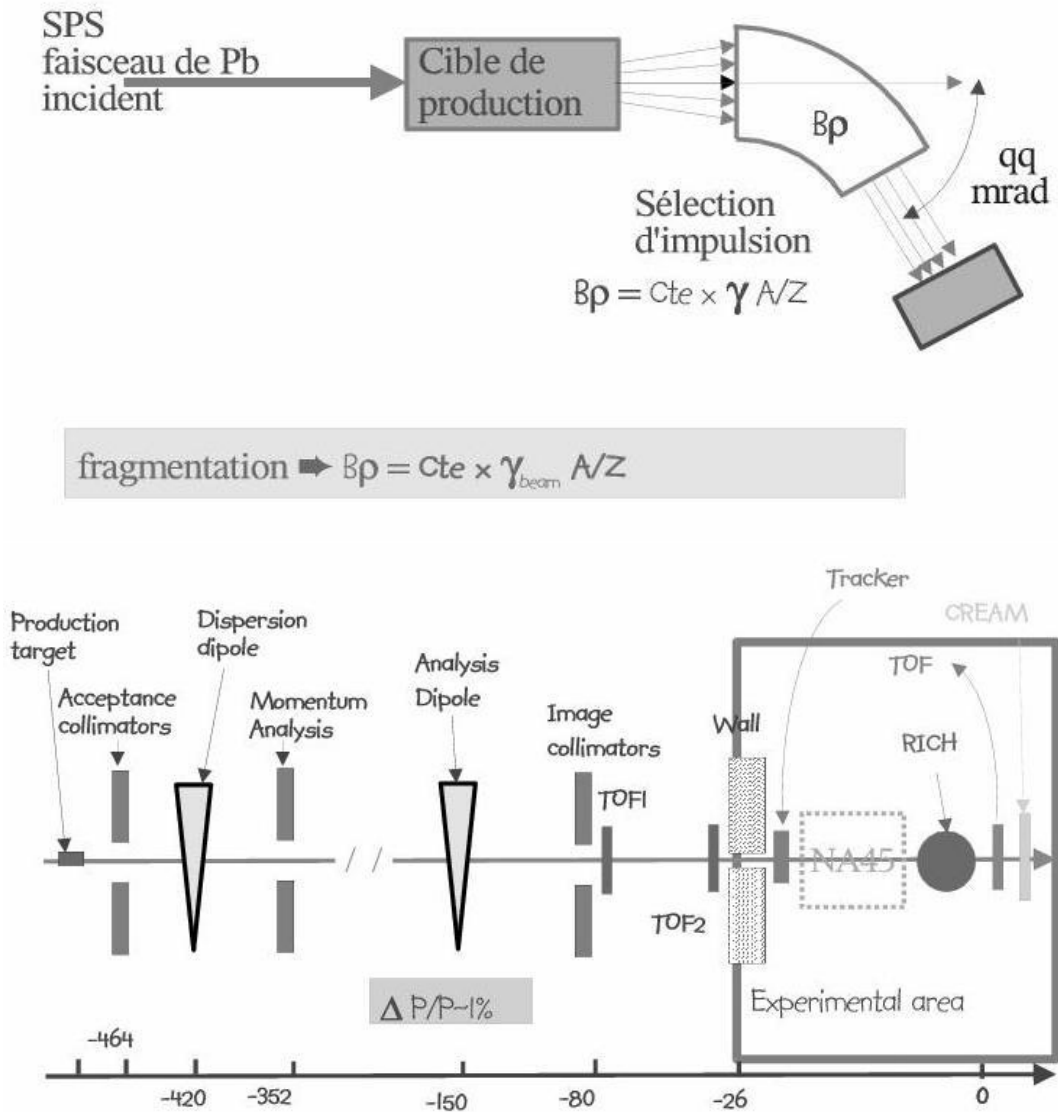


FIG. 5.26 – Principe de sélection des ions dans le faisceau et disposition des différents détecteurs dans le hall d’expérience.

2004/10/25 16.50

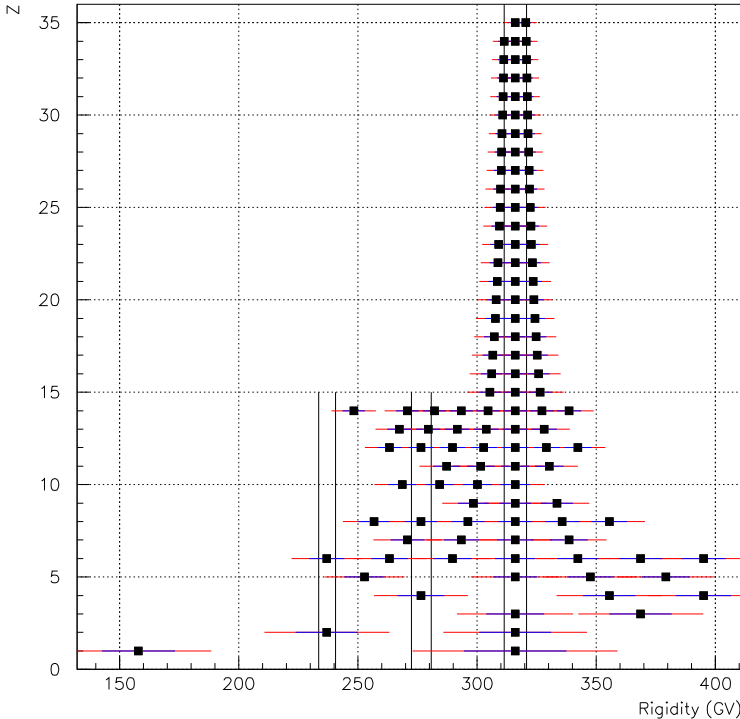


FIG. 5.27 – Isotopes présents dans le faisceau pour des réglages en rigidité correspondant à $A/Z = 3/2, 7/4, 2$ de gauche à droite.

5.6.2 Etalonnage

Les mêmes étalonnages que pour les tests en cosmique sont nécessaires (voir 5.5.2) à quelques modifications près.

Alignement des sous détecteurs

Le passage de la particule n'est plus déterminé grâce à la lumière Cherenkov dans les guides de lumière. En effet, la distribution des photons dans cette zone présente de fortes corrélations d'un évènement à l'autre, ce qui introduit erreur systématique. Ceci est probablement dû à une exposition accidentelle de ce détecteur central à un faisceau de 10^7 particules par seconde au lieu de 10^3 lors des tests d'octobre 2002 altérant ainsi sa réponse. La position est maintenant déterminée par le centre de l'anneau Cherenkov reconstruit⁷. D'autre part, il n'y avait plus qu'une seule chambre à fils mais le faisceau était tel que l'on peut le considérer comme parallèle.

Etalonnage des scintillateurs

Les scintillateurs assurant maintenant en plus du déclenchement de l'acquisition une mesure de charge, il doivent être étalonnés. Les piédestaux sont déterminés sur les mêmes runs que pour la matrice c'est à dire sans faisceau avec une acquisition déclenchée par un générateur d'impulsion. Les gains sont calculés de la manière suivante sur des run avec faisceau. Une fois le piédestal retranché, on ajuste une gaussienne sur les distributions du premier pic connu. Par exemple l'hélium pour un réglage tel que $A/Z = 2$ qui donne les distributions de la figure 5.28. On a alors puisque les scintillateurs produisent un nombre de photons proportionnel au carré de la charge de la particule incidente, une formule du type :

$$Z_{raw} = \sqrt{\frac{adc - \text{piédestal}}{\text{gain}}} \quad (5.37)$$

Cependant, cette formule n'est valable qu'à basses charges car la production de photons subit une saturation (phénomène de "quenching"). On identifie à l'oeil les charges sur un graphe bidimensionnel des distributions de charge des deux scintillateurs comme figure 5.29. Il suffit alors d'ajuster un polynôme de degré 4 sur le graphe de Z estimé en fonction de Z_{raw} (figure 5.30). Les charges reconstruites sont représentées sur la figure 5.29.

Cette étalonnage est nécessaire quasiment à chaque run car si les piédestaux sont stables pour un configuration donnée les gains ne le sont pas. En effet, même pour une configuration d'acquisition et de haute tension donnée, les gains ont montré des fluctuations non négligeables dont l'origine n'a pas été déterminée. On peut voir sur la figure 5.31 la distribution de charge calculée à partir de la moyenne des charges des deux scintillateurs quand elles sont compatibles (c'est-à-dire différentes de moins de 1.5 unité de charges).

⁷la méthode de reconstruction utilisée ici est indépendante de l'information des chambres comme nous allons le voir par la suite

5.6 Tests sur faisceau

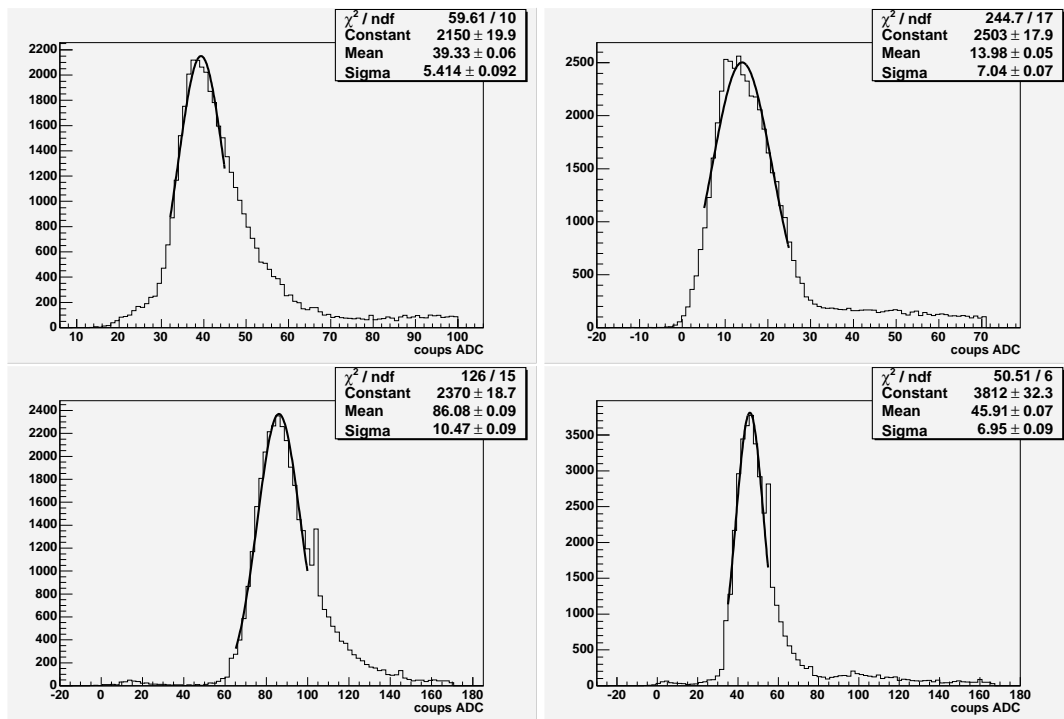


FIG. 5.28 – Ajustement des gains sur les distributions de réponse des scintillateurs. De gauche à droite et de bas en haut réponse de l’anode et de la dynode du scintillateur 1, puis de l’anode et de la dynode du scintillateur 2.

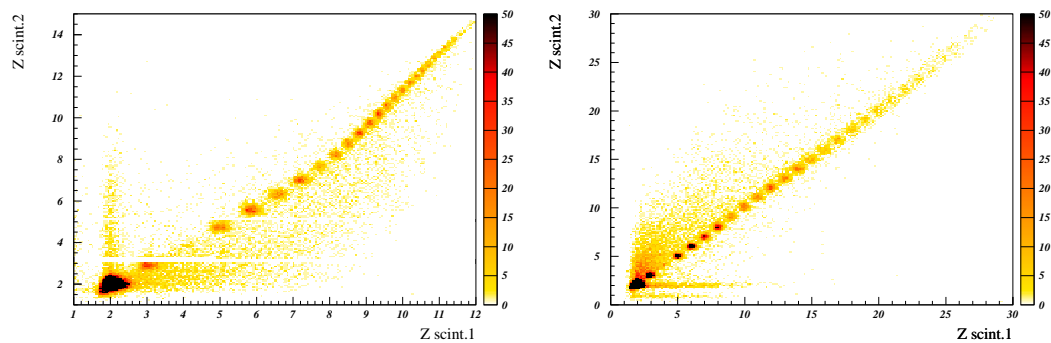


FIG. 5.29 – Diagrammes de charge du scintillateur 1 en fonction de la charge du scintillateur 2 avant (à gauche) et après (à droite) correction de la saturation.

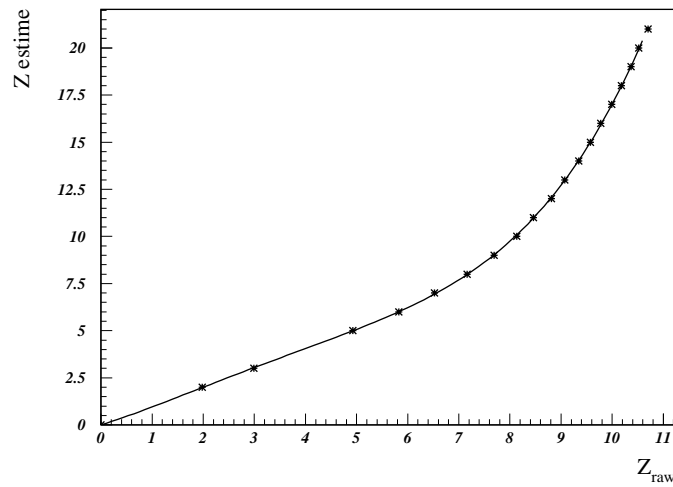


FIG. 5.30 – Exemple d’ajustement d’un polynôme de degré 4 pour la correction de saturation des scintillateurs

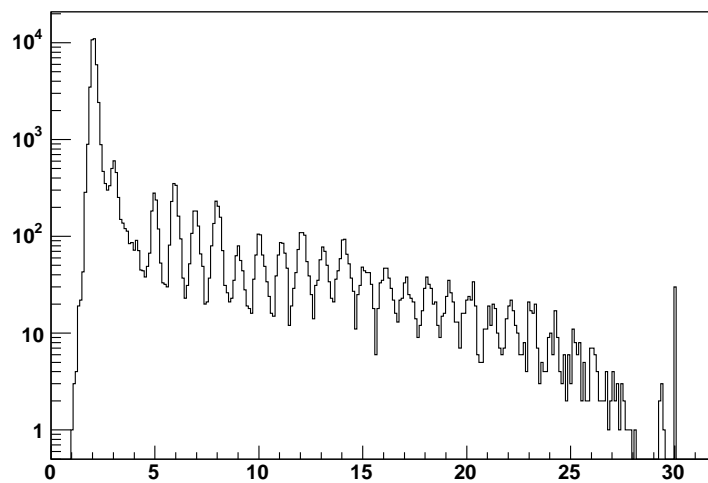


FIG. 5.31 – Distribution de la charge moyenne vue par les deux scintillateurs.

Sélection : méthode “fit”

La méthode utilisée ici tire avantage du grand nombre de photons Cherenkov généré par les particules de charge⁸ $Z \geq 2$ mais n'est pas adaptée pour les particules de charge unitaire. On peut grâce à cette multiplicité se passer de l'information sur la trajectoire qui était indispensable à la reconstruction utilisée lors des tests cosmiques. Lors des tests sur faisceau ces dernières présentaient une efficacité de détection réduite du fait de l'impossibilité d'utiliser le mélange gazeux habituel (70% d'argon et 30% d'Ethane) qui est inflammable. On a donc utilisé un mélange à base de CO_2 qui présente de bien moins bonnes caractéristiques.

Cette nouvelle approche consiste à ajuster une ellipse sur le plan de détection grâce aux algorithmes de la librairie Nag [112]. Le motif ellipsoïde reste valable dans la limite des petits angles d'incidence, ce qui est le cas ici le faisceau étant horizontal et bien focalisé. Dans le cas contraire il faudrait utiliser un motif plus complexe prenant en compte les réfractions de sortie du radiateur. Une fois cette ellipse déterminée, elle est caractérisée par un centre, un angle Cherenkov θ_f et un angle d'incidence τ_f correspondant à une émission de photons uniforme en ϕ au milieu du radiateur. On sélectionne ensuite les photons tels que $|\theta_c - \theta_f| < \Delta\theta$ où $\Delta\theta$ est un paramètre à fixer dépendant de l'espace de glissement et de l'épaisseur du radiateur. On réalise ensuite un deuxième ajustement sur les pixels restant en minimisant la dispersion sur l'angle Cherenkov. Cette méthode ne nécessite pas de connaître la trajectoire de la particule incidente qui est un des paramètres libres de l'ajustement (τ_f en fait). Une fois la sélection effectuée, l'angle Cherenkov est déterminé par la moyenne pondérée des θ_c de chaque pixel retenu par le nombre de ses photoélectrons.

Indices des AGLs

Les indices n des AGLs utilisés ne sont pas donnés précisément par le fabricant, mais il est possible de remonter à leur valeur avec les données. En effet, la vitesse β_0 du faisceau est fixe et bien connue ainsi que la géométrie du prototype. Si l'on considère que l'on reconstruit correctement l'angle Cherenkov (qui doit donc être fixe), la relation 5.1 donne :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = -\frac{\Delta n}{n} \quad (5.38)$$

Avec $\Delta\beta = \beta_0 - \beta_{exp}$ où β_{exp} est la valeur reconstruite et $\Delta n = n_0 - n_{exp}$ où n_{exp} est l'indice utilisé pour la reconstruction on a une estimation du véritable indice n_0 du radiateur :

$$n_0 = \left(1 + \frac{\beta_{exp} - \beta_0}{\beta_{exp}}\right)n_{exp} \quad (5.39)$$

Etant donnée la grande précision en impulsion du faisceau, cela fournit une mesure de l'indice de réfraction des radiateurs, mesure indépendante de ce qui peut être fait par des méthodes optiques. D'autre part, il est nécessaire d'avoir une valeur précise et cohérente de l'indice pour la mesure de charge. En effet, la méthode utilisée [97] estime la charge comme $Z_{RICH} = \sqrt{N_{mes.}/N_{sim}(Z=1)}$ où $N_{mes.}$ est le nombre de photoélectrons Cherenkov détectés et $N_{sim}(Z=1)$ le nombre prévu par une simulation Monte Carlo dans les mêmes conditions expérimentales pour une particule de charge unitaire.

⁸le nombre de photons étant proportionnel à Z^2 on gagne déjà un facteur 4 en passant des protons à l'hélium

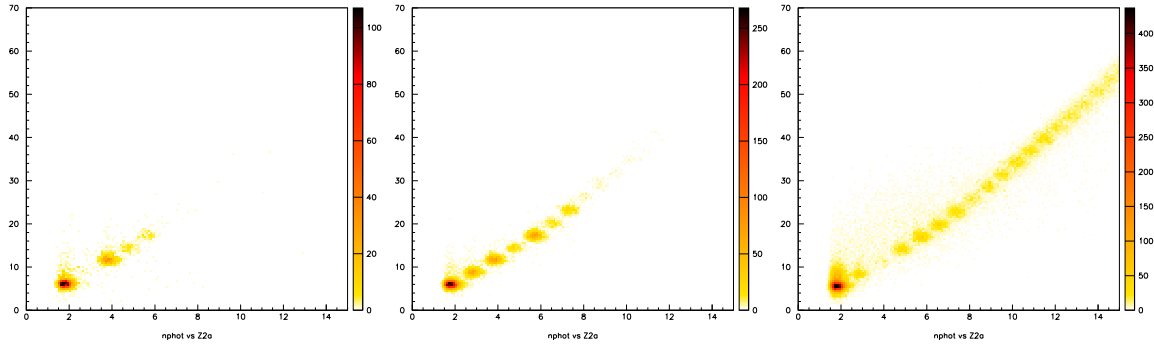


FIG. 5.32 – Distributions en charge (racine du nombre de photons Cherenkov en fonction de la charge d’un scintillateur) pour les réglages du faisceau correspondant à $A/Z = 3/2, 7/4$ et 2 de gauche à droite.

5.6.3 Quelques caractéristiques du faisceau

Une fois les détecteurs calibrés il devient possible de visualiser quelques caractéristiques du faisceau. On peut voir sur la figure 5.32 la distribution des charges (racine du nombre de photons Cherenkov en fonction de la charge vue par un scintillateur) pour les différents réglages en rigidité utilisés. On remarquera la bonne corrélation des deux estimation de la charge sur la figure 5.27 avec notamment le trou du Béryllium pour le réglage $A/Z = 2$. La chambre à fils quant à elle permet d’avoir une image du faisceau. En effet celui-ci peut être collimaté très différemment selon les réglages des aimants comme on peut le voir figure 5.33. La figure 5.34 présente les anneaux détectés sur la matrice pour différentes charges. On peut voir l’homogénéité du faisceau en rapidité avec des anneaux de rayon constant. On peut aussi voir que le nombre de photons dans l’anneau croit bien avec la charge.

5.6.4 Evolution de la vélocité avec la charge

La résolution en vélocité du prototype a été étudiée de manière exhaustive dans la section 5.5 pour les particules de charge unitaires grâce au rayonnement cosmique. Puisque le RICH doit permettre une séparation isotopique au moins jusqu’au Béryllium pour laquelle la résolution en β est cruciale, il est nécessaire d’étudier l’évolution de cette dernière avec la charge. En première approximation on s’attend à ce que la résolution en vitesse du détecteur évolue avec la charge de la manière suivante :

$$\sigma_{\beta}(Z) = \frac{\sigma_{\beta}(Z = 1)}{\sqrt{N_{\gamma}(Z)}} \text{ où } N_{\gamma}(Z) \text{ est le nombre de photons Cherenkov moyen pour une charge } Z$$

C’est à dire :

$$\sigma_{\beta}(Z) = \frac{\sigma_0}{Z} \text{ où } \sigma_0 \text{ est une constante} \quad (5.41)$$

Lors de la campagne de test de 2002, la dynamique des scintillateurs ne permettait une identification certaine que jusqu’à $Z = 12$. Pour pouvoir aller plus loin il faut réaliser une reconstruction en charge sommaire du RICH. En effet, d’après 5.2 le nombre de photo-électrons

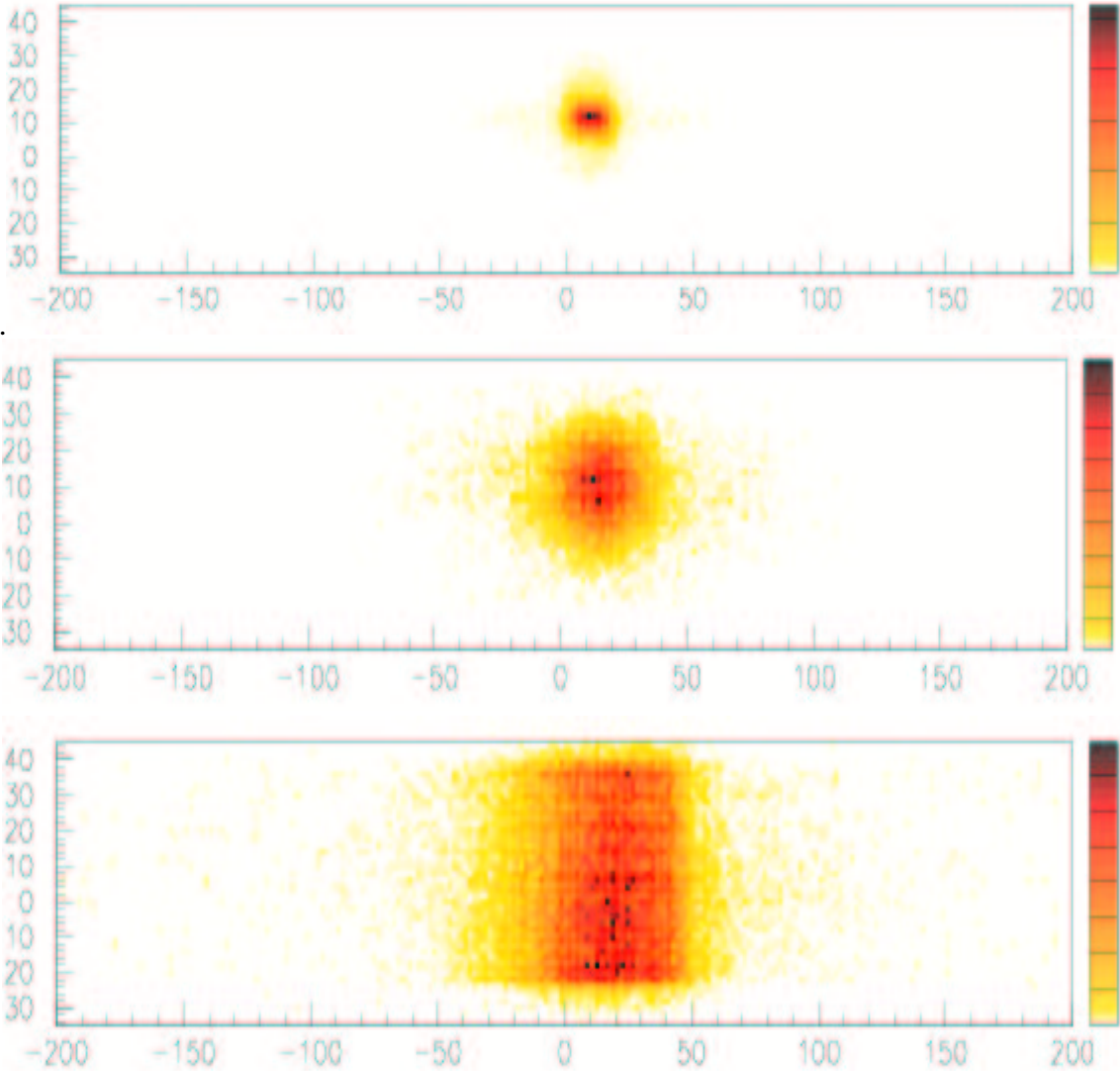


FIG. 5.33 – Différents profils de la section du faisceau (positions en mm).

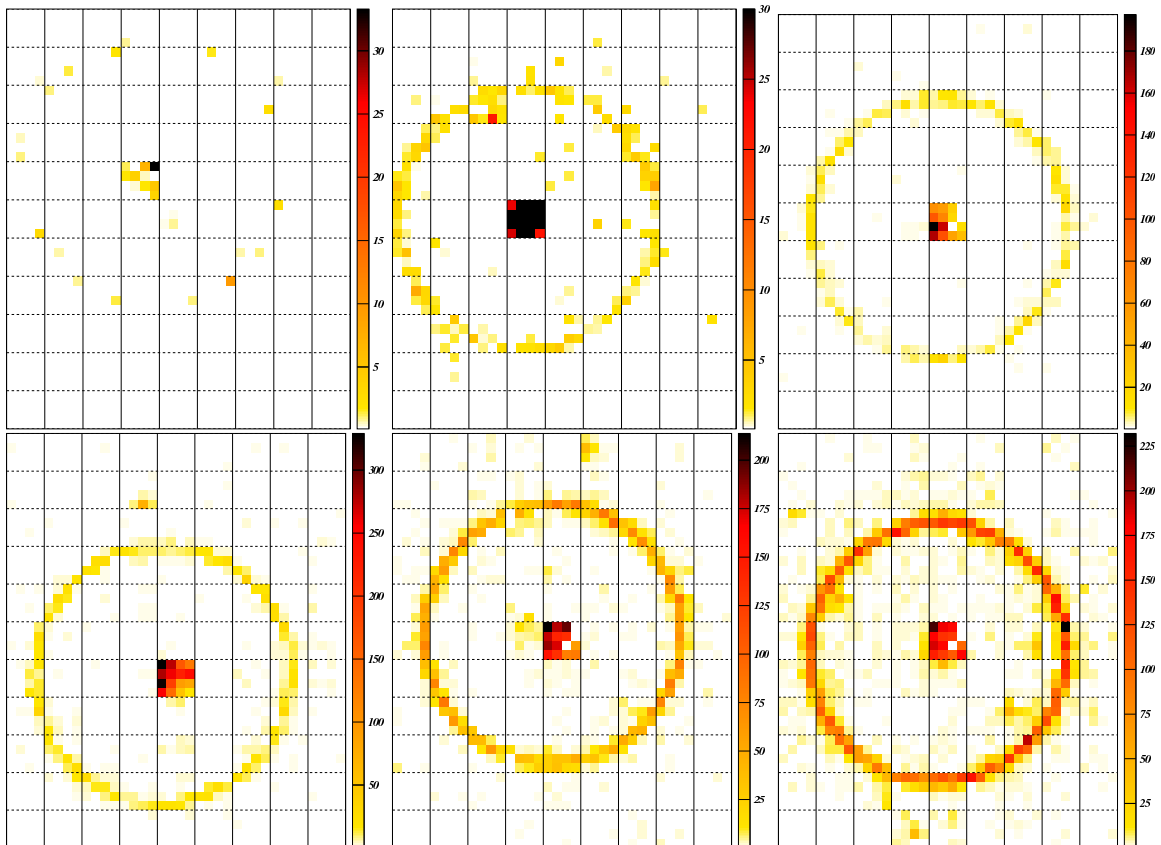


FIG. 5.34 – Les anneaux Cherenkov sur la matrice pour différentes charges : de gauche à droite et de haut en bas : $Z = 2(He)$, $Z = 6(C)$, $Z = 10(Ne)$, $Z = 26(O)$, $Z = 26(Fe)$, $Z \sim 40$.

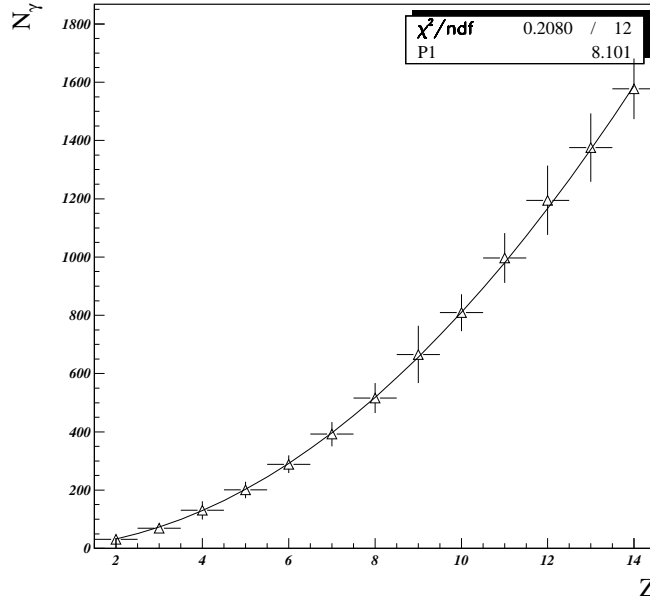


FIG. 5.35 – Exemple d’ajustement d’un polynôme de degré 2 pour l’extrapolation de la charge à partir du RICH.

Cherenkov est proportionnel au carré de la charge. Il suffit alors de déterminer $N_\gamma(Z)$ dans la gamme de fonctionnement des scintillateurs, puis d’ajuster un polynôme du second ordre (figure 5.35) qui nous permettra d’extrapoler jusqu’à $Z \sim 35$. Il est évidemment nécessaire d’appliquer cette étalonnage pour tous les radiateurs. On peut voir figure 5.36 l’évolution de la résolution en vitesse pour le radiateur Novosibirsk d’indice 1.03. On peut remarquer que si la résolution moyenne décroît bien avec la charge elle atteint une limite inférieure à haute charge. Le phénomène est aussi observé sur d’autres radiateurs (figure 5.37) avec une même valeur de la limite inférieure $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim 10^{-4}$ ce qui n’est pas compatible avec un comportement en $\frac{1}{Z}$.

Les tests de 2003 ont permis de confirmer cette tendance. Les scintillateurs ayant une dynamique bien plus grande il a été possible de les utiliser jusqu’aux charges de l’ordre de 30 comme on peut le voir sur la figure 5.31. Une procédure automatique d’analyse de données est alors plus aisée à mettre en œuvre une fois les scintillateurs étalonnés. On peut voir figures 5.38 et 5.39 un exemple de distributions issues de cette procédure automatique utilisées pour vérifier l’efficacité de l’ajustement. Pour chaque RUN sont étudiées les distributions en β , en β par pixel, nombre de pixels dans l’anneau N_{hit} , le nombre de photons N_γ dans l’anneau et une estimation du nombre de photons issus de la diffusion Rayleigh $N_{Ray.}$ Cette dernière compte en fait le nombre de photons détectés en dehors des pixels sélectionnés comme faisant partie d’un anneau Cherenkov.

Coupures

L’étude d’ions de charge supérieure à 2 permet de se passer de l’information des chambres à fils (voir section 5.5.2). Les coupures correspondantes (voir section 5.5.3) appliquées lors des

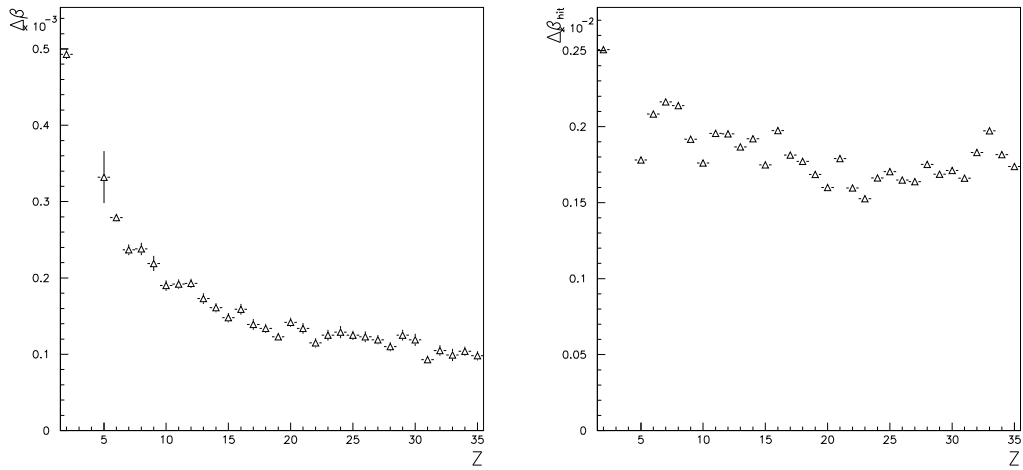


FIG. 5.36 – Evolution de la résolution en vitesse moyenne (à gauche) et par pixel (à droite) en fonction de la charge, pour l’AGL Novosibirsk 1.03 lors des tests de 2002.

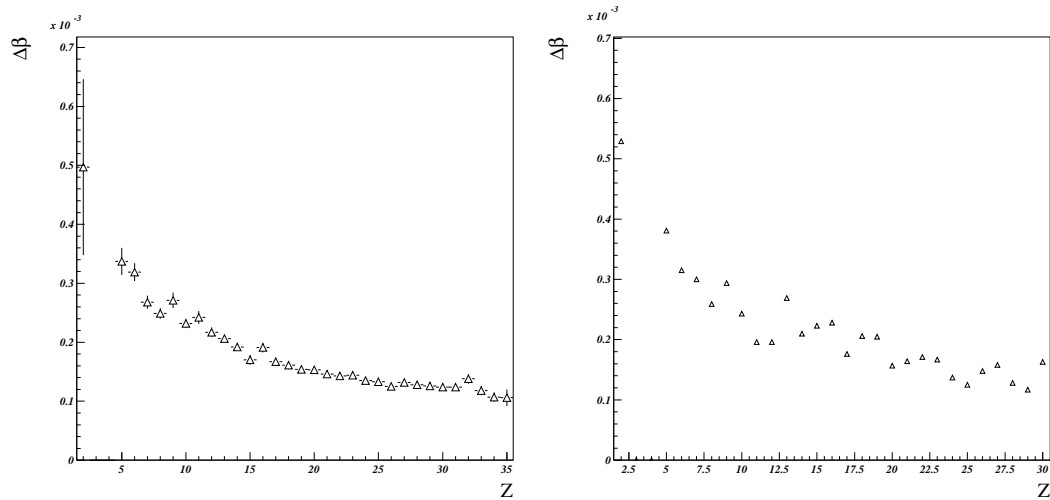


FIG. 5.37 – Evolution de la résolution en vitesse moyenne en fonction de la charge pour l’AGL Matsushita 1.03 (à gauche) et Matsushita 1.05 (à droite) lors des tests de 2002.

5.6 Tests sur faisceau

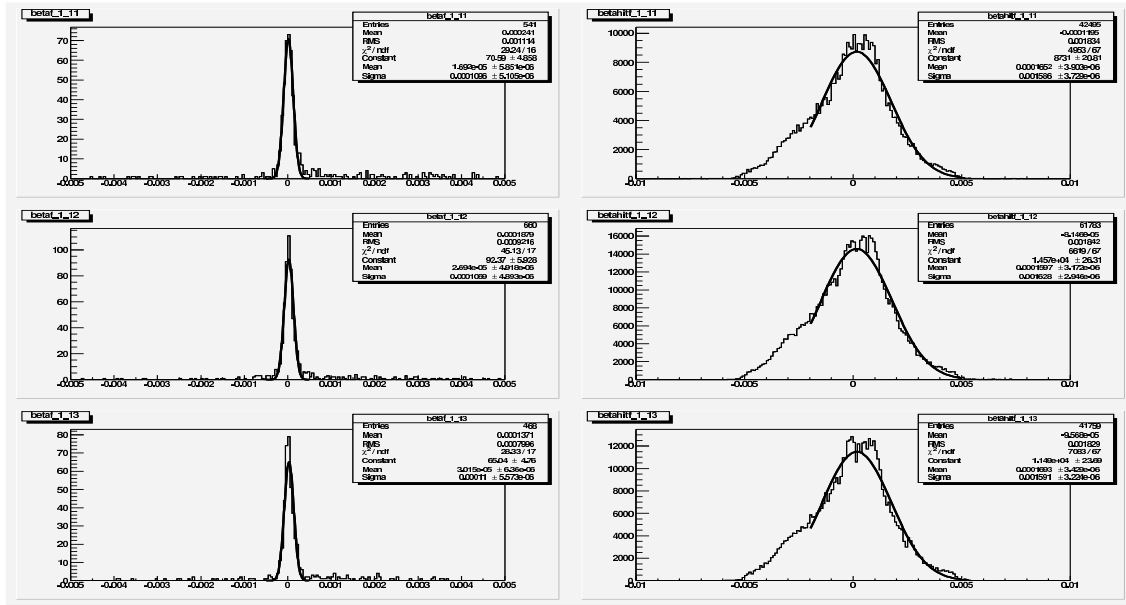


FIG. 5.38 – Distributions fittées en $1 - \beta$ (gauche) et $1 - \beta$ par pixel (droite) pour $z = 11, 12, 13$ (de haut en bas).

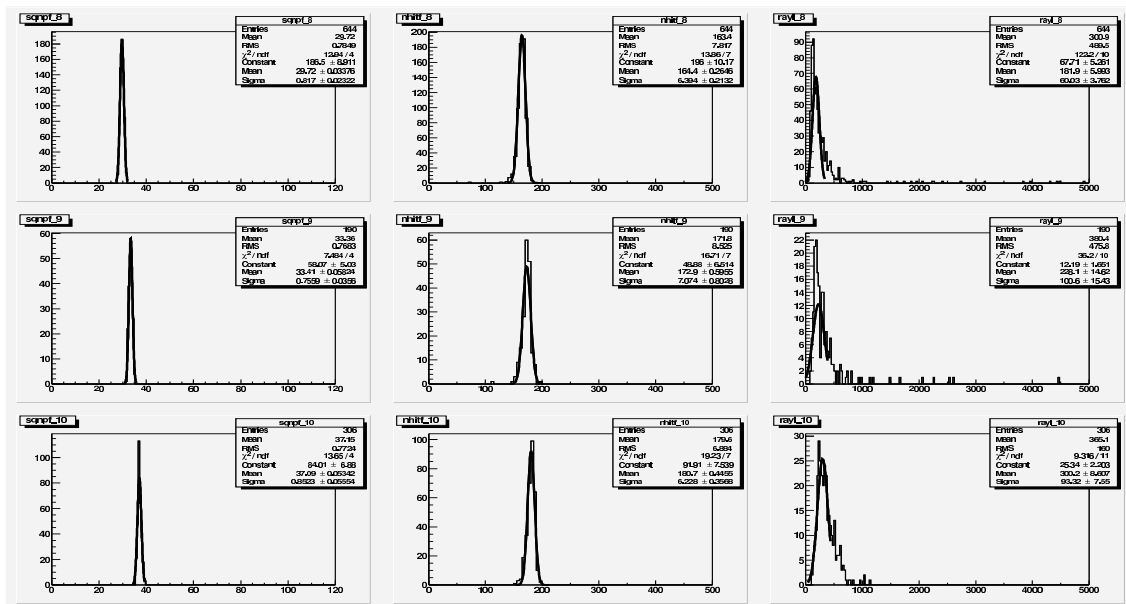


FIG. 5.39 – Distributions fittées en $\sqrt{N_\gamma}$ (gauche), N_{hit} (centre) et N_{Ray} . (droite) pour $z = 8, 9, 10$ (de haut en bas).

Numéro d'évènement	$Z_{scint.1}$	$Z_{scint.2}$	Z_{RICH}
187	2.8	4.9	5.8
197	5.5	11.0	9.5
202	4.5	2.1	2.7

TAB. 5.4 – Charges reconstruites pour les deux scintillateurs et le RICH pour les évènements présentés figure 5.40.

tests cosmiques sont donc inutiles. De plus, puisque l'on dispose d'un faisceau relativement bien collimaté toutes les particules passent dans le milieu radiateur et la coupure géométrique correspondante devient obsolète. Cependant, certaines coupures sont nécessaires pour améliorer la résolution. En effet, la quantité de matière entre la cible et le détecteur est non négligeable (présence de l'expérience NA49, du TRACKER, des scintillateurs, chambres à fils et chambre en aluminium voir figure 5.26). De fait, il peut y avoir fragmentation ce qui provoque des multi-évènements. Dans ce cas, plusieurs particules passent dans le radiateur en même temps et produisent autant anneaux Cherenkov. De plus, chaque particule laissera une trace à l'endroit où elle traverse la matrice⁹. On peut voir figure 5.40 des exemples de tels évènements. Les évènements 187 et 197 présentent une matrice sur laquelle sont présents un grand nombre de motifs isolés et sont clairement inexploitable. L'évènement 202 par contre présente deux traces de particules assez proches (leur trajectoires étant proches) sur lesquelles sont centrées deux anneaux identifiés comme un seul par le programme de reconstruction. Ces évènements, même si la reconstruction fournit un résultat ne sont pas exploitables. Une façon de minimiser la présence de tels évènements est de demander une compatibilité entre les charges mesurées par les deux scintillateurs et le RICH. En effet si l'interaction a lieu entre ces différents détecteurs les charges détectées seront différentes. Comme on est sensible au carré de la charge, dans le cas de n fragments on obtient une charge reconstruite $Z_{rec} = \sqrt{\sum_{i=0}^n Z_i^2} \neq \sum_{i=0}^n Z_i$. De plus, dans ce cas l'anneau reconstruit est fantaisiste et la charge reconstruite à partir du RICH n'a aucune raison d'être compatible avec celle des scintillateurs. Ceci se vérifie dans le tableau 5.4. Une coupure supplémentaire est appliquée sur le χ^2 de l'ajustement de l'anneau (voir figure 5.41). On lui impose d'être inférieur à 2×10^{-5} (il s'agit d'une distribution non normalisée). L'efficacité de cette coupure est de 66%.

Résultats des tests de 2003

On peut voir figures 5.42 et 5.43 l'évolution de la résolution de la vitesse moyenne en fonction de la charge avant et après coupure, pour des particules de rapport $A/Z=2$ et un radiateur d'indice 1.03. Les deux fonctions suivantes ont été ajustées sur les données pour prendre en compte une erreur constante supposée indépendante de la fluctuation statistique donnée par 5.41 :

$$\sigma_{\beta}(Z) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\beta}(Z=1)}{\sqrt{N_{\gamma}(Z)}}\right)^2 + \sigma_0^2} \quad (5.42)$$

⁹cette trace est due à la lumière Cherenkov produite dans les guides de lumière

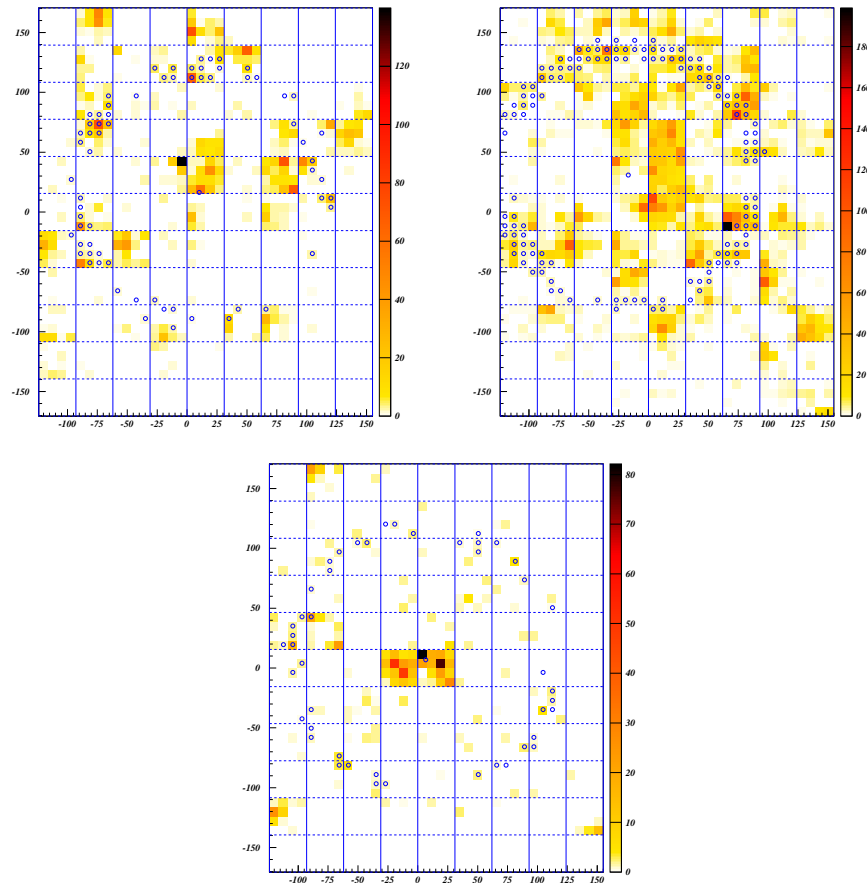
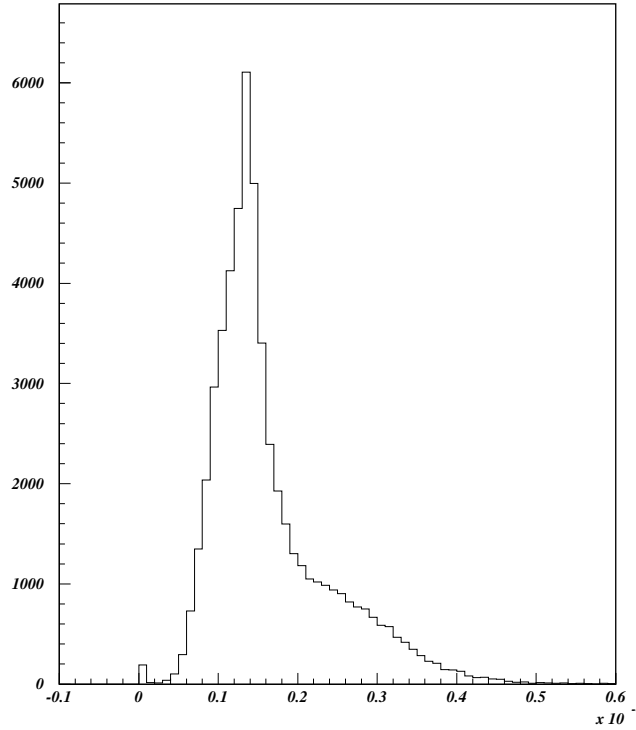


FIG. 5.40 – Exemples d'évènements non exploitables (de gauche à droite et de haut en bas, évènements 187, 197 et 202). On remarquera sur l'évènement 202 les deux impacts proches de particule au centre qui indiquent un évènement double.


 FIG. 5.41 – Distribution typique des χ^2 non normalisé du fit de l’anneau Cherenkov.

$$\sigma_\beta(Z) = \frac{\sigma_\beta(Z=1)}{\sqrt{N_\gamma(Z)}} + \sigma_0 \quad (5.43)$$

La fonction donnant le meilleur χ^2 est 5.43 et c’est elle qui sera utilisée dans toute la suite. La limite de résolution à haute charge pour le radiateur AGL1.03 Matsushita est $\sigma_0 = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{-5}$. On peut voir figure 5.44 l’équivalent pour un radiateur d’indice 1.05 dans les mêmes conditions (même faisceau et mêmes coupures). La valeur de la limite de résolution est ici $\sigma_0 = (1.9 \pm 0.23) \times 10^{-5}$. Ces deux valeurs sont compatibles et la limite de résolution ne semble donc pas dépendre de la valeur de l’indice (comme pour les tests de 2002). Une comparaison quantitative avec la valeurs trouvée pendant les tests de 2002 est difficile (la valeur de la limite de résolution était alors deux fois plus élevée). En effet, la charge n’était mesurée avec certitude que jusqu’à $Z = 12$ (voir plus haut) zone où la limite de résolution n’est pas encore dominante ($\frac{\sigma_\beta(Z=1)}{\sqrt{N_\gamma(Z)}} \sim \frac{10^{-3}}{12} \sim 10^{-4}$).

On peut voir figures 5.45 et 5.46, toujours pour les mêmes radiateurs, l’évolution de la racine carrée du nombre de photons Cherenkov détectés. On peut d’ailleurs vérifier que l’on a des résultats cohérents. Le nombre théorique de photons par unité de charge carrée peut être estimé de manière assez simple. Il suffit d’intégrer la relation 5.2 en tenant compte de l’efficacité des photomultiplicateurs, de la transmittivité des radiateurs et de l’absorption des guides de lumière (voir section 5.4.1). Ceci peut être fait numériquement et donne les résultats suivants :

$$N_{th.1.03}(Z=1) = 11.4 \text{ et } N_{th.1.05}(Z=1) = 16.3 \quad (5.44)$$

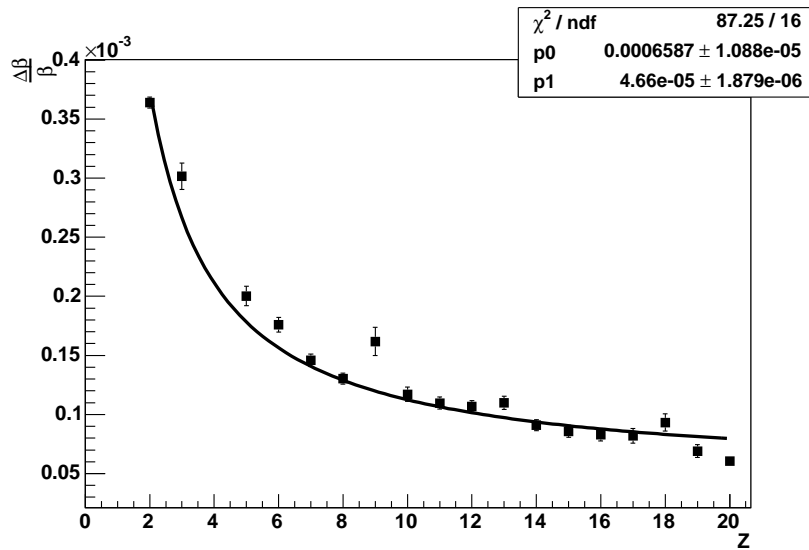


FIG. 5.42 – Evolution de la résolution en vitesse moyenne en fonction de la charge avant coupure. Ici $p_0 = \sigma_\beta(Z = 1)$ et $p_1 = \sigma_0$ (voir texte). Le radiateur utilisé est le Matsushita d'indice optique 1.03.

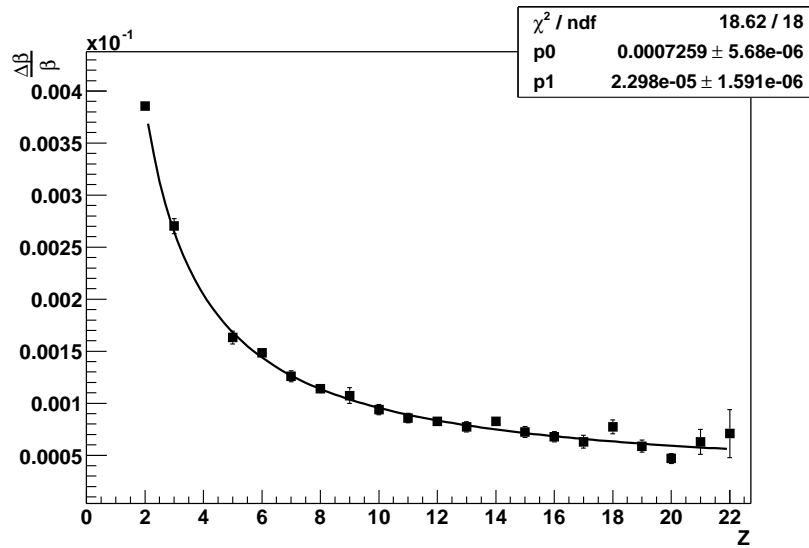


FIG. 5.43 – Evolution de la résolution en vitesse moyenne en fonction de la charge après coupure (voir texte). Ici $p_0 = \sigma_\beta(Z = 1)$ et $p_1 = \sigma_0$. Le radiateur utilisé est le Matsushita d'indice optique 1.03.

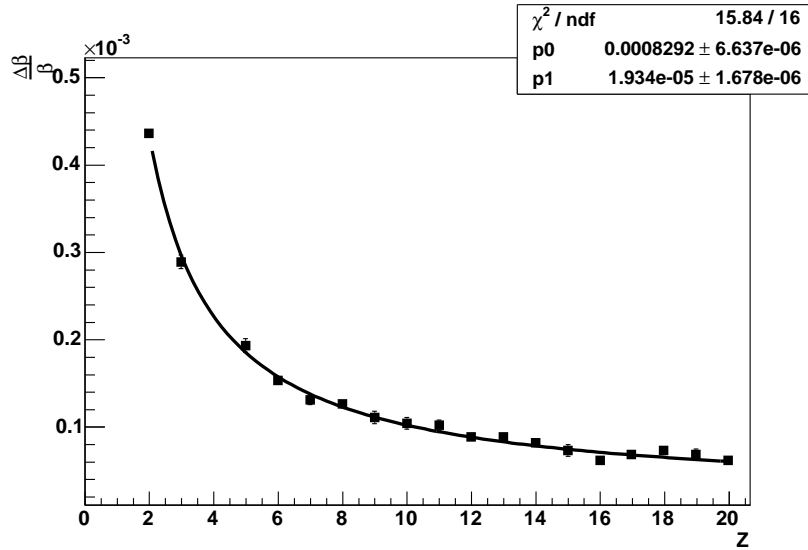


FIG. 5.44 – Evolution de la résolution en vitesse moyenne en fonction de la charge après coupure pour un radiateur d'indice 1.05. Ici $p_0 = \sigma_\beta(Z = 1)$ et $p_1 = \sigma_0$.

L'ajustement sur les données expérimentales donne quant-à lui :

$$N_{exp.1.03}(Z = 1) = 14.0 \text{ et } N_{exp.1.05}(Z = 1) = 19.4 \quad (5.45)$$

comme on peut le voir, il y a une différence de 20% pour les deux radiateurs. Cela peut paraître surprenant puisque l'on s'attendrait à trouver une valeur au plus égale à la valeur théorique. Cela pourrait être un indice que l'on compte comme photons Cherenkov des coups de bruit et que la procédure de sélection n'est pas efficace. Cependant, il s'est avéré que l'étalonnage des photomultiplicateurs pouvait fournir des résultats différant justement de 20% selon la méthode utilisée pour ajuster le photon unique. On peut donc se dire que la différence vient de là. Mais il faut tout de même vérifier que l'on a pas un problème de discrimination du signal par rapport au bruit.

La distribution du nombre de pixels présents dans l'anneau reconstruit est un indicateur de l'efficacité de la reconstruction. En effet on a intérêt à utiliser tout les pixels contenant du signal pour minimiser l'erreur statistique. Si la procédure de sélection est efficace, on devrait pouvoir interpréter l'évolution de cette quantité. Les figures 5.47 et 5.48 présentent l'évolution du nombre de pixels touchés en fonction de la charge dans les mêmes conditions. On peut voir une saturation (contrairement au nombre de photons Cherenkov) qui correspond au nombre de pixels contenus dans l'anneau Cherenkov maximal, celui-ci étant défini par l'épaisseur du radiateur (voir équation 5.19). Les dimensions géométriques étant telles que les anneaux ont approximativement même taille, la saturation arrive à des charges moins élevée pour l'AGL d'indice plus élevé du fait du nombre de photons produits plus important (voir équation 5.2). La distribution a été ajustée grâce à la formule :

$$N_{pix} = \sum_{i=1}^3 N_{max} \left(1 - \exp\left(-\frac{k_i}{N_{max}} Z^2\right) \right) \quad (5.46)$$

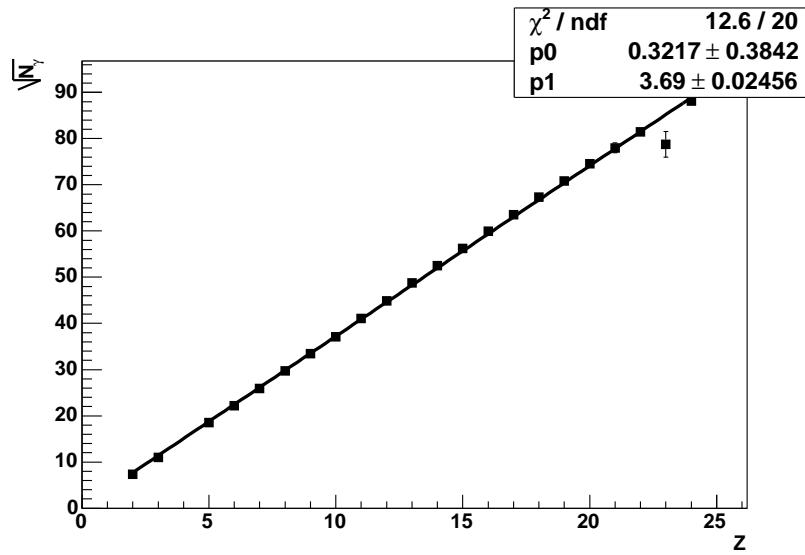


FIG. 5.45 – Evolution de la racine carrée du nombre de photons Cherenkov en fonction de la charge pour un radiateur d'indice 1.03. Ici $p_0 = \sqrt{N_\gamma(Z = 0)}$ (qui ne représente évidemment pas des photons Cherenkov et doit être compatible avec 0) et $p_1 = \sqrt{N_\gamma(Z = 1)}$.

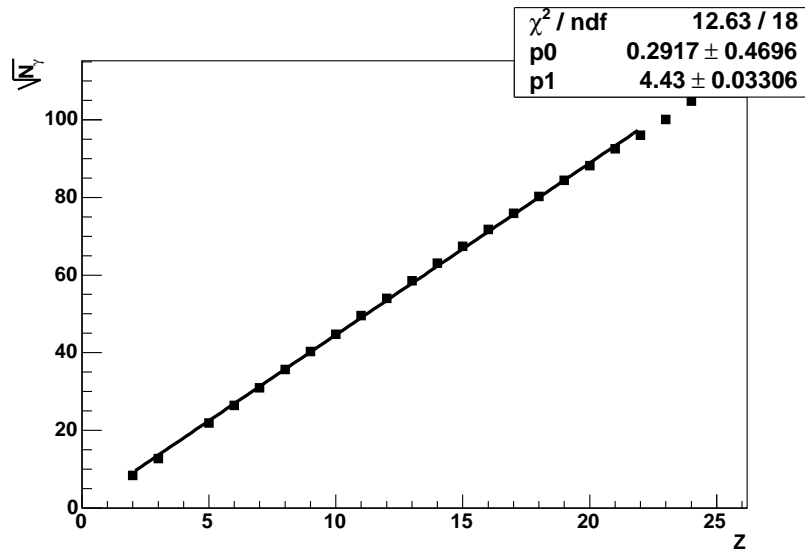


FIG. 5.46 – Evolution de la racine carrée d'un nombre de photons Cherenkov en fonction de la charge pour un radiateur d'indice 1.05. Ici $p_0 = \sqrt{N_\gamma(Z = 0)}$ et $p_1 = \sqrt{N_\gamma(Z = 1)}$.

Cette formule se justifie de la manière suivante. Expérimentalement on peut remarquer que l'anneau maximal à une largeur d'environ trois pixels (voir figure 5.34 l'anneau pour une charge $Z \sim 40$). On somme donc les contributions de trois anneaux statistiquement équivalents à notre anneau physique. La formule correspondant à un anneau peut quant-à elle être déduite de la manière suivante. Soient $n = k_i Z^2$ le nombre de photons Cherenkov détectés dans l'anneau pour une charge Z (qui correspond au nombre de photons créés dans la partie correspondante du radiateur), $N(n)$ le nombre correspondant de pixels touchés et N_{max} le nombre de pixels dans l'anneau en question. On peut écrire :

$$N(n + dn) - N(n) = \frac{1}{N_{max}}(N_{max} - N(n))dn \quad (5.47)$$

$1/N_{max}$ étant la probabilité qu'un photon émis touche un pixel particulier. On obtient alors l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dN}{dn} = \frac{1}{N_{max}}(N_{max} - N(n)) \quad (5.48)$$

qui intégrée donne en fonction de la charge :

$$N_{pix} = N_{max}(1 - \exp(\frac{-k_i}{N_{max}}Z^2)) \quad (5.49)$$

On a ici considéré que les trois anneaux contenaient le même nombre de pixels. Le résultat de l'ajustement donne ici 73 ± 1 pixels par anneau pour l'AGL 1.03 et 78 ± 1 pour celui d'indice 1.05. Un calcul simple permet de vérifier ces ordres de grandeur. Si l'on considère que les pixels sont orientés dans l'anneau soit selon leur largeur soit selon leur diagonale et ce dans des proportions égales, on obtient une taille caractéristique $\tilde{p}_0 = \frac{1}{2}(\sqrt{2} + 1)p_0$ où p_0 est la largeur du pixel. Si R est le rayon moyen de l'anneau Cherenkov obtenu à partir des paramètres géométriques utilisés, $N_{max} = 2\pi R/\tilde{p}_0$ ce qui nous donne pour les AGLs 1.03 et 1.05 respectivement 73 pixels et 81 pixels. Ces valeurs sont assez proches du résultat de l'ajustement compte tenu des approximations. On peut donc dire que la procédure de sélection est adaptée et efficace. La différence entre les nombres de photons par unité de charge théoriques et expérimentaux vient donc bien de la procédure d'étalonnage.

Conséquences pour la séparation isotopique

La résolution en vitesse pour les noyaux de charge $Z = 10$ est de l'ordre de $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 10^{-4}$. Cette valeur est donc compatible avec le but fixé dans le cahier des charges. Le RICH permettra donc une bonne séparation isotopique du Béryllium jusqu'à une énergie d'une dizaine de GeV/c par nucléon.

5.6.5 Origine de la limite de la résolution en vitesse

Nous allons maintenant étudier les différents facteurs pouvant être à l'origine de la limite de $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ à hautes charges.

5.6 Tests sur faisceau

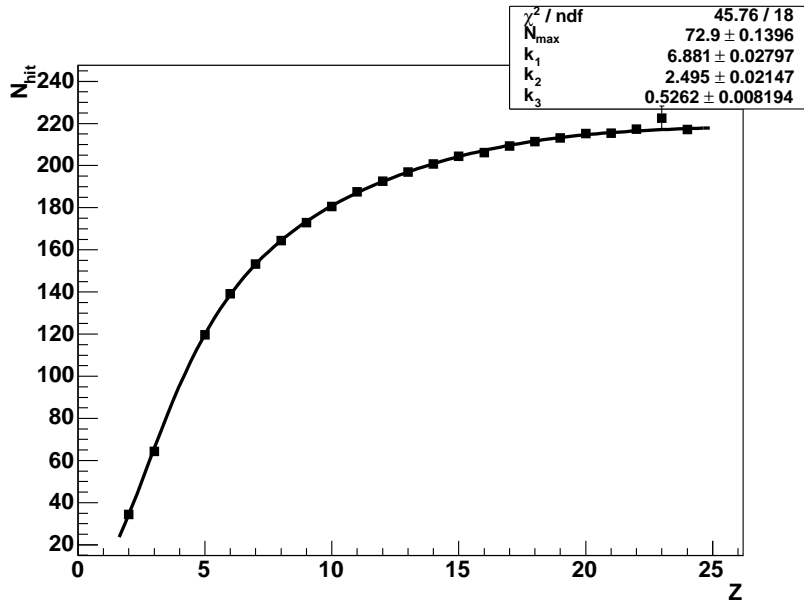


FIG. 5.47 – Evolution du nombre de pixels touchés en fonction de la charge pour un radiateur d'indice 1.03.

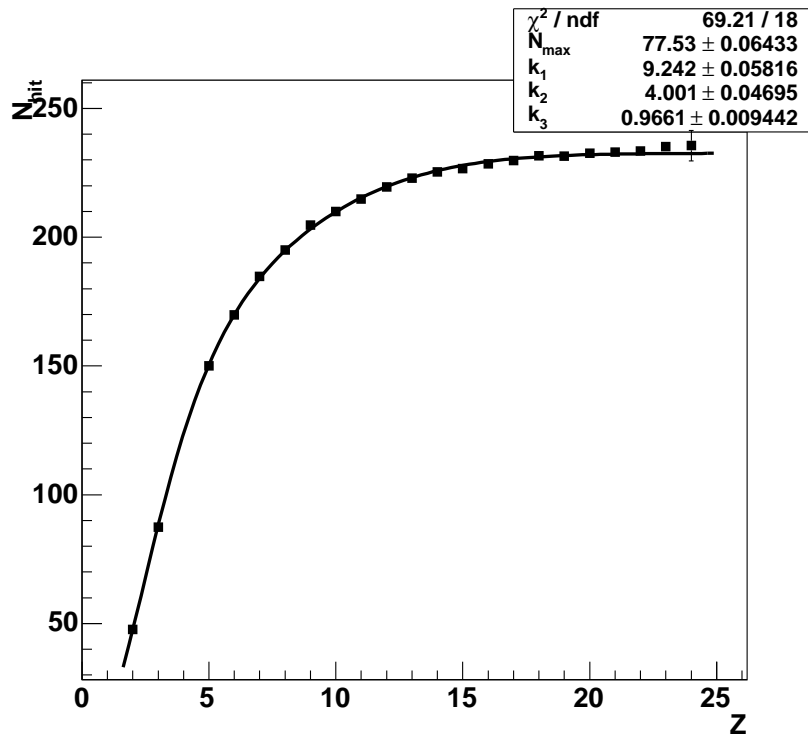


FIG. 5.48 – Evolution du nombre de pixels touchés en fonction de la charge pour un radiateur d'indice 1.05.

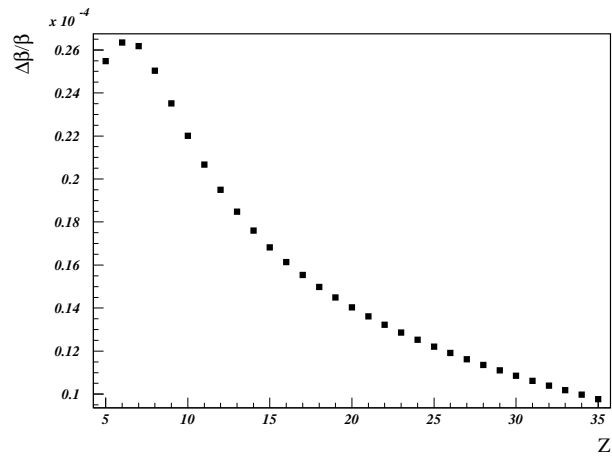


FIG. 5.49 – Evolution de l'incertitude en vitesse due à la fragmentation en fonction de la charge pour les tests de 2002.

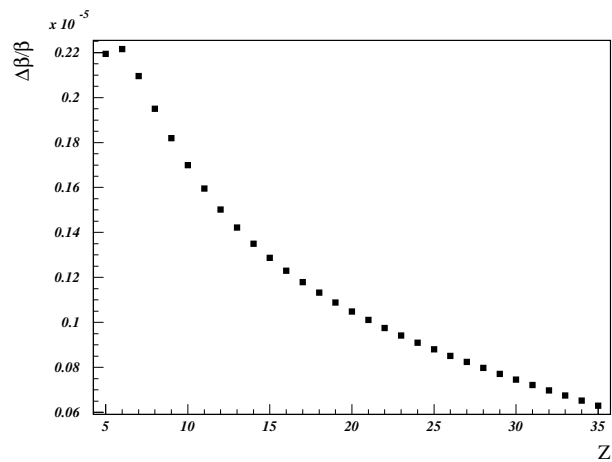


FIG. 5.50 – Evolution de l'incertitude en vitesse due à la fragmentation en fonction de la charge pour les tests de 2003.

Incertitude liée au faisceau

Tout d'abord examinons l'incertitude venant de la résolution de l'accélérateur en impulsion. On sait que cette dernière est inférieure à 1% (cas où les pelles de sélection sont grandes ouvertes, ce qui n'était jamais notre cas). Comme l'impulsion $p = \beta\gamma mc$ on a :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p} \quad (5.50)$$

Ceci nous donne pour les faisceaux de 2002 ($\gamma = 20$) et 2003 ($\gamma = 170$) respectivement $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 2.5 \times 10^{-5}$ et $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 3.4 \times 10^{-7}$. Cette contribution est donc beaucoup trop faible pour rendre compte de la limite observée.

On peut d'autre part estimer la contribution des différents isotopes d'une même espèce. En effet, du fait de la queue de la distribution de fragment (voir le paragraphe 5.6.1) des isotopes de rapport A/Z différents de celui correspondant à la sélection magnétique choisie vont contaminer le faisceau (voir figure 5.27). Les figure 5.49 et 5.50 présentent l'évolution de l'incertitude associée en fonction de la charge (seuls sont pris en compte les deux plus proches voisins de l'isotope central). A $Z=25$ on est un ordre de grandeur en dessous de la saturation observée. La contribution de ce phénomène à haute charge s'avère donc là aussi trop faible pour expliquer la saturation observée.

Biais statistique de pixelisation

La pixelisation du plan de détection a une influence sur la mesure de vitesse autre que celle que nous avons étudiée dans la section 5.4 qui concerne la résolution par photon détecté. En effet, si l'augmentation de la statistique pour chaque événement avec la charge réduit la largeur gaussienne de l'anneau Cherenkov, la pixelisation qui elle reste fixe va introduire une erreur sur la position du maximum dans la procédure d'ajustement de l'anneau. A une dimension cette erreur systématique correspond au biais introduit quand on discrétise une distribution $f_m(x)$ de moyenne m . Considérons que m est uniformément distribuée dans l'intervalle $[x_1, x_n]$ (discrétisé en n "pixels" de taille égale $(x_n - x_1)/n$) au cours de tirages aléatoires. Du fait de la pixelisation, nous n'avons accès qu'à l'estimateur \tilde{m} de m défini comme :

$$\tilde{m} = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{2} (x_{i+1} + x_i) \int_{x_i}^{x_{i+1}} f_m(x) dx \quad (5.51)$$

où $x_i = i \frac{x_n - x_1}{n} + x_1$. L'expression de l'erreur faite sur l'estimation de la moyenne à chaque tirage t est donc :

$$e = \tilde{m} - m \quad (5.52)$$

c'est-à-dire

$$e(t) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{2} (x_{i+1} + x_i) \int_{x_i}^{x_{i+1}} f_{m(t)}(x) dx - m(t) \quad (5.53)$$

Si l'on fait N tirages, la dispersion résultante sera :

$$err = \sqrt{\frac{\sum_{t=1}^N e(t)^2}{N}} \quad (5.54)$$

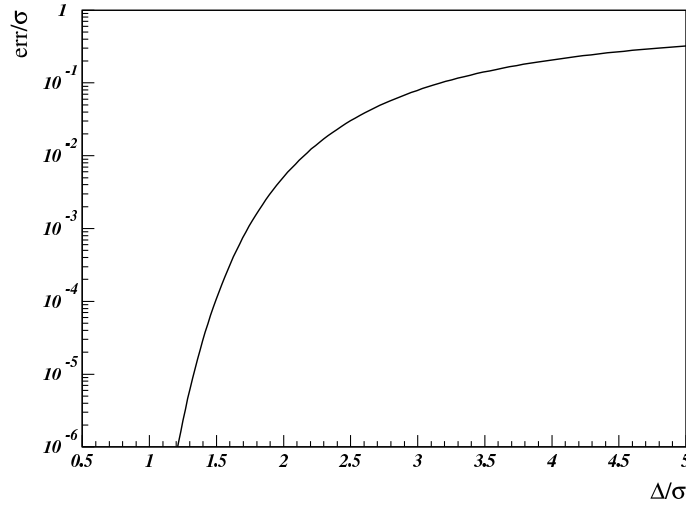


FIG. 5.51 – Evolution de l’erreur systématique err due à la discrétisation à une dimension en fonction de la taille de pixel Δ pour une gaussienne d’écart-type σ .

On peut voir figure 5.51 l’évolution de err avec la taille de pixel Δ pour une distribution gaussienne de largeur σ .

A deux dimensions cet effet a été estimé à l’aide d’une simulation Monte-Carlo simple du prototype sur laquelle on fait varier la taille des pixels de détection. On utilise ici un modèle géométrique simple du prototype mais la reconstruction est la même que celle utilisée dans l’analyse des données. Les résultats sont présentés figure 5.52. La simulation a été lancée pour plusieurs valeurs de $p_0/\Delta\rho$ où p_0 est la taille caractéristique du pixel et $\Delta\rho$ la dispersion due à l’épaisseur du radiateur sur le plan de détection. Pour un AGL d’indice 1.03, d’épaisseur 3 cm et avec les paramètres géométriques des résultats expérimentaux correspondants, on a $\Delta\rho = 2.13$ mm. La valeur minimale de p_0 est le côté d’un pixel soit 7.5 mm. Les tailles plus élevées rendent compte de la diaphonie qui équivaut à une taille effective plus importante. Les calculs ont été effectués pour des valeurs de $p_0/\Delta\rho$ comprises entre 3.7 et 4.5 par pas de 0.2. On suit alors l’évolution de err/σ_{ep} en fonction de Z où err est toujours l’erreur systématique étudiée ici et σ_{ep} est la dispersion en β due à l’épaisseur du radiateur (voir section 5.4).

Nous étudions l’évolution de cette erreur avec Z car nous avons ici aussi une contribution statistique. Il faut donc vérifier que l’on observe bien une saturation à haute charge où les effets statistiques sont négligeables, et où le biais statistique domine. A $Z = 100$ on a $4. \times 10^{-3} < err/\sigma_{ep} < 1.5 \times 10^{-2}$. Sachant qu’avec les paramètres géométriques du détecteur on a $\sigma_{ep} = 1.2 \times 10^{-3}$ on obtient comme dispersion sur la mesure de la vitesse :

$$7.2 \times 10^{-6} < \Delta\beta < 1.8 \times 10^{-5} \quad (5.55)$$

Cette valeur est d’un ordre de grandeur tel qu’elle peut rendre compte d’une partie de la saturation. Cependant, la limite supérieure de taille effective de pixel étudiée ici (qui donne l’erreur maximale) est de 1.2 cm. Or la mesure de la diaphonie des guides de lumière[99] indique une taille effective de pixels plus de l’ordre de 0.9 cm. Il est donc probable que ce phénomène ne soit pas le seul à contribuer à la saturation de la résolution.

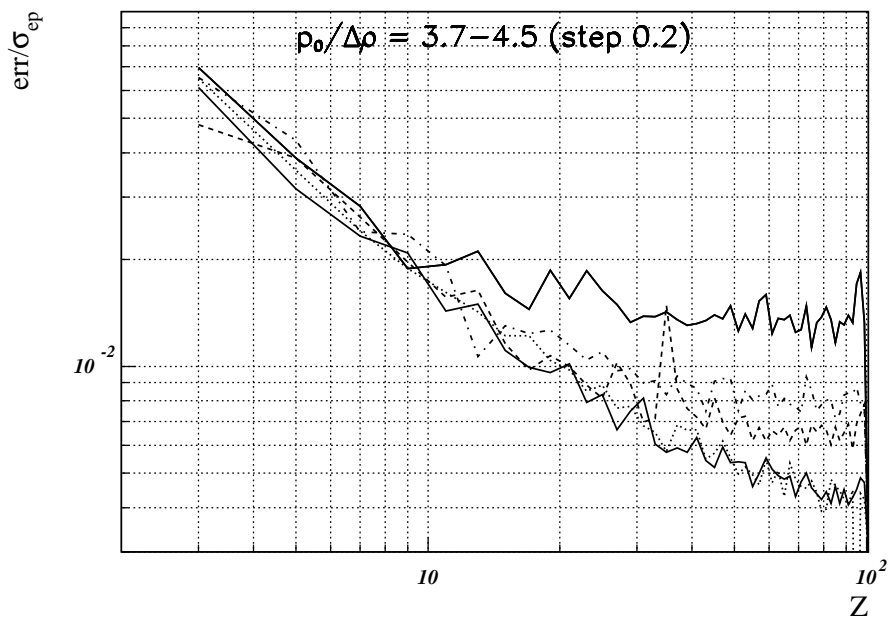


FIG. 5.52 – Evolution de l’erreur statistique du à la pixelisation du plan de détection en fonction de la charge pour différentes valeurs de $3.7 < p_0/\Delta\rho < 4.5$ par pas de 0.2. Par ordre croissant les légendes sont trait plein, tirets, pointillés, tirets alternés et traits pleins (de bas en haut).

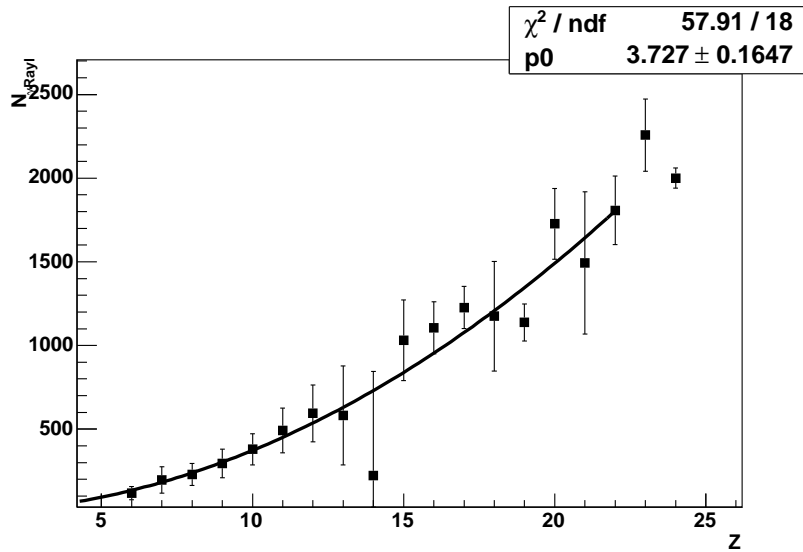


FIG. 5.53 – Evolution du nombre de photons Rayleigh en fonction de la charge pour un radiateur d'indice 1.03.

Influence des diffusion Rayleigh et de surface

Le biais statistique introduit par la pixelisation du plan de détection ne semblant pas suffisant pour expliquer la saturation de la résolution en vitesse nous allons maintenant estimer l'effet des diffusions subies par les photons Cherenkov dans le radiateur (diffusion Rayleigh) et à sa surface. Ces phénomènes ont pour effet d'élargir les distributions en β et ont la même statistique que le signal. On peut donc imaginer qu'ils soient à l'origine de la limite de résolution observée.

Les figures 5.53 et 5.54 représentent l'évolution d'une estimation du nombre de photons Rayleigh diffusés en fonction de la charge, où l'on retrouve aussi un comportement parabolique. La proportion de photons diffusés est d'ailleurs cohérente avec le modèle simple utilisé au paragraphe 5.6.4 pour calculer le nombre de photons Cherenkov produits. En effet on obtient 27% de photons diffusés pour l'AGL 1.03 et 25% pour l'AGL 1.05 par le calcul. Expérimentalement la proportion r de photons Rayleigh diffusés par rapport au nombre de photons Cherenkov produits sera :

$$r = \frac{N_{rayl}/g}{N_{rayl}/g + N_{\gamma}} \quad (5.56)$$

où N_{rayl} est l'estimation expérimentale du nombre de photons Rayleigh par Z^2 (le coefficient p_0 de l'ajustement des figure 5.53 et 5.54), N_{γ} est le nombre de photons Cherenkov par Z^2 et g un facteur géométrique tenant compte du fait que les photons Rayleigh sont émis de manière isotrope mais seulement comptés sur la matrice¹⁰. Dans le cas présent $g = 0.6$ ce qui nous donne une proportion expérimentale de photons Rayleigh d'environ 30% pour les deux radiateurs. Ceci est donc compatible avec le calcul et l'on peut donc avoir confiance dans les paramètres optiques utilisés ici, notamment la clarté (voir la partie 5.4.1).

¹⁰c'est en fait le rapport des angles solides de détection et d'émission vu de la source du rayonnement Cherenkov en considérant une émission isotrope par un point situé au centre du radiateur. Sa valeur est $g = 1 - \frac{1}{1 + \frac{\pi D^2}{S}}$ où D est la distance d'expansion et S la surface de la matrice.

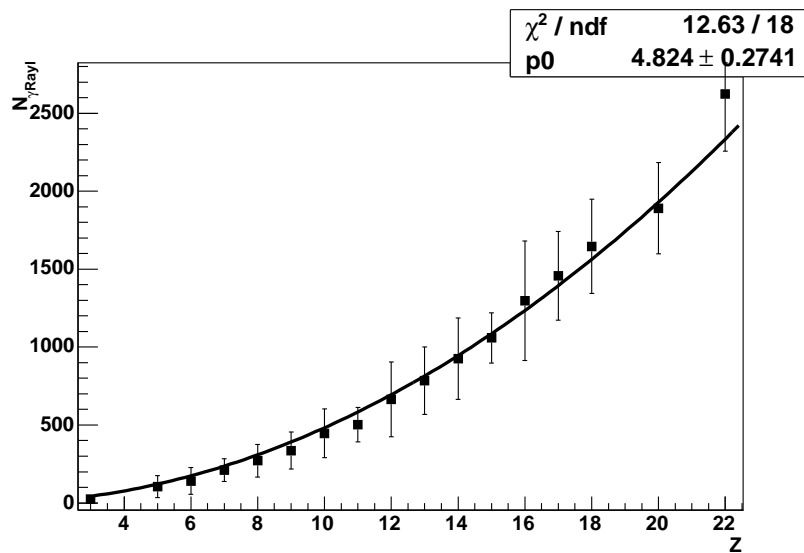


FIG. 5.54 – Evolution du nombre de photons Rayleigh en fonction de la charge pour un radiateur d'indice 1.05.

Une simulation du prototype sous GEANT3[114] à été utilisée pour évaluer les contributions de la diffusion Rayleigh et de la diffusion de surface à l'évolution de la résolution avec la charge. C'est la même simulation qui est utilisée pour la reconstruction en charge du RICH [97]. La diffusion de surface est due aux aspérités de la surface du radiateur qui provoquent une diffusion vers l'avant. Celle-ci a permis d'expliquer les queues de distribution en vitesse anormales qui sont apparues lors des tests sur faisceau de 2002[113]. En effet, ces dernières étaient plus larges que les simulations (quand la diffusion de surface n'était pas prise en compte). Nous avons donc réalisé une série de simulations, à $Z = 2, 5, 10, 20$ et 30 , sans diffusion Rayleigh ni de surface, avec diffusion Rayleigh et sans diffusion de surface et avec diffusion Rayleigh et de surface. Les résultats sont présentés respectivement sur les figures 5.55, 5.56 et 5.57. Les conditions expérimentales (paramètres géométriques, indice et épaisseur du radiateur) étaient celles correspondant au radiateur Novosibirsk d'indice 1.03 étudié sur faisceau.

On peut remarquer sur la figure 5.55 qu'il existe une saturation ici même quand aucune diffusion n'est incluse dans la simulation. Cependant cette dernière n'est pas suffisante pour expliquer la totalité de l'effet observé. Elle est par contre compatible avec l'erreur calculée au paragraphe précédent venant de la pixelisation du plan de détection. Cela est compréhensible car la diaphonie des guides de lumières est intégrée dans la simulation. Cela tend à confirmer la validité de l'estimation du biais statistique de pixelisation. En effet, la saturation en vitesse observée dans cette série de simulation est de 10^{-5} , ce qui correspond pour le calcul de biais de pixelisation à une taille de pixel d'environ 8.7 mm. Or cette valeur correspond aux estimations expérimentales de la diaphonie des guides de lumière qui donne une valeur de pixel effectif d'approximativement 9. mm. La limite de résolution en vitesse observée expérimentalement ne peut donc pas être reproduite avec cette simulation uniquement par le biais statistique de pixelisation.

Intéressons nous maintenant aux résultats de simulation intégrant la diffusion Rayleigh et la diffusion de surface respectivement sur les figures 5.56 et 5.57. On observe bien une dégradation

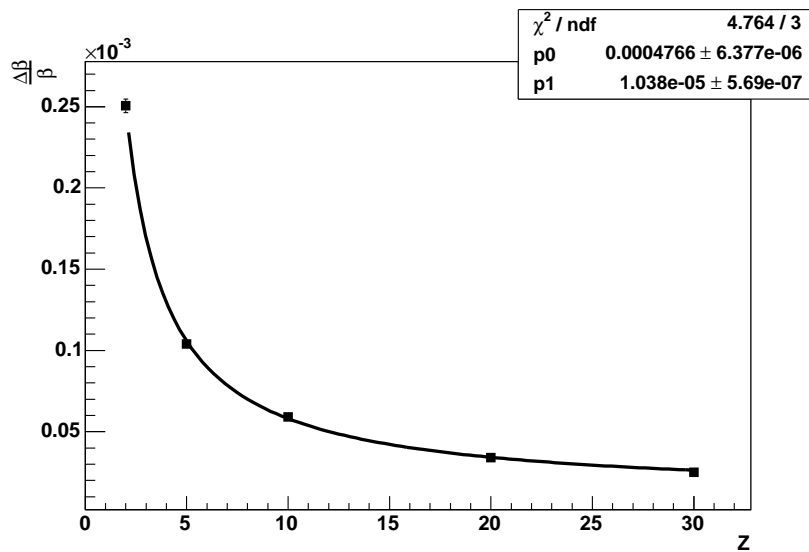


FIG. 5.55 – Evolution de la résolution en vitesse en fonction de la charge issue d’une simulation pour un radiateur d’indice 1.03, sans diffusion Rayleigh ni de surface. Ici $p_0 = \sigma_\beta(Z = 1)$ et $p_1 = \sigma_0$.

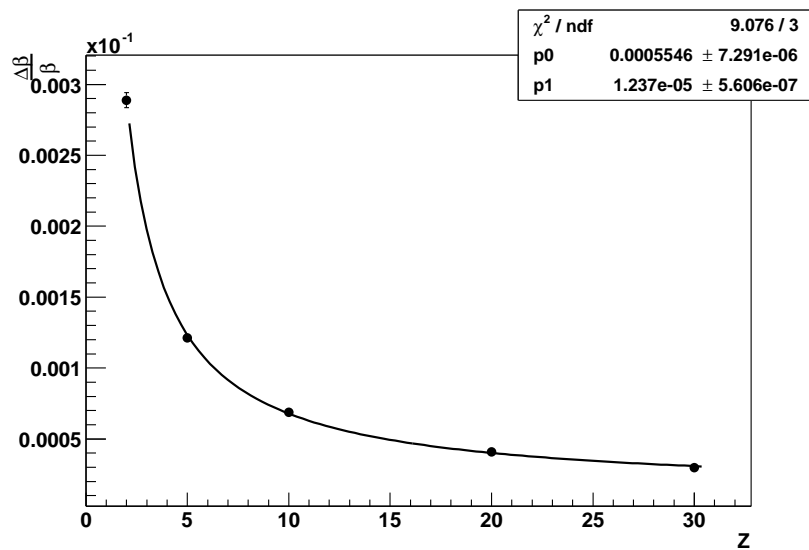


FIG. 5.56 – Evolution de la résolution en vitesse en fonction de la charge issue d’une simulation pour un radiateur d’indice 1.03, avec diffusion Rayleigh mais pas de surface. Ici $p_0 = \sigma_\beta(Z = 1)$ et $p_1 = \sigma_0$.

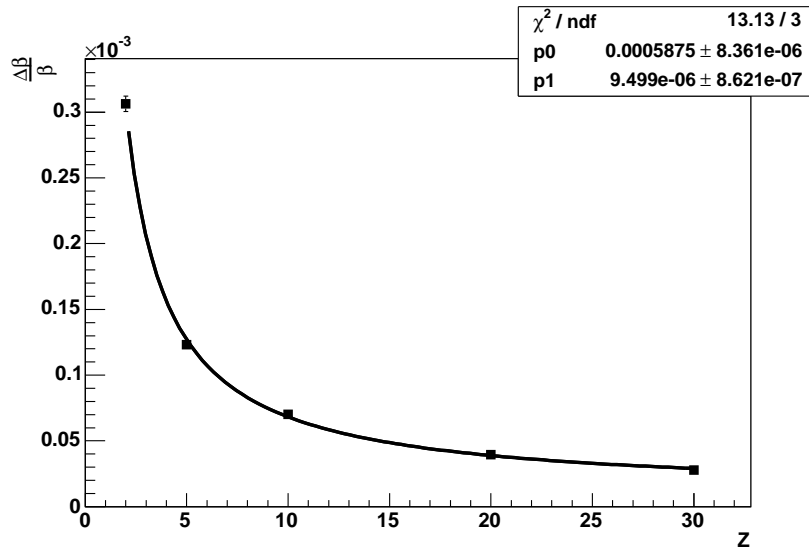


FIG. 5.57 – Evolution de la résolution en vitesse en fonction de la charge issue d’une simulation pour un radiateur d’indice 1.03, avec diffusion Rayleigh et de surface. Ici $p_0 = \sigma_\beta(Z = 1)$ et $p_1 = \sigma_0$.

de la résolution pour pour $Z=1$ (qui est le paramètre d’ajustement p_0 sur les figures). Cela est normal puisque ces phénomènes diffusifs ont été intégrés à la simulation pour expliquer la largeur de distribution à basse charge. Par contre, en ce qui concerne les hautes charges, il n’y a pas d’augmentation significative de la valeur de la saturation (le paramètre p_1 sur les figures) et ces valeurs restent inférieures d’un facteur deux aux valeurs expérimentales.

5.6.6 Conclusion

Un prototype du RICH d’AMS02 a été testé à la fois avec le rayonnement cosmique et sous faisceaux d’ions. Grâce à ces tests et à l’étude de la résolution en vitesse du détecteur, nous avons fait un choix des meilleurs radiateurs AGL. Il s’est avéré que les qualités optiques de ceux-ci sont un paramètre important alors que le choix du radiateur reste le dernier paramètre libre dans la définition de l’imageur final. Lors de ces tests une étude exhaustive de toutes les sources d’incertitudes a été menée afin de vérifier que les performances du RICH sont bien conformes aux attentes. Il subsiste une incertitude quant à la source de la limite de la résolution en vitesse à hautes charges qui ne semble pas pouvoir être expliquée par le biais statistique introduit par la pixelisation du plan de détection. Les performances du détecteur en terme de mesure de vitesse sont cependant conformes au cahier des charges, en particulier pour la séparation isotopique du Béryllium.

Chapitre 6

La Détection du Be dans AMS02

Le Béryllium est un noyau léger produit par fragmentation des noyaux C N et O du rayonnement primaire lors de leur diffusion dans la galaxie. Son grand intérêt réside dans le fait que parmi les isotopes créés de manière équivalente dans ces processus, l'un est stable (le ${}^9\text{Be}$) alors que l'autre (le ${}^{10}\text{Be}$) se désintègre avec une période de 1.5 millions d'années c'est-à-dire de l'ordre du temps de confinement des rayons cosmiques dans la galaxie. Le rapport des abondances de ces deux noyaux chronographes galactiques est donc un test des modèles de propagation comme nous l'avons vu dans le premier chapitre. Nous allons dans cette partie évaluer le nombre de ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$ détectables par AMS02 en un an. Le temps de vie de l'isotope radioactif ${}^{10}\text{Be}$ dans le référentiel de la galaxie est $\tau_r = \gamma\tau$ ou τ est son temps de vie au repos et γ son facteur de Lorentz. Ainsi à haute énergie, c'est à dire pour des γ tels que τ_r est très supérieur au temps de confinement des particules dans la galaxie, le rapport d'abondances ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$ est constant et correspond au rapport de production. Par contre à plus basse énergie le rapport est fixé par l'importance du temps de confinement par rapport au temps de vie de l'isotope radioactif. Cette partie est donc très sensible aux modèles de propagation. C'est dans cette gamme qu'AMS02 apportera une contribution déterminante.

6.0.7 Cadre de l'étude

Nous allons pour cette étude utiliser une simulation Monte Carlo du détecteur final, réalisée sous GEANT3, développée par la collaboration AMS. Les particules ont été générées sur les faces internes d'un cube de dimensions $390 \times 390 \times 390 \text{ cm}^3$ centré sur le détecteur, vers le bas pour une acceptance de génération de $3.9^2\pi \text{ m}^2\text{sr}$, le tout avec un spectre uniforme en logarithme de l'impulsion dans un intervalle compris entre 0 et 187.5 GeV/c pour le ${}^9\text{Be}$ et entre 0. et 208 GeV/c pour le ${}^{10}\text{Be}$. Cela correspond en fait au même spectre en impulsion par nucléon de 0 à 2.08 GeV/c. Les particules sont ensuite propagées dans les sous-détecteurs et le champ magnétique (voir paragraphe 4.3.4) où elles peuvent interagir. Les noyaux passeront ainsi successivement :

- dans le TRD où il ne provoqueront pas de signal
- dans les deux premiers plans de TOF où le dépôt d'énergie donne une mesure de charge
- dans le TRACKER où leur trajectoire permettra une mesure de rigidité et où le dépôt d'énergie donne une mesure de charge
- dans les deux derniers plans de TOF ce qui valide l'acquisition et où le dépôt d'énergie donne une mesure de charge
- dans le RICH où leur anneau Cherenkov permettra une mesure de vitesse et de charge
- dans le ECAL où la gerbe sera profonde et incomplète.

Le long de ce parcours ils peuvent donc perdre de l'énergie, être diffusées, créer des secondaires par fragmentation ou éjecter des particules de la matière des détecteurs.

6.1 Acceptance

Nous allons d'abord définir une acceptance efficace du détecteur à partir de la logique de déclenchement de premier niveau. Il s'agit tout simplement de compter le nombre de particules ayant provoqué le déclenchement de l'électronique de lecture par rapport au nombre de particules générées.

6.1.1 Logique de déclenchement

Le déclenchement de l'électronique de lecture est défini au moyen des variables logiques suivantes qui sont fonctions de la réponse des sous-détecteurs :

- TOFZ1 : 3 plans sur 4 touchés dans le TOF au dessus du seuil (0.35 MeV) en coïncidence. Ce critère est adapté aux particules de charge $Z \geq 1$.
- TOFZ2(S1) : 3 plans sur 4 touchés en coïncidence dans le TOF au dessus du seuil réglable S1 (entre 4 et 10MeV). Ce critère est destiné à la détection des ions de charge $Z \geq 2$.
- VETO0 : pas de compteur du VETO touché.
- VETO1 : au plus un compteur du VETO touché.
- ECALSOFT(S2) : énergie totale déposée dans le calorimètre supérieure au seuil réglable S2 (compris entre 0.5 et 2.5 GeV).
- TOFMATRIXZ1 : n'importe quel détecteur touché dans les plans 1 ou 2 du TOF et 1 détecteur touché dans les 6x6 détecteurs centraux des plans 3 et 4.

Le critère de déclenchement rapide de base est TOFZ1. En effet, les détecteurs mis en jeu sont des photomultiplicateurs et ces derniers sont rapides et fournissent un signal analogique exploitable sans numérisation. Cependant, d'autres critères ont été développés pour optimiser la détection. En effet, la fréquence d'acquisition maximale (limitée par l'électronique de lecture) est de 2kHz. Or le vol d'AMS01 a montré que selon la période (la modulation solaire variera pendant les trois ans de prise de données entre 400 et 1100 MV) et selon la latitude géomagnétique, le taux d'évènement de TOFZ1 pouvait aller de 2000 à 7000Hz ce qui est très supérieur au taux limite [115]. Il convient donc de mettre en place une logique plus évoluée.

De plus, l'adjonction d'un calorimètre empêche une utilisation systématique du VETO comme sur AMS01. En effet, les particules qui vont interagir dans la matière du détecteur vont provoquer l'éjection d'électrons vers le détecteur VETO. Cet effet dit de "backsplash" n'est pas de même importance pour toutes les particules. Un proton qui provoque une gerbe profonde dans le calorimètre n'en générera quasiment pas. Par contre un électron de haute énergie dont la gerbe est beaucoup plus superficielle en provoquera à coup sûr.

D'autre part, les ions vont produire des secondaires par fragmentation dans la matière des détecteurs de la partie supérieure d'AMS02. Ces secondaires vont eux aussi être détectés dans le compteur de VETO. On pourrait imaginer le supprimer mais il reste cependant nécessaire pour réduire le flux de protons et le garder en deçà du taux maximal.

Plusieurs logiques de déclenchement de premier niveau ont donc été développées en prenant en compte les variables définies plus haut et permettant de s'affranchir du problème du VETO et de la variabilité du flux de rayons cosmiques au cours du temps. Les critères PLAN A,B,C,D ont été développés pour garder un taux d'évènement maximal tout en restant sous 2 kHz pour différentes les périodes du vol [115]. On peut voir leur définition dans le tableau 6.1. Les figures 6.1 et 6.2 présentent les acceptances correspondantes pour le ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$.

6.1.2 Coupures

Une fois l'acceptance calculée, il est nécessaire d'appliquer certaines coupures pour assurer la pureté de l'échantillon étudié. Nous allons pour cela utiliser des variables évoluées reconstruites à partir des réponses de différents sous-détecteurs.

6.1 Acceptance

critère	Définition
Plan A	[TOFZ1 et VETO1 ou ECALSOFT(1.5GeV)] ou TOFZ2(7.5MeV)
Plan B	[TOFZ1 et VETO0 ou ECALSOFT(1.0GeV)] ou TOFZ2(6.5MeV)
Plan C	[TOFMATRIXZ1 et VETO1 ou ECALSOFT(1.5GeV)] ou TOFZ2(6.5MeV)
Plan D	[TOFMATRIXZ1 et VETO0 ou ECALSOFT(1.0GeV)] ou TOFZ2(6.5MeV)

TAB. 6.1 – Définition des différents critères de déclenchement de l'électronique de lecture

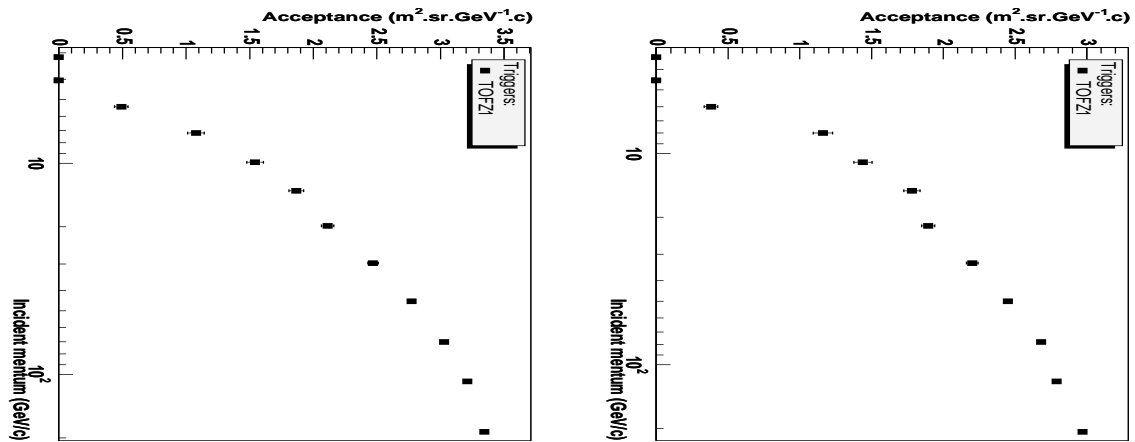


FIG. 6.1 – Acceptance associée au critère TOFZ1 pour le ${}^9\text{Be}$ à gauche et le ${}^{10}\text{Be}$ à droite.

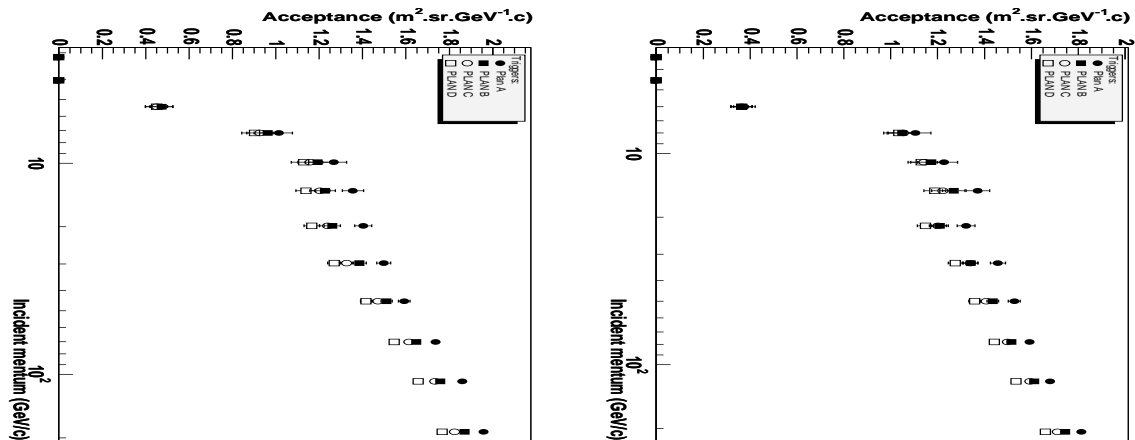


FIG. 6.2 – Acceptance associée aux critères PLAN A,B,C,D pour le ${}^9\text{Be}$ à gauche et le ${}^{10}\text{Be}$ à droite.

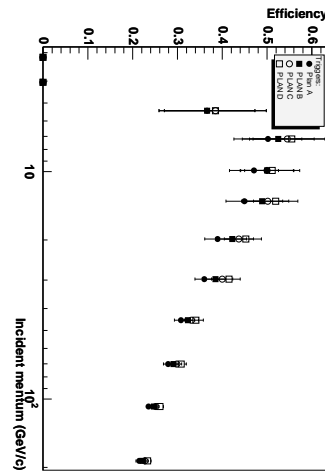


FIG. 6.3 – Efficacité de détection après la coupure imposant une seule particule reconstruite pour du ${}^9\text{Be}$.

Nombre de particules reconstruites

La coupures la plus simple à définir (et que nous avons déjà utilisé sur le prototype du RICH section 5.6.4) est de ne sélectionner que les évènements pour lesquels il n'y a qu'une seule particule reconstruite. Cela permet d'éviter les coïncidences fortuites et les produits de fragmentation. C'est par contre une coupure assez brutale qui réduit de manière assez importante l'efficacité de détection comme on peut le voir sur la figure 6.3. Son efficacité décroît avec l'énergie car plus la particule incidente sera énergétique, plus il y aura de particules secondaires créés dans le détecteur.

Cohérence des charges reconstruites

Avec ce critère nous allons demander que les charges reconstruites par le TRACKER et le TOF aient la même valeur. On peut voir sur la figure 6.4 la distribution des évènements de la simulation dans le plan $(Z_{TOF}, Z_{TRACKER})$ avec la droite correspondant à la sélection appliquée.

Probabilité de reconstruction

Le programme de reconstruction fournit pour chaque particule détectée plusieurs possibilités d'identification en charge dans le TOF avec une probabilité associée. Nous sélectionnerons les particules telles que la probabilité la plus haute soit supérieure à une certaine limite. Cette dernière est fixée à partir de la distribution de cette variable que l'on peut voir figure 6.5. Pour se débarrasser du maximum de mauvaises identifications tout en perdant le moins de signal utile possible nous fixerons la probabilité minimale à 20%.

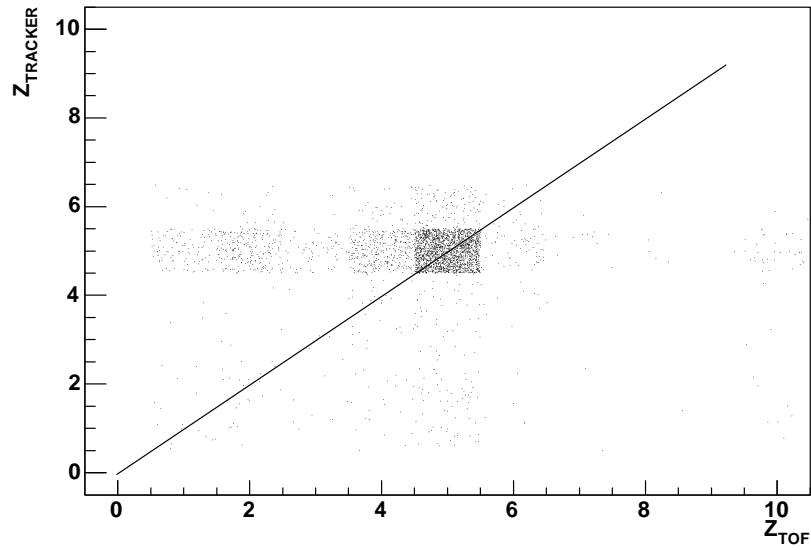


FIG. 6.4 – Distribution des {événements dans le plan $(Z_{TOF}, Z_{TRACKER})$. La surface des rectangles est proportionnelle au nombre d'événements et la droite diagonale représente la sélection associée à cette distribution.

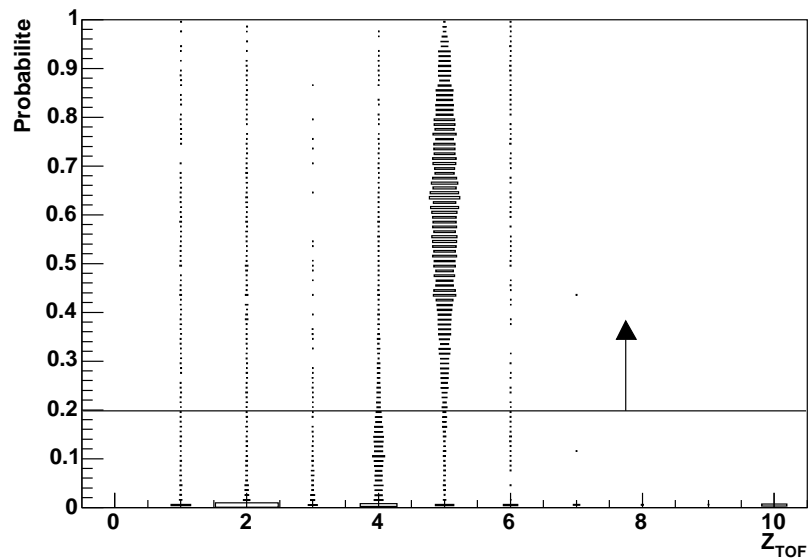


FIG. 6.5 – Distribution des probabilités d'identification de la charge des particules par le TOF. La droite horizontale marque la limite inférieure que nous avons imposé pour la coupure associée.

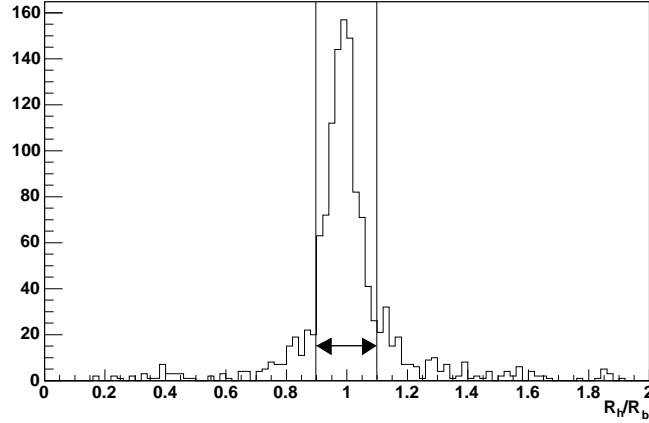


FIG. 6.6 – Distribution du rapport $\frac{R_h}{R_b}$ (voir texte) et fenêtre de sélection associée entre les lignes verticales.

Rigidité

Une coupure habituelle quand on utilise un spectromètre magnétique est de vérifier la compatibilité des deux demi-rigidités R_h et R_b mesurées respectivement dans les parties hautes et basses du détecteur. Cette coupure permet principalement d'éliminer les particules ayant subi une diffusion inélastique dans le détecteur. Si les deux demi-rigidités ne sont pas compatibles la mesure de l'impulsion sera mauvaise ce qui affectera à la fois la mesure de masse et d'énergie. Le critère de sélection que nous appliquerons ici impose :

$$0.9 < \frac{R_h}{R_b} < 1.1 \quad (6.1)$$

On peut voir figure 6.6 la distribution de cette variable avec la coupure appliquée.

Coupages propres au RICH

La principale coupure que nous imposerons ici sera qu'il existe un anneau Cherenkov reconstruit. Cette coupure traduit simplement le fait qu'il faut pouvoir utiliser le RICH pour reconstruire correctement la masse de la particule et donc opérer une séparation isotopique efficace.

Nous effectuerons aussi des coupures géométriques. Celles-ci nous permettront grâce à la trajectoire reconstruite par le TRACKER de sélectionner les particules passées par le radiateur AGL ou le radiateur NaF. Cette information nous indiquera la dynamique propre à chaque type de radiateur. En effet, si le NaF possède un seuil en vitesse très bas de l'ordre de $\beta = 0.7$, il ne permet pas de monter au dessus d'une énergie supérieure à 5 GeV par nucléon à cause de la dégradation de la résolution en vitesse. A partir de cette valeur, qui correspond au seuil Cherenkov de l'AGL 1.03 ($\beta = 0.97$) pour le Béryllium, c'est ce deuxième type de radiateur qui prend le relais.

On peut voir sur le tableau 6.2 l'efficacité des différentes coupures appliquées. L'évolution de l'efficacité du cumul de ces coupures en fonction de l'énergie est présentée figure 6.7. L'efficacité moyenne finale (en prenant en compte les deux radiateurs) est de 32%.

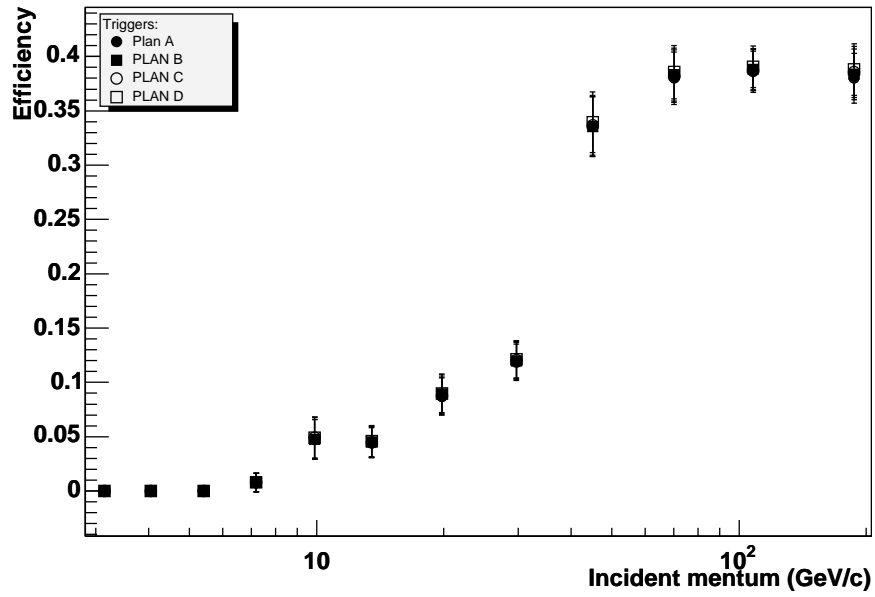


FIG. 6.7 – Efficacité de détection après les différentes coupures (sauf géométriques) pour du ${}^9\text{Be}$.

critère	efficacité relative (%)	efficacité cumulée (%)
$Z_{TOF} = Z_{TRACKER}$	80	73
$Proba.TOF$	80	70
Rigidité	70	52
1 anneau RICH	60	32
Radiateur NaF	11	5
Radiateur AGL	68	27

TAB. 6.2 – Efficacité de détection pour les différentes coupures appliquées.

6.2 Flux attendus dans AMS02

6.2.1 Flux incidents

Nous allons appliquer les acceptances efficaces calculées au paragraphe précédent à des flux réalistes de ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$ que verra la station internationale au cours d'un an de prise de données $\Phi(E)_{9\text{Be}}$, le flux modulé de ${}^9\text{Be}$ est tiré de [24]. Le flux correspondant de ${}^{10}\text{Be}$ vient d'un modèle de propagation galactique LBM¹ [116] (voir le premier chapitre). Cela n'est cependant pas suffisant. Comme on l'a vu au chapitre 2, la magnétosphère laisse passer les particules différemment en fonction de la position géographique du détecteur et de la rigidité des particules. Il faut donc calculer une fonction d'efficacité géomagnétique $G(E)$ en fonction de l'énergie cinétique E issue de l'intégration de la coupure géomagnétique sur l'orbite de la station internationale pour une durée de un an [117] :

$$G(E) = \frac{1}{T} \int_{T=1\text{an}} C(E, \rho(t), \lambda(t)) dt \quad (6.2)$$

avec :

$$C(E, \rho, \lambda) = \begin{cases} 0 & \text{si } p < ZeR_{cut}(\rho, \lambda) \\ 1 & \text{si } p > ZeR_{cut}(\rho, \lambda) \end{cases} \quad (6.3)$$

où ρ et λ sont les coordonnées géomagnétiques et R_{cut} est la valeur de la coupure géomagnétique en rigidité (équation 6.6 du paragraphe 2.1.2). On peut voir figure 6.8 les flux différentiels de ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$ avant et après application de cette coupure.

6.2.2 Statistique attendue

Principe du calcul

L'application de l'acceptance $Acc(E)$ et de l'efficacité de détection $E_{ff}(E)$ au flux incident sur le détecteur nous permet de calculer le nombre de noyaux qu'AMS02 sera susceptible de détecter en un an de prise de données. On peut voir dans le tableau 6.3 la statistique attendue les deux types de radiateur du RICH. On peut espérer une statistique totale d'une centaine de millier d'évènements pour chaque isotope. Grâce à cette statistique nous allons estimer la précision avec laquelle AMS02 pourra déterminer le rapport ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$. En effet, on a estimé le nombre de noyaux détectés en fonction de l'énergie $N(E)$ de la manière suivante :

$$N(E) = \Phi(E) \times G(E) \times Acc(E) \times E_{ff}(E) \times \Delta E \times T \quad (6.4)$$

où ΔE est la largeur de bin en énergie et T le temps de prise de donnée, ici un an.

L'erreur statistique que nous ferons sur le flux sera donc :

$$\sigma_{\Phi} = \frac{\sqrt{N(E)}}{G(E) \times Acc(E) \times E_{ff}(E) \times \Delta E \times T} \quad (6.5)$$

¹On a dit dans le premier chapitre que ce modèle n'était pas adapté pour rendre compte de toutes les abondances des noyaux secondaires radioactifs à la fois avec un seul jeu de paramètres de propagation. Il n'est utilisé ici que pour le Béryllium et pour montrer les capacités statistiques de l'instrument.

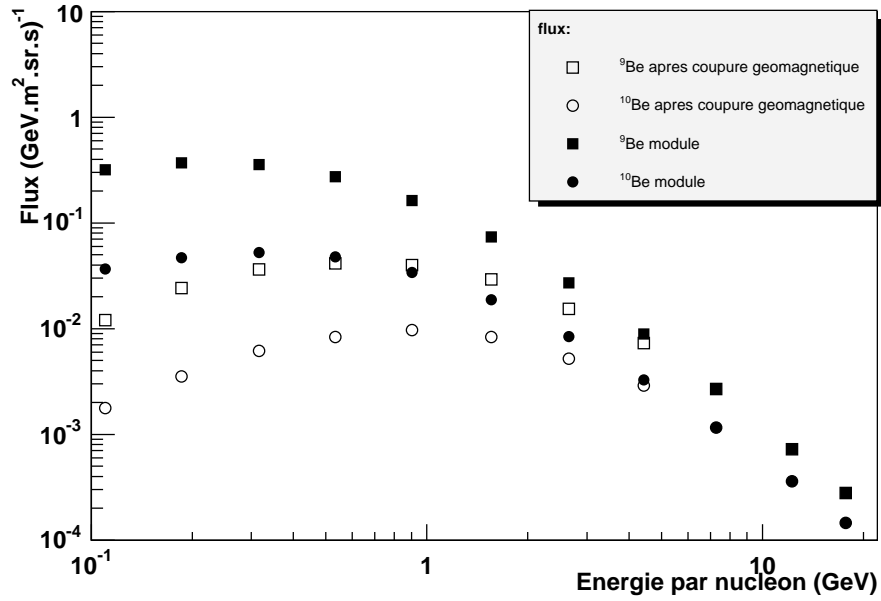


FIG. 6.8 – Flux différentiels de ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$ en dehors de la magnétosphère (symboles pleins) et après la coupure géomagnétique (symboles vides)

Isotope	NaF	AGL 1.03	TOTAL
${}^9\text{Be}$	6.6×10^4	2.5×10^4	9.1×10^4
${}^{10}\text{Be}$	2.03×10^4	7.8×10^4	9.8×10^4

TAB. 6.3 – Statistique attendue de ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$ attendue en un an de prise de donnée d'AMS02 pour chaque type de radiateur.

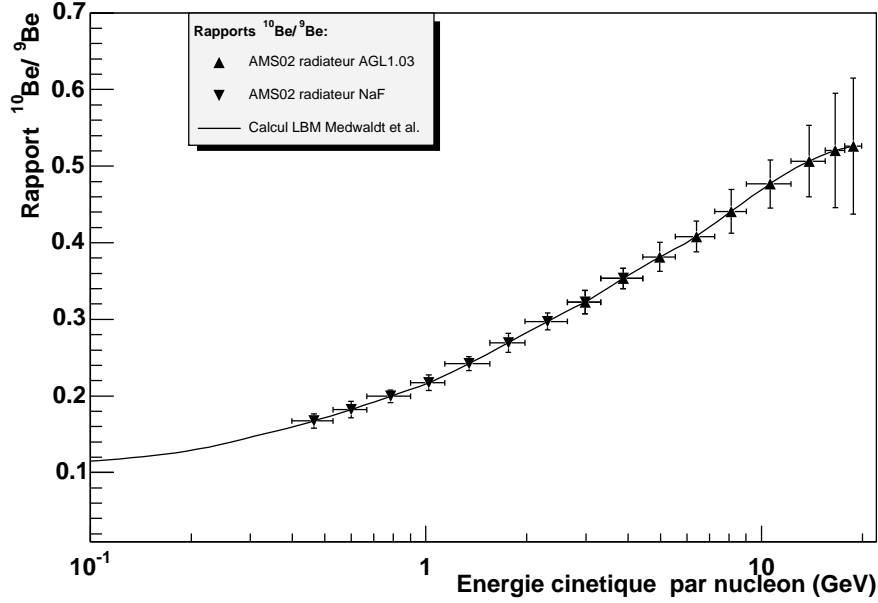


FIG. 6.9 – Rapport $r = \Phi_{10Be}/\Phi_{9Be}$ pour un an de prise de donnée d’AMS02 avec les contributions des radiateurs AGL et NaF.

La contrainte des paramètres de propagation galactique se fait en étudiant le rapport $r = \Phi_{10Be}/\Phi_{9Be}$ dont la dispersion statistique est :

$$\sigma_r = \frac{\sigma_{\Phi_{10Be}}}{\Phi_{9Be}} + \frac{\Phi_{10Be}\sigma_{\Phi_{9Be}}}{\Phi_{9Be}^2} \quad (6.6)$$

Résultats

On peut voir sur la figure 6.9 l’évolution de r en fonction de l’énergie pour un an de prise de donnée. La statistique sera telle que la précision de mesure de ce rapport sera suffisante pour une discrimination efficace des modèles de propagation entre 0.5 et 20 GeV par nucléon, là où les différences sont les plus marquées. En effet au-dessous de ce domaine le rapport est assez bien contraint par les données expérimentales existantes et les différents modèles se rejoignent. A plus haute énergie le facteur de Lorentz fait que le ^{10}Be n’a pas le temps de se désintégrer et r correspond alors au rapport de production. Le fait que les barres d’erreurs s’élargissent à haute énergie n’est donc pas dramatique puisque les modèles convergent vers la même valeurs. On voit aussi ici la complémentarité des radiateurs NaF et AGL qui permettent de couvrir chacun la moitié de ce domaine d’énergie.

6.3 Conclusion et perspective

Cette étude constitue une bonne estimation des capacités du détecteur. Il serait cependant souhaitable de la reprendre en générant des flux galactiques de Béryllium directement dans le

6.3 Conclusion et perspective

détecteur et d'utiliser une nouvelle version de la simulation qui prenne en compte de manière plus précise les phénomènes de fragmentation.

Conclusions et perspectives

L'expérience AMS qui sera placée pour trois ans en orbite sur la station spatiale internationale dans les prochaines années va accumuler une statistique sans précédent sur le rayonnement cosmique nucléaire chargé dans la gamme d'énergie comprise entre une centaine de MeV et 1 TeV par nucléon. La mesure des flux d'antiprotons et d'antidéutons apportera de précieuses informations pour l'étude des problèmes de la matière sombre et de la diffusion des rayons cosmiques dans la galaxie. Cet instrument permettra aussi à travers la recherche de noyaux d'antimatière comme l' $\bar{H}e$ ou le \bar{C} de poser de fortes contraintes sur le mystère de l'asymétrie matière/antimatière de l'Univers. Enfin la mesure précise et sur une large gamme d'énergies des rapports isotopiques de noyaux chronographes comme le Béryllium contribuera à lever les incertitudes qui pèsent sur les modèles de propagation des rayons cosmiques dans notre galaxie. C'est dans ce cadre que se situent les travaux présentés dans cette thèse.

Tout d'abord nous nous sommes intéressés à l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère et le champ magnétique terrestre. Cette étude a permis de calculer précisément les flux de noyaux d'antimatière légère produits dans l'atmosphère que l'on doit connaître avec précision si l'on veut pouvoir remonter à une information pertinente contenue dans les flux galactiques. Ce travail a été réalisé au moyen d'une simulation Monte Carlo tridimensionnelle, méthode qui a déjà permis de reproduire avec succès les flux expérimentaux de protons atmosphériques et qui est la seule permettant de calculer les flux de particules secondaires à l'altitude des expériences satellitaires.

Les flux calculés d'antiprotons à 38 km et 2700 m d'altitude sont en bon accord avec les données expérimentales disponibles et ceci malgré les incertitudes dont souffrent les données de sections efficaces.

En prenant en compte la diffusion inélastique non annihilante des \bar{p} et \bar{d} nous avons ainsi évalué pour la première fois l'importance de la composante dite tertiaire d'origine atmosphérique pour une expérience comme AMS02. Cette composante s'est avérée être dominante dans les flux à 400 km. Autre point important, les caractéristiques particulières des particules créées dans l'atmosphère font qu'elles pourront être distinguées des particules d'origine galactique primaire ou secondaire. En effet, le mécanisme de piégeage magnétique qui régit leur dynamique les place dans un domaine énergétique d'où les particules d'origine galactique sont exclues par la coupure géomagnétique. La statistique d'antiprotons ainsi attendue pour AMS02 est telle qu'elle devrait aussi permettre de vérifier la validité des modèles nucléaires utilisés. En ce qui concerne les antidéutons, les contraintes seront beaucoup moins rigoureuses étant donnée la faible statistique, même si AMS02 devrait en détecter quelques uns d'origine atmosphérique.

Les flux atmosphériques de \bar{t} , ${}^3\bar{H}e$ et ${}^4\bar{H}e$ ont aussi été calculés. Leur étude montre qu'ils sont encore plus faibles que les flux secondaires d'origine galactique. Ceci vient de la dyna-

mique particulière de ces particules dans le champ magnétique terrestre qui les place en dehors de l'acceptance d'un détecteur comme AMS02 qui ne devrait pas en détecter, même en trois ans de prise de données. L'antihélium reste ainsi un bon candidat pour la recherche d'antimatière primordiale.

Il faut noter que les interactions nucléaires nécessaires à ce genre d'études restent aujourd'hui connues de manière trop imprécise du point de vue expérimental. On manque de données expérimentales pour vérifier les modèles disponibles. Un gros travail expérimental reste donc à effectuer dans ce sens.

D'un point de vue expérimental nous avons étudié le RICH d'AMS. Celui-ci doit permettre en particulier d'effectuer une séparation isotopique efficace jusqu'à la masse du Béryllium grâce à une mesure précise de la vitesse.

Un prototype proche du modèle final a été testé sous rayonnement cosmique et faisceau d'ions. Lors de ces tests nous avons pu caractériser précisément les performances du détecteur en terme de résolution en vitesse et étudier les différentes sources d'incertitudes associées. Ainsi l'importance des qualités optiques des matériaux utilisés a été mise en évidence et une sélection des meilleurs radiateurs aerogels a été effectuée.

Une étude minutieuse de l'évolution de la résolution du détecteur avec la charge a été menée qui a permis de mieux comprendre les limites de cette résolution. Si il reste une incertitude quant à l'origine de sa valeur asymptotique, il s'avère que les performances du détecteur lui permettront d'effectuer une séparation isotopique efficace jusqu'au Béryllium.

Enfin nous avons estimé grâce à une simulation du détecteur AMS02 complet la statistique et la résolution qu'on peut attendre dans l'étude du rapport isotopique $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ qui permettra d'étudier la pertinence des différents modèles de diffusion galactique des rayons cosmiques. Il apparaît qu'après un an le détecteur sera en mesure de contraindre très précisément les différents modèles sur un gamme d'énergie comprise entre 500 MeV et 10 GeV par nucléon, qui est le domaine le plus intéressant. Cette grande dynamique est due à l'utilisation de deux matériaux radiateurs dans le RICH couvrant chacun une moitié du domaine, le NaF à basse et d'aerogel haute énergie.

Si cette étude est une bonne estimation des capacités du détecteur, elle devra être reprise avec une nouvelle version de la simulation qui prend mieux en compte la fragmentation des ions dans le détecteur et en générant des flux physiques directement dans celui-ci.

Annexe A

Seuils de production des antinoyaux

La réaction de production d'antiprotons minimale dictée par la conservation de la charge et du nombre baryonique est :

$$p_a + p_b \rightarrow n\bar{p} + (n+2)p \quad (\text{A.1})$$

Cette réaction est valable pour la production d'antinoyaux si on a autant de neutrons que d'antineutrons créés dans le membre de droite. Dans la suite, les quantités étoilées sont dans le référentiel du centre de masse. Soient P_i et P_f les quadrivecteurs impulsion du système dans son état respectivement initial et final :

$$P_i^* = (2E_A^*; -\vec{p}_i + \vec{p}_i = 0) \Rightarrow P_i^{*2} = 4E_a^{*2} = 4(m^2c^4 + |\vec{p}_i|^2c^2) \quad (\text{A.2})$$

Où E_a^* est l'énergie de chaque proton dans l'état initial et m sa masse. Au seuil les particules sont produites au repos donc :

$$P_f^* = ((2n+2)mc^2; 0) \Rightarrow P_f^{*2} = 16m^2c^4 \quad (\text{A.3})$$

Or

$$E_a^{*2} = m^2c^4 + |\vec{p}_i|^2c^2 \quad (\text{A.4})$$

La conservation du quadrimoment donne donc :

$$4(m^2c^4 + |\vec{p}_i|^2c^2) = 4(n+1)^2m^2c^4 \Rightarrow |\vec{p}_i|^2 = (n^2+n)m^2c^4 \quad (\text{A.5})$$

Et donc :

$$E_a^{*2} = (n+1)^2m^2c^4 \quad (\text{A.6})$$

Or d'après [118] :

$$E_a^* = \frac{m_a^2c^4 + m_b c^2 E_a}{\sqrt{s}} \quad (\text{A.7})$$

où $\sqrt{s} = 2E_A^*$ est l'énergie totale dans le centre de masse. On obtient enfin :

$$E_a = \frac{2E_a^{*2} - m_a^2c^4}{m_b c^2} E_a = (2(n+1)^2 - 1)m c^2 \quad (\text{A.8})$$

Avec $m c^2 = 938$ MeV on a pour la production d'un antiproton ($n=1$) $E_a = 6.533$ GeV. Les énergies de seuil de la production d'antidéuteron ($n=2$) et antitritons ($n=3$) sont respectivement $E_a = 15.95$ GeV et $E_a = 29.08$ GeV.

Bibliographie

- [1] G. Gamow et al., Phys. Rev. **74**, (1948) 505 Alpher et Herman, Phys. Rev. **75**, (1949) 1089
- [2] E.W. Kolb et M.S. Turner *The Early Universe* Addison-Wesley, 1993
- [3] G. Bertone et al., hep-ph/0404175 (*plus sur la matière sombre en général*) Peacock, J.A. Phil.Trans.Roy.Soc.Lond. A36 1(2003) 2479 astro-ph/0309238 Doroshkevich et al. Astronomy & Astrophysics 218 (2004)7-23
- [4] W. Hu, PhD Thesis, astro-ph/9508126 W. Hu et S. Dodelson Ann. Rev. Astr.& Astroph. **40** (2002) 171 M. Tegmark et al., Phys. Rev. D **69** (2004) 103501 E.L. Wright, New Astronomy Reviews **47** (2003) 877
- [5] A. H. Guth, Phys. Rev. D **23**, (1981) 347 (*papier théorique*) Alan, Carnegie Observatories series Vol.2 (astro-ph/0404546) A. Linde, hep-th/0402051
- [6] I. Zlatev,L.-M.Wang, P.J.Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 896 (astro-ph/9807002) C. Wetterich, astro-ph/0110211
- [7] S Burles et D. Tytler, Astrophys. J. **507** (1998) 732
- [8] W.L.Freedman et M.S. Turner, astroph/0308418
- [9] M.S. Turner Astrophys. J. **576** (2002) L101
- [10] K. A. Olive hep-ph/9911307
- [11] G. Servant and T. Tait Nucl.Phys.B **650** (2003) 391
- [12] M. Shiozawa et al. ,Phys. Rev. Lett.**81** (1998) 3319
- [13] D. Tytler astro-ph/0001318
- [14] R. Stompor et al., Astrophys. J. **561** (2001) L7-L10
- [15] J. R. Ellis, Phys. Scripta **T85** (2000) 221 [astro-ph/9812211]
- [16] L. Bergström, Rep. Prog. Phys **63** (2000) 793
- [17] J. F. Navarro et al., Astrophys. J. **462** 1996 563
- [18] A.G. Cohen et al., Astrophys. J. **495** (1998) 539
- [19] A. Sakharov, JTEP Lett. **5** (1967) 24
- [20] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett.**13** (1964) 138
- [21] J. Cronin, T.K. Gaisser, and S.P. Swordy, Sci. Amer. **276** (1997) 44
- [22] K.-H. Kampert et al, astro-ph/0405608
- [23] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748
G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin, Prisma Zh. Exp. Theor. Phys. **4** (1966) 114

- [24] J.A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 323
- [25] E. Fermi Phys. Rev. **75** (1949) 1169
- [26] R.C. Reedy et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 505
- [27] V.L. Ginzburg et S.I. Syrotskii, *The origin of Cosmic Rays*, Oxford Pergamon Press, 1964
- [28] Kent, S.M. 1987, Astronomical Journal. **93** 816
- [29] D. Maurin, Thèse de l'Université de Savoie (2001)
- [30] V.S. Berenzinsky et al., Astrophysics of Cosmic Rays (1990) North Holland
- [31] W.R. Weber et al., Ap. J **441** (1996) 435
- [32] A.W. Strong et I.V. Moskalenko, ApJ **509** (1998) 212
- [33] P. Kiraly et al., Nature **293** (1981) 120
- [34] R. Duperray, D. Maurin et al., *Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by cosmic rays in the galaxy and in the atmosphere*, en préparation
- [35] J.R. Ellis et al. Phys. Lett. B **247** 257
- [36] M. Takeda et al., Astropart.Phys. **19** (2003) 447-462
- [37] R.U. Abasi et al., Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 151101
- [38] L. Arruda, *Cerenkov Ring acceptance in the RICH detector of the AMS experiment ; Optimization of a dual radiator configuration*, Master Thesis, AMS-note 2004-03-05
- [39] M.S. Longair *High Energy Astrophysics* vol.1 & 2, Cambridge University Press, 1992
- [40] The BESS Collaboration, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1078
- [41] E.N. Parker Ap. J. **128** (1958) 664
- [42] L. Biermann Zs. f. Ap. **29** (1951) 274
- [43] L.J. Gleeson and W.I. Axford Ap. J. **149** (1967) L115
- [44] L.J. Gleeson and W.I. Axford Ap. J. **154** (1968) 1011
- [45] A.W. Labrador and R.A. Mewaldt Ap. J. **480** (1997) 371
- [46] D.J. McComas et al., Geophys. Rev. Lett. **25** (1998) 1-4
- [47] M.L. Duldig astro-ph/0010147 (2000)
- [48] J.W. Bieber et al., Phys.Rev. Lett. **83** (199) 674
- [49] C. Störmer, *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Cambridge 1955
- [50] M.S, Vallarta, *Handbuch der Physik*, Springer, Vol. 61/1 (1961) 88
- [51] A.A. Watson, Valencia 1996, From the Tevatron to the LHC 203-219
- [52] A.E. Hedin, J. Geophys. Res **96** (1991) 1159
- [53] G. Fiorentini et al., hep-ph/0103322
- [54] Y. Liu et al., Phys. Rev. **D67** (2003) 073022
- [55] K. Hagirawa et al., *Review of Particle Physics* Phys. Rev. D **66** (2002) 010001
- [56] W.H. Press *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press (1995)
- [57] T. Bowen et al., Phys. Rev. D **33** (1986) 651

- [58] M. Walt *Introduction to Geomagnetically Trapped particles*, Cambridge University Press (1995)
- [59] L. Derome et al., Phys. Lett. B **489** (2000)
- [60] L. Derome et al., Phys. Lett. B **521** (2001) 139
- [61] L. Derome et al. Phys. Lett. B **515** (2001)
- [62] AMS Coll. , Phys. Rep. **366** (2002) 331
- [63] <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/magnetos/igrf.html>
- [64] B. Wiebel-Sooth et al. Astron. and Astrophys. **330** (1998) 389
- [65] Letaw et al. Ap.J.Suppl. **51**, 271
- [66] Binon et al, Physics Letters **B31** (1970) 230
- [67] Reimer et al. Ap. J. **496** (1998) 490
- [68] Denisov et al. Nucler Physics **B31** (1971) 253
- [69] R.J. Glauber, *High energy Physics and nuclear structure*, édité par S.Devon et al. (Plenum 1970)
- [70] Bendiscioli and Kharzeev Revista Del Nuovo Cimiento **vol.17 N.6** p34
- [71] Agnello et al. Europhys. Lett. **vol.7 N.1** (1988) p13
- [72] R. Duperray, Thèse de l'Université Joseph Fourier,(2004)
- [73] R. Duperray et al., Phys. Rev. D **68** (2003) 094017
- [74] B. Baret et al., Phys. Rev. D **68** (2003) 053009
- [75] I.V. Moskalenko et al., Ap. J. **565** (2002) 280
- [76] A. Bottino et al., Phys. Rev. D **58** (2003) 123503
- [77] T. Maeno et al., Astropart. Phys. **16** (2001) 121
- [78] Y. Asoaka et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 5
- [79] T. Sanuki et al., Phys. Lett. B **577** (2003) 10
- [80] S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Rev. Lett.**7**, (1962) 69
S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Lett. **1**, (1962) 77
S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Rev. **129**, (1963) 836
A. Schwarzschild and C.Zupancic, Phys. Rev. **129**, (1963) 854
- [81] A.N. Kalinovskii, *Passage of High-Energy Particles through Matter*, American Institute of Physics Ed., (1989)
- [82] Ch. Pfeifer et al., Phys. Rev C**54**, 2
- [83] S.A. Stephens Astropart. Phys. **6** (1997) 229
- [84] M. Boezio et al., Astrophys. J. **518** (1999) 457
- [85] T. Franke et al., in Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City, Utah, (1999)
- [86] M. Fujikawa, PhD thesis, University of Tokyo, 2001
- [87] G.N. Kocharian et al., Soviet. Phys. JETP **35**,(1959) 933
- [88] J.S. Digorry et al., J. Phys. A **7** (1974) 741

- [89] Y.D. Bayukov et al., Phys. Rev. C **20** (1979) 764
- [90] L.C. Tan et al., J. Phys. G **9** (1983) 227
- [91] F. Donato et al., Phys. Rev. D **62** (2000) 043003
- [92] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. B **46** (1973) 138
- [93] Collaboration AMS, *The construction of the Alpha Magnetic Spectrometer for the International Space Station*, à paraître.
- [94] G.Barbiellini et al., Nucl.Instr. and Meth. in Phys Res. **A371** (1996) 169.
- [95] J.V. Jelley, *Cherenkov radiation and its application*, Pergamon Press, Oxford, (1958)
- [96] Thomas Thuillier, Thèse de l'Université Joseph Fourier (2000)
- [97] F. Barao AMS note 2003-10-02
- [98] Z. Ren et M. Buénerd, Nucl. Ins. and Meth.in Phys. Res. A **454** (2000) 476
- [99] Gaëlle Boudoul, Thèse de l'Université Joseph Fourier (2003)
- [100] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09
- [101] A. Bouchet et al, Nucl. Phys. A663(2000)
- [102] Konstantin Protasov, *Analyse statistique des données expérimentales* EDP Sciences (2002)
- [103] <http://ipnweb.in2p3.fr/douet/oasis.html>
- [104] Matsushita Electric Works, Ltd., 1048 Kadoma, Osaka 571-8686, Japan.
- [105] O. C. Allkoffer, P. K. F. Grieder, Cosmic Rays on Earth, Physics Data ISSN 0344-8401
- [106] Eraud L., and Gallin-Martel L. 2002, Proc. Conf. on New Developments in Photodetection, June 17-21, 2002, Beaune, France, Nucl. Inst. and Meth. in Phys., to appear.
- [107] M. Cantin et al., Nucl. Ins. Meth. in Phys. Res. **118** (1974) 177
- [108] Matsushita Electric Works, Ltd., 1048 Kadoma, Osaka 571-8686, Japan.
- [109] Borekov Institute of Catalysis, Pr.Akademika Lavrentieva, 5 Novosibirsk, Russia, 630090.
- [110] M. Buenerd ete al., AMS note 2002-05-02
- [111] <http://www.hamamatsu.com>
- [112] <http://www.nag.co.uk>
- [113] AMS-RICH Coll., *The AMS-RICH prototype : Test Beam results*, in preparation
- [114] <http://www.wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [115] V. Choutko, AMS note 2002-05-01
- [116] R.A. Medwaldt, *Cosmic abundances of matter*, AIP Conf. proc. **183** 124 (1989)
- [117] F. Barao, communication privée
- [118] E. Byckling et K. Kajantie, *Particle Dynamics*, Wiley-Intersciences 1971

Résumé

Cette thèse porte sur l'étude du rayonnement cosmique nucléaire chargé d'énergie comprise entre quelques centaines de MeV et 1 TeV. Celle-ci peut apporter des réponses à des questions aussi fondamentales que l'asymétrie entre matière et antimatière primordiales, la nature de la matière sombre où la propagation du rayonnement cosmique.

L'étude de ces phénomènes passe par la détection d'antimatière légère. Or l'interaction du rayonnement cosmique primaire au voisinage de la terre conduit à la production et au piégeage de particules secondaires, dont des noyaux légers d'antimatière. Ce travail vise à caractériser cette dernière composante de bruit physique pour des expériences ballons ou satellites. Ceci a été mené à bien grâce une simulation Monte-Carlo tridimensionnelle prenant en compte de manière réaliste les interactions nucléaires. Cette étude montre en particulier l'importance du phénomène de piégeage magnétique et de l'interaction inélastique non-annihilante pour les particules présentes à 400 km d'altitude.

La deuxième partie porte sur l'étude de l'imageur annulaire Cherenkov de l'expérience AMS qui permettra d'effectuer une séparation isotopique du rayonnement cosmique nucléaire chargé. La résolution en vitesse du détecteur a donc été étudiée lors de tests cosmiques et sous faisceau. Il en ressort que le détecteur est compris et que ses performances sont conformes aux attentes. Enfin, un travail de simulation prenant en compte le trigger et l'efficacité de détection d'AMS a été entrepris sur le rapport isotopique $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ qui montre les capacités d'AMS pour la contrainte des paramètres astrophysiques de propagation du rayonnement cosmique.

Mots clés : rayons cosmiques, antimatière, secondaires atmosphériques, AMS, imageur annulaire Cherenkov, rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$.

Abstract

This thesis aims at the study of charged nuclear cosmic rays with energy between several hundred MeV and 1 TeV, which can bring answers to fundamental questions such as primordial matter/antimatter asymmetry, dark matter or cosmic ray propagation in the galaxy.

These phenomena must or can be studied through light antimatter nuclei detection. But the interaction of the primary cosmic rays with the terrestrial vicinity leads to the production and magnetic trapping of secondary particles, including light antimatter nuclei. This work aims at the precise characterisation of this physical background for balloon borne or satellite experiment. This was undertaken thanks to a three dimensional Monte Carlo simulation taking into account realistic nuclear interactions. In particular this study shows the importance of the magnetic trapping and inelastic non-annihilating interaction for particles present at a 400 km altitude.

The second part is dedicated to the study of the Ring Imaging Cherenkov detector of the AMS experiment. Thanks to a precise velocity measurement, it will enable isotopic separation of the charged nuclear cosmic rays. The resolution of the detector has been studied on cosmic and beam test. This study shows that the detector is understood and that its performances fill expectations. In particular a simulation work taking into account the trigger and efficiency of the AMS detector has been undertaken on the $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ isotopic ratio which shows the AMS capacity to constrain astrophysical cosmic ray propagation parameters.

Keywords : cosmic rays, antimatter, atmospheric secondaries, AMS, Ring Imaging Cherenkov, $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ ratio.

