HAL
open science

Production et propagation de particules secondaires au voisinage de la Terre

L. Derome

To cite this version:

L. Derome. Production et propagation de particules secondaires au voisinage de la Terre. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. tel-00229512

HAL Id: tel-00229512

https://theses.hal.science/tel-00229512v1

Submitted on 31 Jan 2008

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

DIPLÔME D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Production et propagation de particules secondaires au voisinage de la Terre

Présenté par : Laurent Derome

JURY
Paolo LIPARI - Rapporteur
Etienne PARIZOT - Rapporteur
Martin POHL - Rapporteur
Michel BUÉNERD
Gérard SAJOT

Table des matières

1 Propagation du rayonnement cosmique au voisinage de la Terre **1**
1 Le rayonnement cosmique . . . 1
2 Le rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre . . . 4
2.1 La modulation solaire . . . 4
2.2 La coupure géomagnétique . . . 4
2.3 Les cascades atmosphériques . . . 7
3 Simulation Monte-Carlo du rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre 7
3.1 Propagation du rayonnement cosmique dans le champ géomagnétique . . 7
3.2 Simulation du rayonnement cosmique incident . . . 8
3.3 Interaction dans l'atmosphère . . . 9
3.4 Désintégration des particules instables . . . 10
3.5 Détection et estimation des flux . . . 10
4 Particule sous la coupure géomagnétique . . . 10
4.1 Proton . . . 10
4.2 Electron et positron . . . 15
4.3 Noyaux légers . . . 20
5 Etude de la production d'antimatière dans l'atmosphère . . . 26
5.1 Production d'antimatière . . . 26
5.2 Flux d'antiprotons mesuré à 2700 m . . . 28
5.3 Antimatière atmosphérique à 38 km d'altitude . . . 28
5.4 Antimatière à 400 km d'altitude . . . 29
6 Estimation des flux de neutrinos atmosphériques . . . 33
6.1 Introduction . . . 33
6.2 Simulation . . . 33
6.3 Résultats . . . 35

2 Perspectives **43**
1 Etude de la composante sous la coupure géomagnétique . . . 43
2 Etude du rayonnement cosmique . . . 43
2.1 Que reste-t-il à comprendre sur le rayonnement cosmique . . . 43
2.2 Participations aux expériences AMS02 et CREAM . . . 44
2.3 Propagation du rayonnement cosmique . . . 47

Introduction

Ce document expose une partie de l'activité de recherche que j'ai effectuée depuis mon arrivée dans le groupe AMS du LPSC en 1999 que j'ai rejoint juste après ma thèse. A cette époque, le vol précurseur d'AMS (AMS01) venait d'avoir lieu et les premiers résultats étaient en cours de publication : l'expérience AMS01 avait pris un volume important de données lors de ce vol dans la soute de la navette spatiale et une des principales surprises dans ces premiers résultats était la mise en évidence dans le flux des particules détectées d'une composante très importante de particules sous la coupure géomagnétique. Cette coupure correspond à l'énergie minimale que doit avoir un rayon cosmique pour atteindre le voisinage de la Terre et toute particule du rayonnement cosmique sous cette coupure est repoussée par le bouclier magnétique terrestre.

La motivation première du travail de phénoménologie présenté ici a été de comprendre l'origine de ces particules détectées sous la coupure géomagnétique et d'étudier leurs caractéristiques. Ce travail s'articule autour d'un outil de simulation Monte-Carlo qui comprend la génération des particules du rayonnement cosmique primaire, sa propagation dans le champ magnétique terrestre, l'interaction dans l'atmosphère et la production de particules secondaires et donc la formation de cascades de particules. Cet outil a tout d'abord été utilisé pour comprendre l'origine des particules sous la coupure géomagnétique et il a permis de montrer que ce sont des particules secondaires produites dans la haute atmosphère et s'en échappant pour ensuite être piégées dans le champ géomagnétique.

On a de plus pu étudier de manière spécifique les différentes espèces détectées sous la coupure : proton, électron et positron et noyaux légers. On s'est notamment attaché à comprendre leurs principales caractéristiques qui ont mesurées par AMS01 comme les rapports positron/électron et ^{3}He/^{4}He.

Nous avons ensuite développé cet outil de simulation pour aborder les thématiques de la physique d'AMS02. Ainsi on a pu simuler le flux d'antiprotons et d'antideutons atmosphériques détectables au-dessus de l'atmosphère. On s'est de plus intéressé à ces flux dans l'atmosphère : c'est un résultat important car les expériences embarquées sur ballon mesurant le flux d'antiprotons doivent prendre en compte la production atmosphérique pour déduire des flux mesurés la contribution d'origine cosmique.

Le rayonnement cosmique constitue un outil unique d'étude des oscillations des neutrinos. La puissance de cet outil a été particulièrement mise en évidence par l'expérience Super-Kamiokande au Japon. Les paramètres d'oscillations sont déterminés grâce à la comparaison du flux de neutrinos estimé et du flux mesuré, notamment en comparant l'évolution du rapport ν_e/ν_μ avec l'angle zénithal, c'est à dire la distance de vol. La détermination des paramètres d'oscillation nécessite une connaissance précise des flux théoriques de neutrinos atmosphériques. La principale difficulté est d'avoir une simulation la plus correcte possible de l'interaction des particules et de la production de particules secondaires. On a pu de manière naturelle exploiter notre outil de

simulation pour estimer les flux de neutrinos dans une approche complètement tridimensionnelle.

Dans le chapitre 1, on présentera, après une très courte introduction au rayonnement cosmique, l'activité de phénoménologie de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère et le champ magnétique terrestre. Les principales caractéristiques de la simulation seront détaillées puis on présentera les différents résultats obtenus ces dernières années : protons sous la coupure géomagnétique, électrons et positrons sous la coupure géomagnétique, noyaux légers sous la coupure géomagnétique, production d'antimatière dans l'atmosphère et l'étude de la production des neutrinos atmosphériques.

Dans le chapitre 2, on présentera les perspectives de ces travaux mais aussi les activités concernant la physique du rayonnement cosmique auxquelles on va participer dans les prochaines années en termes d'instrumentation, d'analyse des données et de phénoménologie.

Chapitre 1

Propagation du rayonnement cosmique au voisinage de la Terre

1 Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est composé de particules ionisées (90 % de proton, 9 % d'Hélium, 1 % d'éléments plus lourd) relativistes qui bombardent l'atmosphère terrestre avec un taux d'environ 1000 particules par secondes et par mètre carré. La découverte de ce rayonnement date bientôt d'un siècle : après la découverte de la radioactivité par Henry Beckerel en 1896, il était admis que l'ionisation de l'air était créée par les éléments radioactifs du sol. Ce n'est qu'en 1912, que Victor Hess effectua un vol ballon jusqu'à une altitude de 5300 mètres et montra que l'ionisation augmentait avec l'altitude et conclu à une origine cosmique de cette radiation. Mais pendant longtemps on pensa que le rayonnement cosmique était majoritairement constitué de photons et c'est entre les années 1927 et 1937 qu'une série d'expériences permit de démontrer que le rayonnement cosmique primaire était composé principalement de particules relativistes chargées positivement. L'étude de l'interaction du rayonnement cosmique dans l'atmosphère permit alors les premiers pas de la physique des particules. En parallèle, la description du rayonnement primaire était étudiée à l'aide de vols ballons. En 1948, Gottlieb et Van Allen montrèrent que le rayonnement cosmique était constitué de proton, de noyaux d'hélium et d'une faible fraction d'éléments plus lourds.

En 1934, Bruno Rossi et Pierre Auger mirent en évidence que des détecteurs placés à grandes distances détectaient le passage de particules en coïncidences. Pierre Auger établit que ces événements correspondaient au passage de gerbes atmosphériques initiées par des particules de très hautes énergies interagissant dans l'atmosphère. Il découvrit ainsi que le spectre du rayonnement cosmique s'étendait jusqu'à des énergies colossales et dans les années 50, une série d'expériences au niveau du sol montra que le spectre du rayonnement cosmique pouvait s'étendre jusqu'à 10^{20} eV.

Les dernières décennies ont vu un grand nombre d'expériences explorer le rayonnement soit via des mesures directes en ballon ou satellite pour la partie du spectre comprise entre 10^8 eV et 10^{15} eV soit via des mesures indirectes au niveau du sol pour les énergies au delà de 10^{15} eV.

Aujourd'hui la description du rayonnement cosmique a bien évolué. On sait qu'il est isotrope avec un spectre en énergie qui s'étend de 10^8 eV à 10^{20} eV avec un flux qui décroît avec l'énergie comme une loi de puissance $\propto E^{-\gamma}$ où l'indice spectral γ est de l'ordre de 2.7. Il est remarquable

que cette loi de puissance décrive le spectre du rayonnement cosmique sur les 12 ordres de grandeur en énergie. Les seules structures s'écartant de cette loi de puissance sont le genou à une énergie entre 10^{15} eV et 10^{16} eV où le spectre s'adoucit ($\gamma \approx 2.9$), la cheville vers 10^{19} eV où le spectre re durcit ($\gamma \approx 2.7$) et la coupure du spectre vers 10^{20} eV.

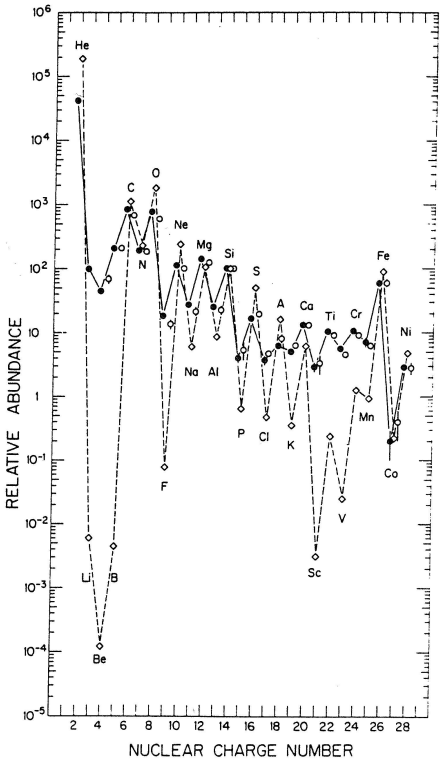

FIG. 1.1 – Abondances relatives des différents éléments du rayonnement cosmique à basse énergie (figure de [1])

On pense que le rayonnement cosmique est issu des restes de supernovae du disque Galactique où les ondes de chocs sont suffisamment puissantes pour accélérer - via des processus de fermi - des particules à très haute énergie. Les spectres produits par ces processus d'accélération sont typiquement des spectres en loi de puissance $\propto E^{-\alpha}$ où α, l'indice spectral source, est de l'ordre de 2-2.2. Le mécanisme d'injection du matériel dans ces ondes de chocs est toujours en questionnement. Néanmoins, l'origine des éléments qui constituent le rayonnement cosmique est bien mise en évidence sur la figure 1.1 où l'on voit que les abondances relatives des différents éléments du rayonnement cosmique à basse énergie sont très proches des abondances solaires. Mais sur cette même figure on voit aussi que quelques éléments (B, Be,..., subFe) sont très peu présents dans le milieu stellaire alors qu'on les trouve dans le rayonnement cosmique. Ceci est lié à la propagation que subit le rayonnement cosmique pour atteindre notre système solaire : le rayonnement cosmique issu des restes de supernova (que l'on appellera primaire dans la suite) va interagir avec le milieu interstellaire et produire - principalement via des processus de fragmentation - d'autres éléments (que l'on appellera secondaires). Le rayonnement cosmique va aussi interagir avec le champ magnétique de la Galaxie et en particulier avec les irrégularités de

ce champ qui vont diffuser et isotropiser ce rayonnement. C'est cette composante turbulente du champ magnétique qui va confiner le rayonnement cosmique autour de la Galaxie (dans le halo de diffusion pour être plus précis).

Le modèle Leaky-Box représente la Galaxie comme une boîte au sein de laquelle la distribution est homogène. Cette vision "simplificatrice" modélise le confinement et l'échappement des rayons cosmiques dans la Galaxie par le biais du paramètre τ_{echap}, et permet d'obtenir l'équation de propagation stationnaire suivante [2] :

$$\frac{N_i}{\tau_{echap}} + \frac{\partial}{\partial \epsilon_k}(b_i N_i) + nv\sigma_i N_i + \frac{N_i}{\tau_i} = q_i + \sum_{i<j} nv\sigma_{ij} N_j + \sum_{i,j} \frac{N_j}{\tau_{ij}} \tag{1.1}$$

où :

- ϵ_k est l'énergie cinétique par nucléon,
- N_i est la densité de l'élément i,
- b_i sont les pertes d'énergie par ionisation,
- v est la vitesse du rayonnement cosmique,
- σ_i est la section efficace inélastique de destruction du noyau i dans l'ISM,
- σ_{ij} est la section efficace de fragmentation d'un noyau i vers le noyau j,
- n est la densité du gaz interstellaire,
- τ_i est le temps de vie d'un noyau radioactif de type i,
- $\sum \frac{N_j}{\tau_{ij}}$ correspond à l'apparition du noyau i désintégration du noyau j,
- τ_{echap} est le temps d'échappement (ou de confinement),
- q_i est le terme source du rayonnement cosmique.

Il est finalement important de noter que dans le cas du Leaky-Box, on prend en réalité $\bar{n}, \bar{v}$ et $\bar{b}$ car on moyenne ces quantités sur le volume de la Galaxie. Si l'on ne considère un noyau stable primaire p, en négligeant l'ionisation et l'interaction avec le milieu interstellaire, on retrouve la relation simple liant les pertes par échappement et le terme source :

$$\frac{N_p}{\tau_{echap}} = q_p \tag{1.2}$$

Si maintenant on considère un secondaire s produit par fragmentation par un unique primaire p on aura :

$$\frac{N_s}{\tau_{echap}} = nv\sigma_{ps} N_p$$

et donc

$$\frac{N_s}{N_p} = nv\sigma_{ps}\tau_{echap}$$

où l'on voit que la mesure du rapport secondaire sur primaire permet de mesurer le grammage $\lambda_{echap} = mnv\tau_{echap}$ de matière traversée par le rayonnement cosmique.

Les données (par exemple le rapport secondaire sur primaire B/C) indiquent qu'à haute énergie on a :

$$\lambda_{echap} \propto \tau_{echap} \propto E^{-\delta}$$

où δ est l'indice spectral d'échappement et est de l'ordre de 0.5-0.7.

La relation 1.2 donne donc

$$N_p \propto E^{-(\alpha+\delta)} \propto E^{-\gamma}$$

où $\gamma = \alpha + \delta$. Avec un indice spectral de source α de l'ordre de 2-2.2, on retrouve l'indice spectral du flux propagé γ que l'on mesure de l'ordre de 2.7.

2 Le rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre

Les particules galactiques subissent l'influence du vent solaire et du champ magnétique terrestre avant d'être détectées dans le voisinage de la Terre. Il faut donc bien connaître ces phénomènes si l'on veut remonter à une information pertinente sur le rayonnement galactique.

2.1 La modulation solaire

Le Soleil 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 [3]. C'est l'interaction avec ce vent qui est responsable de la queue des comètes. 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 [4] mais dans l'approximation du champ de force [4] où l'on fait l'analogie avec un champ radial électrique de potentiel Φ, la modification du flux $J(E)$ peut alors être exprimée comme suit [5] :

$$J(E)_{\text{modulé}} = \frac{E^2 - m^2c^4}{(E + Ze\Phi)^2 - m^2c^4} J_{\text{non modulé}}(E + Ze\Phi) \tag{1.3}$$

Le potentiel du champ Φ représente la perte moyenne d'énergie par unité de charge. 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.

2.2 La coupure géomagnétique

Lorsque le rayonnement cosmique se rapproche de la Terre à une distance inférieure à 10 rayons terrestres, le champ magnétique terrestre devient prédominant devant les champs solaire et galactique. Celui-ci joue le rôle d'un bouclier magnétique et empêche les particules de rigidité inférieure à une valeur critique d'atteindre la Terre. Ce phénomène a été formalisé pour la première fois par Störmer [6] 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^o, les coordonnées du pôle Sud magnétique étant 78.5ø nord 291ø est.

Cette approximation est très intéressante car elle permet d'expliquer un grand nombre de phénomènes liés à la propagation des particules chargées autour de la Terre. En particulier, elle permet de calculer la rigidité minimale que doit avoir une particule pour atteindre un point d'altitude et de latitude donnée.

Soit donc un champ magnétique dipolaire de moment M orienté vers les z négatifs (pôle Nord magnétique au pôle Sud géographique). En un point de l'espace repéré par les coordonnées polaires $(\rho, \pi/2 - \lambda, \phi)$, on peut montrer en intégrant l'équation du mouvement d'une particule de charge q (on pose $\xi = \frac{q}{|q|}$) et de rigidité R dans le champ dipolaire que l'on a [6, 7, 8] :

$$-\xi r^2 \cos\lambda \sin\eta - 2\gamma_1 r + \cos^2\lambda = 0 \tag{1.4}$$

où $r = \frac{\rho}{l_{st}}$ où l_{st} est la longueur de Störmer définie par :

$$l_{st} = \frac{\rho}{r}\sqrt{\frac{\mu_0 Mc}{4\pi R}}, \tag{1.5}$$

γ_1 est une constante du mouvement de la particule associée à la symétrie de révolution autour de l'axe du dipôle magnétique et où η est l'angle est-ouest défini par :

$$\vec{v} \cdot \vec{u}_\phi = v \sin\eta$$

où ici $\vec{v}$ est le vecteur vitesse de la particule.

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

$$r_k^{\pm} = \frac{\gamma_1 \pm \sqrt{\gamma_1^2 - k\cos^3\lambda}}{k\cos\lambda} \tag{1.6}$$

avec $k = -\xi \sin\eta$. Les solutions physiques de l'équation ci-dessus sont telles que $k \in [-1, 1]$ et les zones accessibles à la particule seront bornées par les surfaces définies par $r_{-1}^{\pm}$ et $r_{+1}^{\pm}$. Ceci nous conduit à des configurations spécifiques de zones permises (physiques) pour les particules en fonction de la valeur de γ_1 que l'on peut voir sur la figure 1.2 :

- $\gamma_1 > 1$: 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 permises se rejoignent.
- $0 < \gamma_1 < 1$: il existe alors deux zones interdites et une zone permise.
- $\gamma_1 \leq 0$: il n'existe plus qu'une zone interdite et une zone permise. Cette configuration n'est pas représentée.

On voit bien sur cette figure que le r minimum pour un angle est-ouest k et une latitude λ donnés correspond à $r_k^-(\gamma_1)$. Comme nous nous intéressons à des particules d'origine galactique, il faut que le r minimum soit accessible depuis l'infini ce qui impose $\gamma_1 \leq 1$. Comme $r_k^-(\gamma_1)$ est une fonction décroissante de γ_1 comme on peut le voir sur la figure 1.3, on a finalement :

$$r_{min} = r_k^-(\gamma_1 = 1) = \frac{1 - \sqrt{1 - k\cos^3\lambda}}{k\cos\lambda}.$$

On a $r \propto \rho\sqrt{R}$ et donc pour une rigidité donnée (l_{st} fixée) r_{min} correspond à l'altitude minimale accessible pour une particule venant de l'infini. Pour une altitude donnée (ρ fixé), r_{min} correspond à la rigidité minimale que doit avoir la particule pour atteindre ce point, ce qui nous donne la forme suivante de la coupure géomagnétique :

$$R_{min} = \frac{\mu_0 Mc}{4\pi}\left(\frac{1 - \sqrt{1 + \xi\sin\eta\cos^3\lambda_d}}{\rho\sin\eta\cos\lambda}\right)^2 \tag{1.7}$$

qui correspond à la rigidité minimale que doit avoir une particule venant de l'infini pour atteindre l'altitude ρ à la latitude λ avec l'angle est-ouest η. De plus, si une particule est détectée avec une rigidité $R < R_{min}$, on voit (figure 1.3) que la valeur de la constante γ_1 associée à cette particule doit nécessairement être plus grande que 1 et donc que cette particule est dans une zone permise déconnectée de l'infini et donc "piégée" dans le champ magnétique.

On peut voir sur figure 1.4 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.

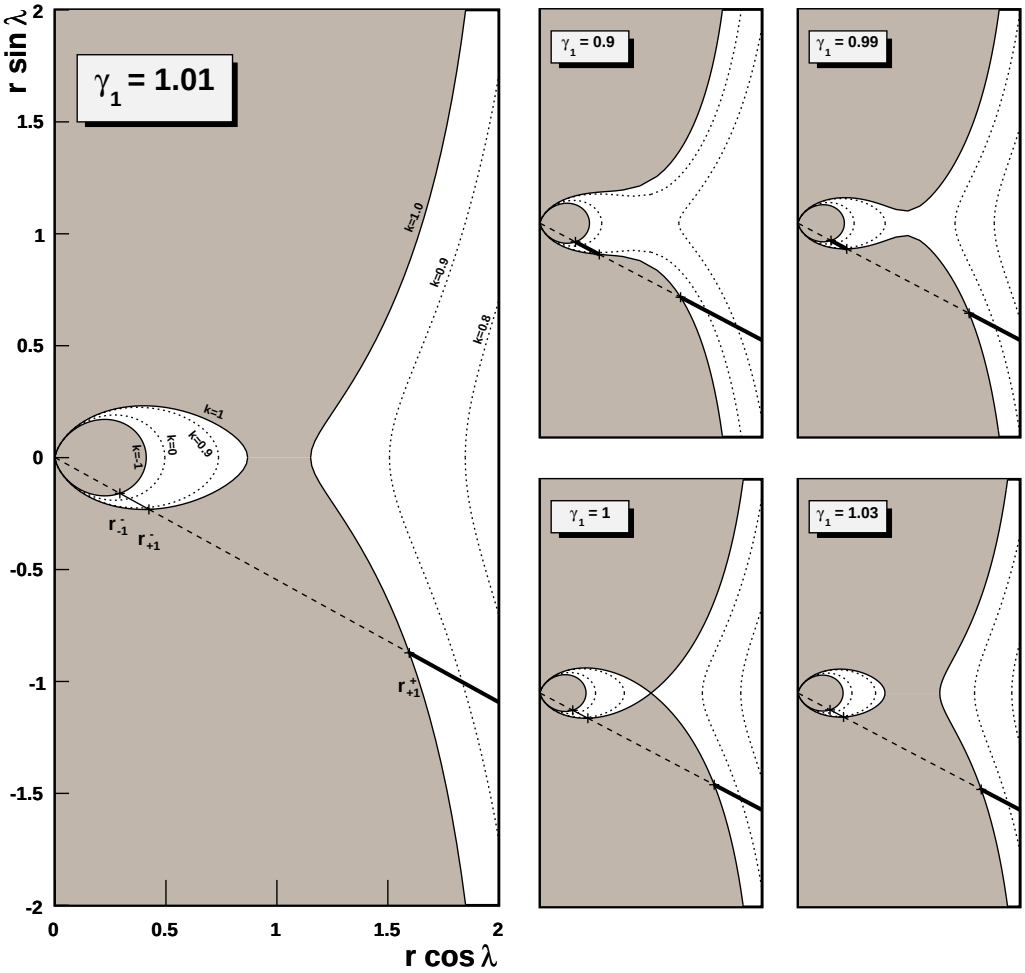

FIG. 1.2 – Zones permises et interdites en coupe nord-sud et unités de Störmer pour différentes valeurs de γ_1. Les zones pleines sont interdites. Dans chaque cas, la droite présente les r accessibles pour une latitude λ donnée, en pointillé la partie totalement inaccessible, en trait fort la partie accessible à une particule venant de l'infini et en trait fin la partie accessible à une particule piégée.

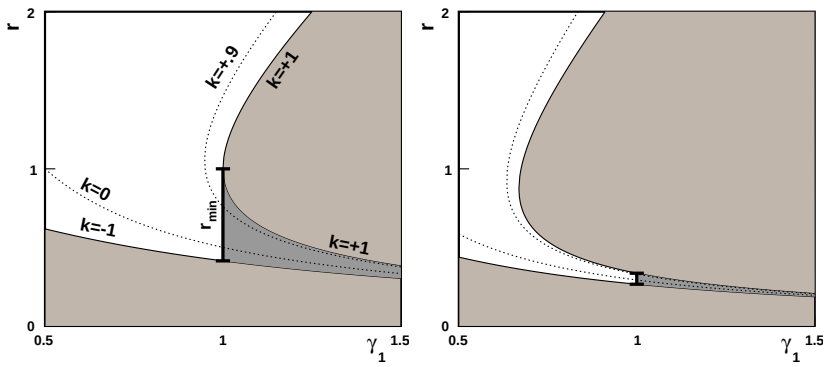

FIG. 1.3 – Zones permises et interdites dans le plan (γ_1,r) pour deux valeurs particulières de la latitude géomagnétique ($\lambda = 0.1$ à gauche et $\lambda = 0.7$ à droite). Les zones pleines sont interdites et la zone grisée n'est pas accessible aux particules venant de l'infini (voir figure 1.2). r_{min} est représenté pour les différents angles est-ouest.

2.3 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/cm^2 à 38km d'altitude, jusqu'à 1000 g/cm^2 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 gerbes sont initiées par les interactions nucléaires 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. Une partie des particules produites par ces gerbes peut ressortir de l'atmosphère et selon la cinématique de ces particules, elles peuvent soit s'échapper, soit être piégées par le champ magnétique terrestre.

3 Simulation Monte-Carlo du rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre

3.1 Propagation du rayonnement cosmique dans le champ géomagnétique

Pour simuler l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère, on a besoin d'une modélisation de l'atmosphère terrestre. Dans la simulation présentée ici on utilise le programme MSISE-90 disponible sur ce site [9]. Ce modèle décrit la température et la composition en élément de l'atmosphère depuis le niveau de la mer jusqu'à des altitudes thermosphériques (environ 600 km).

De même, pour simuler la propagation du rayonnement cosmique dans le voisinage de la Terre, on a besoin de décrire le champ magnétique terrestre. Ce champ est globalement dipolaire

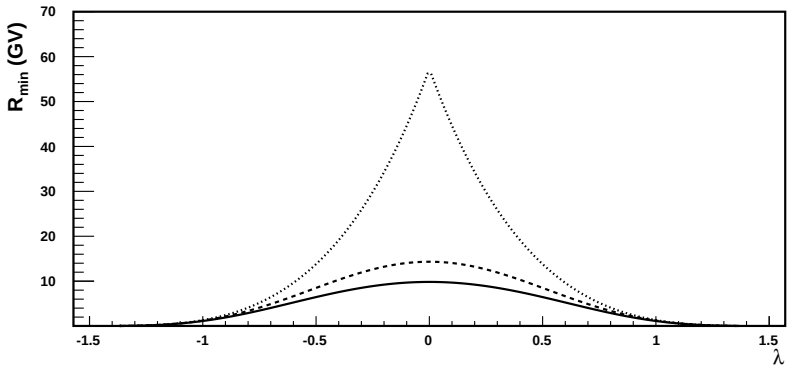

FIG. 1.4 – Evolution de la coupure géomagnétique en rigidité R en fonction de la latitude λ pour une particule chargée positivement ($\xi = 1$) et pour plusieurs angles est-ouest. $\eta = \frac{\pi}{2}$: trait plein, $\eta = 0$: trait tireté, $\eta = -\frac{\pi}{2}$: trait pointillé.

mais pour une étude précise des processus liés en particulier au piégeage des particules dans le champ magnétique terrestre, on a besoin d'une modélisation précise et fidèle. Le modèle que l'on a utilisé dans la simulation est IGRF [10], qui est un modèle mathématique du champ magnétique terrestre et de son évolution dans le temps. Le potentiel du champ magnétique est exprimé à l'aide d'un développement en harmoniques sphériques [11], les coefficients intervenant dans ce développement sont ajustés pour reproduire au mieux le champ magnétique terrestre mesuré et sont mis à jour régulièrement.

Chaque particule est propagée dans le champ magnétique terrestre et peut interagir avec les noyaux constituant l'atmosphère locale. La trajectoire des particules est reconstruite par intégration numérique de l'équation du mouvement en utilisant la méthode Runge Kutta d'ordre cinq à pas adaptatif décrite dans [12]. A chaque pas d'intégration, en plus des trois coordonnées et des trois composantes de l'impulsion, on a inclus dans l'intégration numérique le calcul du grammage (i.e. la quantité de matière) traversé. Ce dernier est tout simplement calculé en intégrant la densité locale. Cela force le pas d'intégration à s'adapter aussi à la variation de la densité locale et permet d'assurer de manière naturelle une entrée "douce" de la particule dans l'atmosphère et un calcul précis du grammage et donc du point d'interaction de la particule via le pas adaptatif de la méthode d'intégration.

3.2 Simulation du rayonnement cosmique incident

Pour simuler le flux du rayonnement cosmique (l'abondance des différents éléments le composant et leur distribution en énergie) on utilise les mesures des flux qui sont ajustées à l'aide de fonctions de type loi de puissance. Pour les flux de proton et d'hélium, on utilise les mesures d'AMS01 [13, 14]. Pour les flux des éléments plus lourd, jusqu'au fer, on utilise les ajustements de [15]. Le domaine d'énergie sur lequel le rayonnement cosmique est simulé varie d'une simulation à l'autre car il est optimisé pour minimiser le temps de calcul, il va typiquement de quelques centaines de MeV à quelques centaines de TeV.

On doit bien sur prendre en compte la modulation du flux du rayonnement cosmique par le vent solaire. Pour cela on utilise l'approximation de type "champ de force" [16]. Pour chaque

simulation, on applique donc la modulation correspondant à la période de cycle solaire de la simulation.

Reste à prendre en compte le bouclier magnétique terrestre. Pour cela, la méthode directe qui consiste à générer les particules suffisamment loin de la Terre pour que le champ magnétique soit négligeable (ce qui correspond à une distance de l'ordre de 10 rayons terrestres) se révèle bien vite très peu performante car seule une faible proportion des particules alors générées atteint la Terre.

Pour rendre plus performant le programme on peut utiliser le fait que la densité de particules dans l'espace de phase est préservée pour un gaz de particules se propageant dans un champ magnétique (théorème de Liouville) [6]. Comme loin du champ magnétique terrestre le flux du rayonnement cosmique est isotrope, il doit donc rester isotrope pour l'ensemble des trajectoires accessibles en un point donné autour de la Terre. En d'autres termes, l'ensemble des directions correspondant à des trajectoires autorisées sont équiprobables. La technique utilisée ici consiste alors à générer les particules sur sphère englobant la Terre et l'atmosphère avec la seule restriction que la probabilité que le rayonnement cosmique interagisse au-dessus de cette altitude puisse être considérée comme négligeable. Les particules sont générées sur cette sphère de façon à produire un flux isotrope à l'intérieur de ce volume. Les particules sont alors retro-propagées (on utilise la méthode décrite dans 3.1) dans le champ magnétique terrestre et seules les particules atteignant une distance où le champ magnétique terrestre peut être considéré comme négligeable (10 rayons terrestres) sont conservées.

3.3 Interaction dans l'atmosphère

La simulation de l'interaction des particules et de la production de particules secondaires est sans doute l'un des aspects les plus important de la simulation. C'est aussi le plus délicat car pour la production de particules secondaires on doit modéliser pour chaque type de collision (particule incidente + noyau cible), la probabilité de produire un type de particule donné dans un angle solide donné à une énergie donnée, tout ceci en fonction de l'énergie de la particule incidente.

Des codes de simulation numérique de ce type d'interaction existent (voir FRITIOF/PYTHIA [17] ou DTUNUC [18]) et ils reproduisent assez fidèlement les principales caractéristiques des spectres des particules produites. Mais compte tenu du niveau de précision que l'on souhaite atteindre dans la description de ces processus on a préféré ne pas utiliser ce type d'outil et de se baser sur des paramétrisations ajustées sur des données expérimentales.

La modélisation de l'interaction et de la production de particules secondaires est représentée par la section efficace de production différentielle inclusive :

$$\frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3}(i + A \rightarrow j + X) = f_{ij}(A, E_i, \theta_j, E_j)$$

où :

- i est la particule incidente et E_i est son énergie,
- A est le numéro atomique du noyau cible,
- j est la particule produite, E_j est son énergie et θ_j l'angle de production.

Typiquement, on utilisera des paramétrisations construites à partir de celles données dans [19] et on ajustera leurs paramètres sur les données expérimentales mesurées par les expériences sur cible fixe. Il faut bien noter que dans cette approche on utilise les sections efficaces inclusives et

donc que les particules secondaires de différents types sont produites de façon indépendante. On n'a donc pas de conservation de l'impulsion totale et de l'énergie totale pour chaque interaction.

La modélisation de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère dans la simulation s'est construite au cours des dernières années en implémentant au fur et à mesure les différentes réactions dont on avait besoin pour les études en cours. En parallèle, on a essayé d'améliorer les paramétrisations existantes en recherchant de meilleurs modèles et de nouvelles données expérimentales pour les contraindre. C'est pourquoi les principales caractéristiques des modèles utilisées pour simuler la production de particules secondaires pourront être reprécisées pour chaque étude.

3.4 Désintégration des particules instables

Les particules instables (pions, kaons et muons) produites lors des interactions sont bien sûr prise en compte dans la simulation, les canaux de désintégration les plus importants sont simulés. Pour la désintégration à trois corps du muon les spectres (ν, $\bar{\nu}$, $e^{\pm}$) sont générés en utilisant la théorie de Fermi et la polarisation des muons est prise en compte. Pour la désintégration des kaons, on utilise les diagrammes de Dalitz donnés dans [20].

3.5 Détection et estimation des flux

On va utiliser la simulation pour comparer des flux estimés à ceux mesurés par une expérience ou estimer des flux qui seront vus par une expérience future. Pour faire cela on définit dans la simulation une surface virtuelle de détection à une altitude identique à celle de l'expérience. Cette surface doit être suffisamment grande pour assurer une grande statistique de comptage mais pas trop large pour que le flux puisse être considéré comme uniforme sur cette surface afin de préserver la précision du calcul (erreur systématique).

Le flux différentiel simulé (unité $\mathrm{m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}}$) est calculé en prenant le nombre total de particules ayant traversées la surface virtuelle avec une énergie comprise entre E et $E + \Delta E$ pondéré avec le facteur d'efficacité géométrique de détection de l'expérience considérée pour chaque direction de particule.

Le nombre obtenu est ensuite divisé par la surface virtuelle multipliée par l'intégral du facteur d'efficacité géométrique sur l'ensemble des directions, par la largeur du bin en énergie ΔE et par la durée équivalente de la simulation. Cette durée est le temps physique nécessaire pour que le nombre de particules simulées traversent la surface de génération décrite dans 3.2.

4 Particule sous la coupure géomagnétique : phénoménologie des résultats d'AMS01

4.1 Proton [21]

Un des principaux résultats de l'expérience AMS01 a été la découverte d'un flux important de protons sous la coupure géomagnétique [13]. Ce flux a son maximum à basse énergie et s'étend jusqu'à la coupure géomagnétique. Or comme on l'a vu dans la section 2.2, ces protons sous la coupure géomagnétique ne peuvent pas être d'origine primaire et qu'ils sont donc nécessairement produits lors d'interactions entre les rayons cosmiques primaires et l'atmosphère. De plus, ces

particules ne peuvent s'échapper du champ magnétique terrestre et sont ainsi piégées autour de la Terre.

Le premier travail que nous avons entrepris avec la simulation a été de montrer qu'effectivement on pouvait reproduire les flux observés en considérant les processus d'interaction dans l'atmosphère, de propagation et de piégeage dans le champ magnétique.

Les sources les plus importantes de protons secondaires sont les collisions du type $p, He+\mathcal{A} \rightarrow p+X$, où les $\mathcal{A}$ sont les noyaux de l'atmosphère. Les rayons cosmiques de masse plus lourde que l'Helium auront une contribution très faible et ont été négligés dans cette étude.

Expérimentalement, la réaction $p + \mathcal{A} \rightarrow p + X$ a été étudiée dans un grand nombre d'expériences pour un large domaine d'énergie incidente [22, 23, 24, 25, 26, 27]. On peut à partir de ce volume de données dégager les mécanismes dominants. En effet deux composantes ont été identifiées dans la production de p secondaire. La première, appelée "quasi elastic" (QE), est une production vers l'avant (à petit angle d'incidence), à des énergies proches de l'énergie de la particule incidente est peut être associée à une collision périphérique et à un ordre faible de collisions intranucléaires. La deuxième composante, appelée "deep inelastic" (DI), correspond à des collisions plus centrales et à un ordre plus élevé de collisions intranucléaires : les protons correspondant sont d'énergie plus faible et peuvent être émis à un angle d'incidence plus grand.

Les résultats présentés dans [25] ($p + C$ à 7.5 GeV) illustrent parfaitement la distinction que l'on peut faire entre ces deux composantes et sont présentés sur la figure 1.5. Dans cette simulation on a utilisé la paramétrisation proposée dans [25] pour la partie DI. Pour la partie QE, une paramétrisation simple faisant intervenir une dépendance exponentielle pour la masse transverse et une dépendance douce en rapidité a été ajustée sur des données à 14.6 GeV $p + Be$ [27]. Pour plus de détails, voir [21].

Sur la figure 1.5 les deux composantes utilisées dans la simulation sont présentées avec une ligne tiretée pour la composante QE et une ligne continue pour la composante DI. On voit que la paramétrisation utilisée dans ce travail bien qu'assez rudimentaire permet de reproduire de façon satisfaisante la section efficace de production de protons.

Pour cette étude $6 \cdot 10^7$ particules primaires ont été générées sur la surface virtuelle et la surface de détection est placée à l'altitude d'AMS01 : 380 km.

La figure 1.6 montre quatre exemples de trajestoires caractéristiques de particules secondaires détectées à l'altitude d'AMS01. Pour chaque exemple, on a une vue de côté (projection de la trajectoire sur le plan méridien) en haut à gauche, une vue de côté zoomée sur le point de production de la particule en haut à droite, une vue de dessus en bas à gauche et une vue 3D en bas à droite. Sur toutes ces figures, le rayon cosmique incident n'est pas représenté. Le premier événement, en haut à gauche, correspond à une particule produite dans un région proche du pôle Nord qui s'échappe de la Terre. L'événement en haut à droite correspond à une particule semi-piégée. C'est une particule de basse énergie pour laquelle on a conservation du premier invariant adiabatique [28] : elle va spiraler autour d'une ligne de champ et "rebondir" dans l'hémisphère opposée à son point de production puis être absorbée dans l'atmosphère dans une région proche de son point de production. L'événement en bas à gauche correspond à une particule qui va effectuer un grand nombre de rebonds entre les deux hémisphères et dériver autour de la Terre avant de réentrer dans l'atmosphère au niveau de l'anomalie de l'Atlantique Sud et d'y être absorbée. L'événement en bas à droite correspond à une trajectoire intermédiaire puisque la particule créée dans l'atmosphère s'échappe après avoir effectuée au moins un rebond. C'est une trajectoire pour laquelle le premier invariant adiabatique n'est pas conservé à cause de la variation importante du champ magnétique le long du rayon de giration [28].

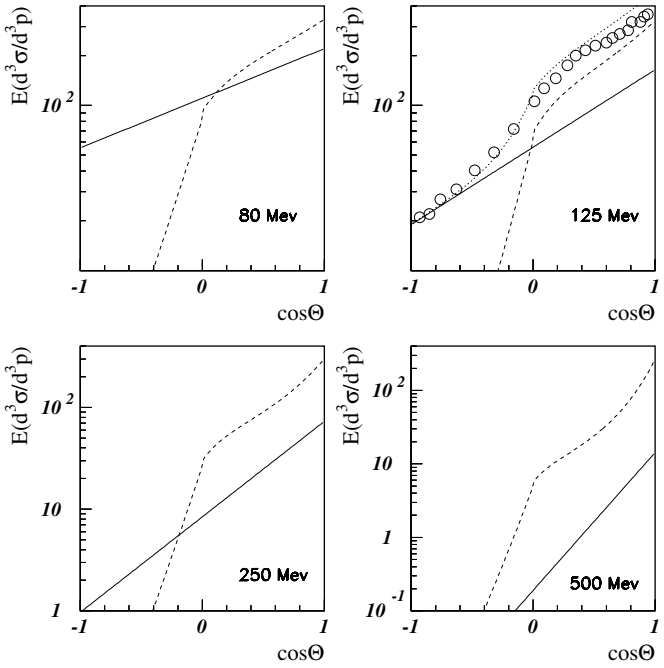

FIG. 1.5 – Distribution angulaire des protons produits à différentes énergies dans la réaction $p + C \rightarrow p + X$ calculée à partir des sections efficaces QE (ligne tiretée) et DI (ligne continue) utilisées dans la simulation. Sur la figure en haut à gauche, la somme des deux composantes (ligne pointillée) est comparée aux données (disques) de [25].

La figure 1.7 montre quelques caractéristiques importantes des particules qui ont été détectées. Les quatre histogrammes représentent la distribution des altitudes de production (point d'interaction) de la particule détectée (figure en haut à gauche), la distribution de l'épaisseur de matière traversée par la particule entre son point de création et sa détection (en haut à droite), la distribution du temps écoulé depuis sa création (en bas à gauche) et la distribution du rang de la particule défini comme le nombre d'interactions entre le primaire à l'origine de la particule et la particule détectée (en bas à droite).

La distribution des altitudes de production des protons a son maximum à 25 km et décroît de manière exponentielle pour les plus grandes altitudes. L'épaisseur de matière s'étend jusqu'à 600 g/cm^2, c.à.d. une dizaine de longueur de radiation. On voit de plus que la durée de propagation s'étend jusqu'à plusieurs centaines de secondes, ce qui correspond naturellement à des particules piégées dans le champ magnétique terrestre. On voit aussi sur la distribution des rangs que plus de 50% des particules détectées ne sont pas produites par la première collision et peuvent être créées par des collisions jusqu'à la dixième génération.

Les figures 1.8 et 1.9 représentent les flux de protons calculés à l'aide de cette simulation comparés aux flux mesurés par l'expérience AMS01 [13] pour quatre latitudes CGM (corrected geomagnetic latitude). La latitude CGM (voir [29]) est définie en un point donné autour de la Terre comme la latitude équivalente dans un champ purement dipolaire d'un point de vue de

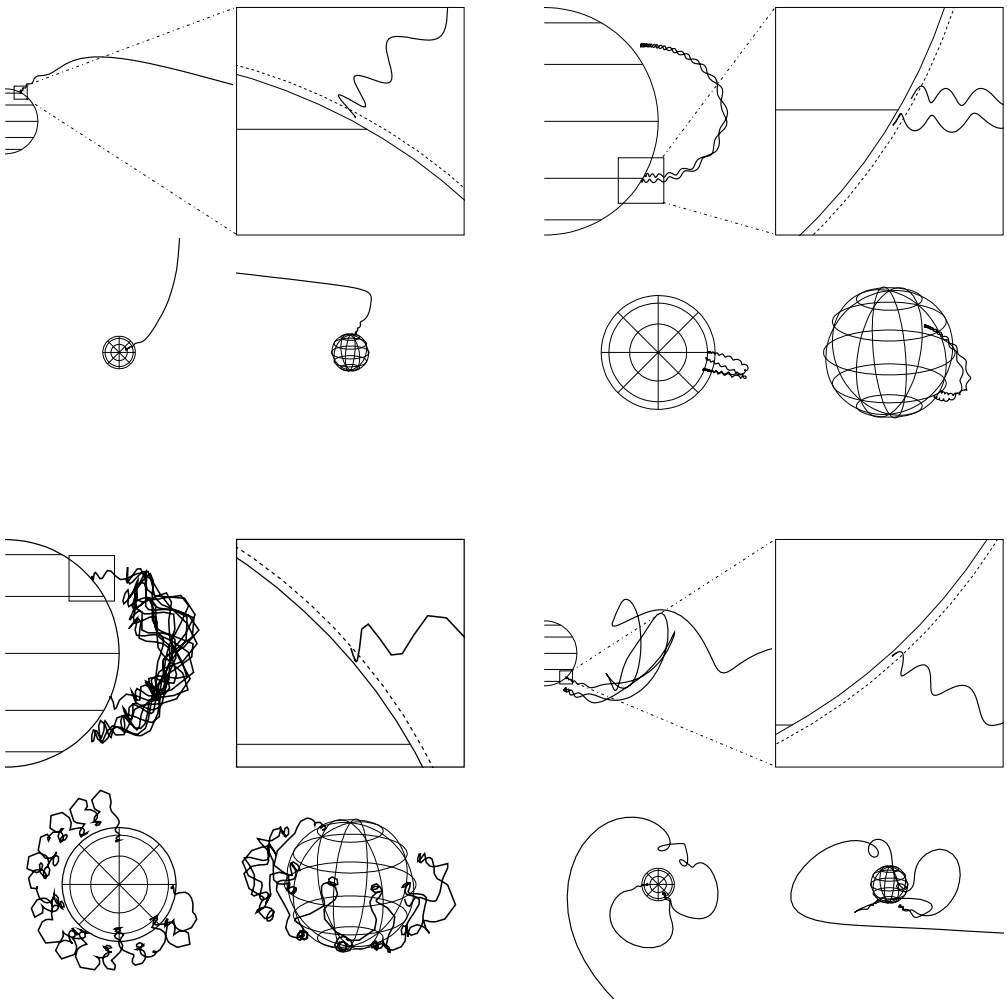

FIG. 1.6 – Quatres exemples de trajectoires de particules produites dans l'atmosphère et détectées à l'altitude d'AMS01, voir texte.

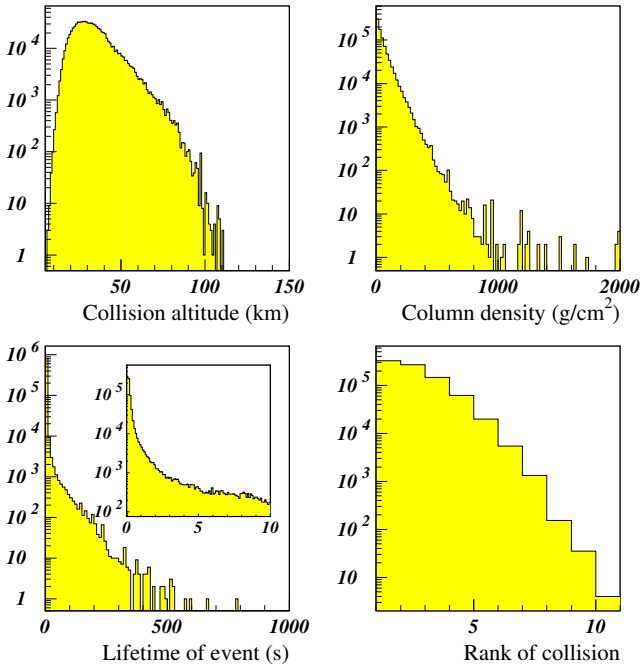

FIG. 1.7 – Distribution de l'altitude de production (km), de l'épaisseur de matière traversée (g/cm^2), du temps écoulé depuis sa création (s) et du rang de la particule définit comme le nombre d'interactions entre le primaire à l'origine de la particule et la particule détectée.

la coupure géomagnétique. En deux positions de la sphère de détection ayant la même latitude CGM, on aura la même coupure géomagnétique et donc le même flux de particules primaires ce qui donc produire le même flux de particules secondaires. C'est pourquoi les surfaces de détection utilisées pour calculer ces flux sont des bins en valeur absolue de la latitude CGM, et correspondent à deux bandes (une dans l'hémisphère nord et une dans l'hémisphère sud) faisant le tour de la Terre.

On voit sur la figure 1.8 que la coupure géomagnétique sur le flux primaire est très bien reproduite de même que la composante secondaire détectée par AMS01 pour les différentes latitudes. Sur la figure 1.9, on voit qu'un résultat similaire est obtenu pour les particules remontant vers le haut. De plus, le flux des particules sous la coupure mesuré par AMS est sensiblement plus important au niveau de l'équateur. On a pu grâce à la simulation comprendre l'origine de ce phénomène. En effet la figure 1.10 qui représente la latitude CGM versus le nombre de fois qu'une même particule est détectée montre clairement qu'au niveau de l'équateur les mêmes particules sont détectées un grand nombre de fois, ceci nous montre que les particules détectées dans la région équatoriale sont piégées plus longtemps dans le champ magnétique terrestre ce qui explique l'origine de cette surpopulation (voir [21] pour plus de détails).

Les résultats présentés dans cette partie ont été les premiers obtenus à l'aide de l'outil de simulation que nous avions développé. Ce travail a permis de montrer que les flux mesurés par AMS01 pouvaient être reproduits en implémentant simplement les processus physiques mis

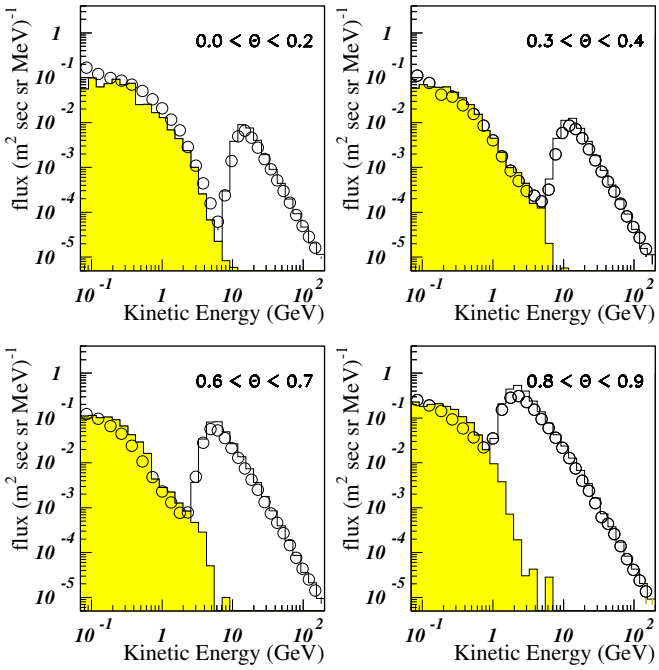

FIG. 1.8 – Flux de protons vers le bas simulé pour 4 latitudes depuis l'équateur vers les régions polaires. Le flux est comparé aux données recueillies par l'expérience AMS01 [13]. En Jaune : contribution des protons secondaires.

en jeu dans l'interaction et la propagation du rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre. De plus ils ont montré que cet outil pouvait être utilisé pour comprendre l'origine des caractéristiques de cette composante sous la coupure géomagnétique.

4.2 Electron et positron [30]

L'expérience AMS01 a aussi mesuré des positrons et des électrons sous la coupure géomagnétique [31]. Ces composantes présentent plusieurs caractéristiques intéressantes mais la principale d'entre elle est sans aucun doute le fait que le ratio positrons sur électrons est supérieur et de l'ordre de 4 dans les régions équatoriales et tend vers 1 quand on se rapproche des pôles.

Après avoir pu reproduire la composante de protons sous la coupure géomagnétique, il était donc naturel d'étudier les composantes de e^+ et e^- mesurée par AMS01 et d'essayer de mettre en évidence les processus à l'origine de leurs principales caractéristiques. On peut naturellement supposer que cette composante est majoritairement issue de la production de pions, soit via la désintégration des pions chargés puis des muons produits, soit via la conversion de gamma venant de la désintégration de pions neutres ou du rayonnement bremsstrahlung des leptons.

Pour cette étude, les sections efficaces de production de pions dans les collisions $p + A$, les désintégrations des pions $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ et $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$, le bremsstrahlung des leptons et la production de paire ont été inclus dans le programme de simulation.

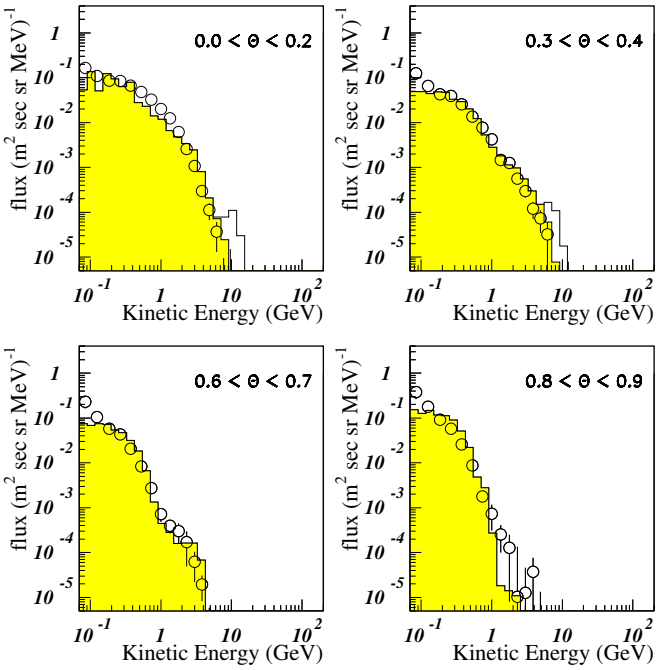

FIG. 1.9 – Flux de protons vers le haut simulé pour 4 latitudes depuis l'équateur vers les régions polaires. Le flux est comparé aux données recueillies par l'expérience AMS01 [13]. En Jaune : contribution des protons secondaires.

Pour la simulation du rayonnement cosmique primaire on a ajouté les composantes de e^+, e^- qui sont générées en utilisant les abondances primaires mesurées pas AMS01. La section efficace de production de pions lors des collisions $p + A$ est un point important de cette étude. Pour $\pi^\pm$ on a utilisé une paramétrisation proposé par [32, 33] ajustée sur des données expérimentales entre 0.73 GeV et 200 GeV [34, 35, 36, 37]. Pour simuler la production de π^0 on utilise une section efficace égale à la moyenne des sections efficaces de production de π^+ et de π^- en accord avec [38] car pour cette réaction il n'y a pas de données expérimentales exploitables. Les figures 1.11 montrent les flux vers le bas des positrons et des électrons calculés à partir de la simulation et comparés aux résultats mesurés par AMS01 [31] pour différentes latitudes CGM. On voit là aussi que les composantes sous la coupure géomagnétique sont bien reproduites par la simulation. La contribution issue des pions neutres est représentée en pointillé et la contribution primaire est représentée en jaune.

La figure 1.12.haut montre le ratio e^+/e^- sous la coupure géomagnétique calculé à l'aide de la simulation (triangles) avec les barres d'erreur à 1 σ comparé au ration mesuré par l'expérience AMS01 (points). On voit que la simulation reproduit bien l'excédent de positron dans les régions équatoriales.

L'asymétrie de production entre les π^+ et les π^- dans les réactions $p + A$ avait été proposée pour expliquer l'excès vu par AMS01. On a donc réalisé une nouvelle simulation où les sections efficaces de production entre π^+ et π^- ont été interverties. On alors obtenu un rapport e^+/e^-

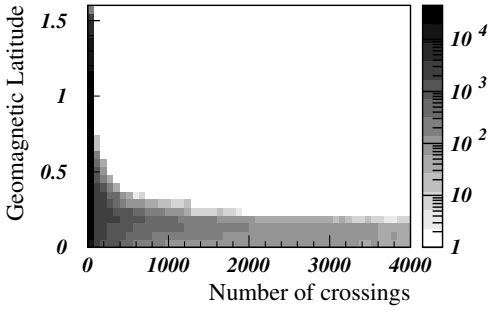

FIG. 1.10 – Distribution bidimensionnelle de la latitude géomagnétique (CGM) [29] versus le nombre de fois qu'une même particule est détectée

similaire.

On a pu ensuite montrer que l'origine de l'excès était liée aux processus de propagation dans le champ magnétique terrestre. On peut l'illustrer avec les deux distributions du bas sur la figure 1.12. L'angle est-ouest est ici défini comme l'angle entre l'impulsion de la particule et le plan méridien, il est égal à $+\frac{\pi}{2}$ pour une particule allant vers l'est et à $-\frac{\pi}{2}$ pour une particule allant vers l'ouest. Les deux distributions sur la figure 1.12 représentent l'angle est-ouest pour les protons primaires à l'origine des électrons et des positrons détectés à l'altitude de 380 km dans la région équatoriale et à plus haute latitude. On voit clairement que dans la région équatoriale les positrons et les électrons sont majoritairement issus des protons primaires orientés respectivement vers l'est et vers l'ouest. On peut le comprendre aisément, si un proton arrive depuis l'ouest, l'électron issu de l'interaction (via la production d'un pion et sa décroissance en muon) sera dévié par le champ magnétique vers l'atmosphère alors que le positron produit sera dévié vers les plus hautes altitudes et pourra être piégé dans le champ magnétique terrestre. On voit donc qu'un proton venant de l'ouest va produire plus de positrons que d'électrons piégés. De même, un proton venant de l'est va produire plus d'électrons que de positrons piégés. Or on sait que la coupure géomagnétique est plus faible pour les protons allant vers l'est que pour les protons allant vers l'ouest. On a donc un flux plus important de protons venant de l'ouest que de protons venant de l'est d'où l'asymétrie observée. L'asymétrie est-ouest sur les protons est maximale à l'équateur et décroît avec la latitude et cette caractéristique est naturellement reproduite dans l'asymétrie positron/électron comme on peut le voir sur la figure 1.12.

En conclusion, on voit que les populations e^+ et e^- mesurées par AMS01 sous la coupure géomagnétique peuvent très bien être reproduites par l'outil de simulation développé. Il a de plus permis de montrer que l'origine de l'excès de positrons peut s'expliquer par la combinaison de : l'asymétrie est-ouest de la coupure géomagnétique, la production majoritaire vers l'avant des pions lors de l'interaction de protons dans l'atmosphère et l'absorption des leptons dans l'atmosphère. On pu montrer aussi que la différence entre les productions de π^+ et π^- contribuait de façon mineure à cette asymétrie.

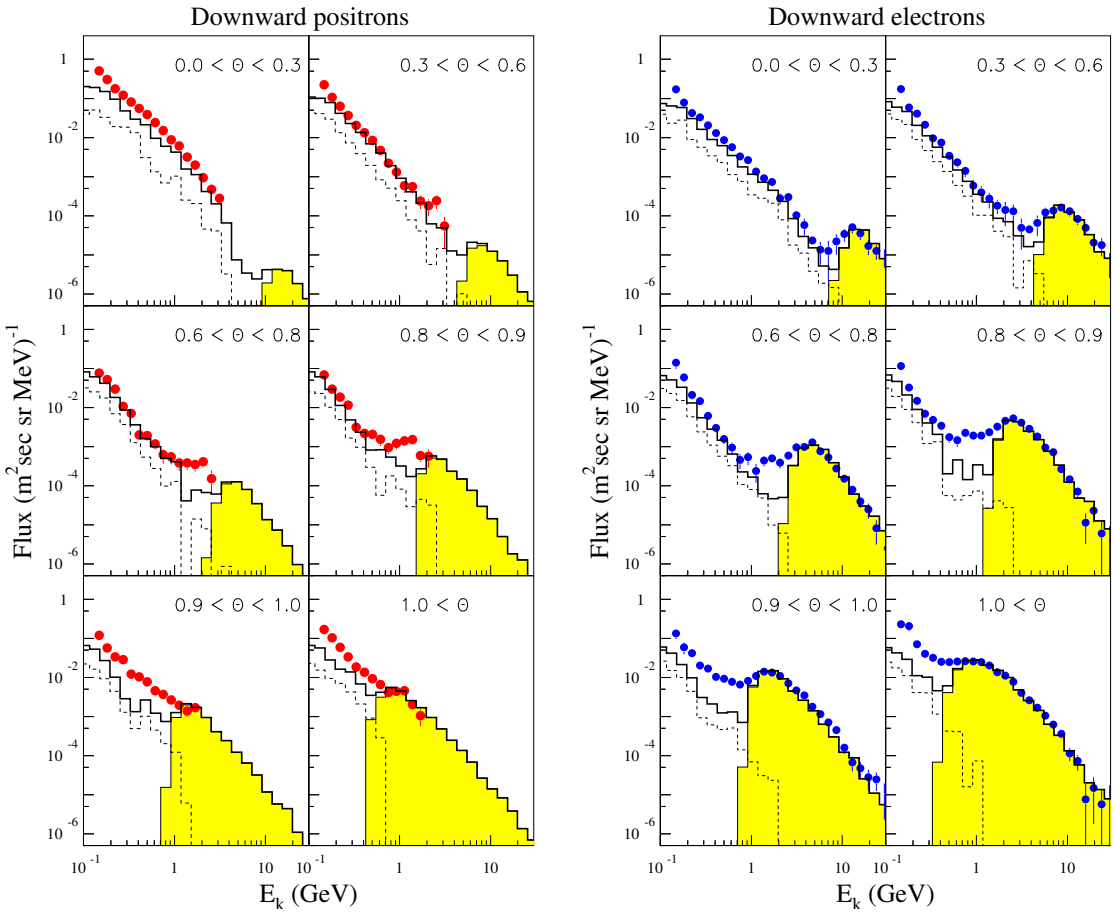

FIG. 1.11 – Flux simulés d'électrons et fr positrons à l'altitude d'AMS01 calculés pour six latitudes CGM. Les flux mesuré par AMS01 [31] sont représenté par des points. La contribution issue de la conversion en paire de gammas, issue des pions neutres ou du bremsstrahlung, est représentée en pointillé. La contribution primaire est représentée en jaune.

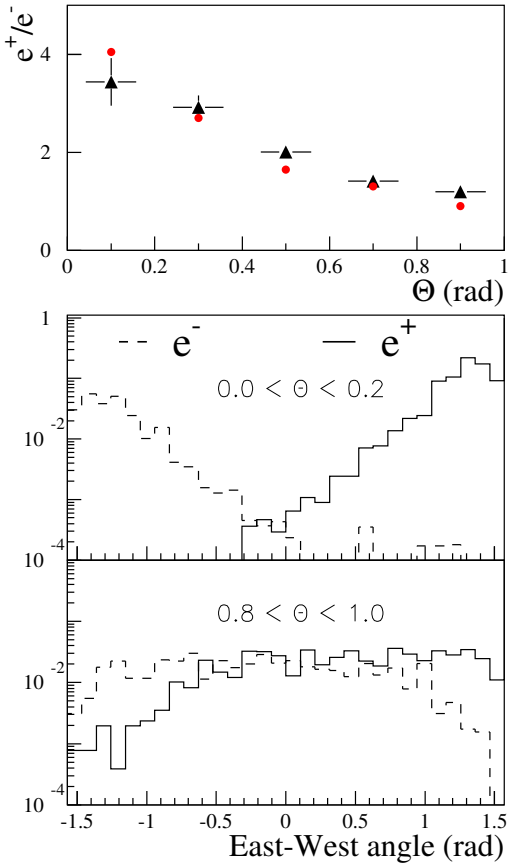

FIG. 1.12 – En haut : Ratio e^+/e^- des flux calculés (triangles) comparé au ratio mesuré par l'expérience AMS01 (points) en fonction de la latitude CGM. Au milieu : distribution de l'angle est-ouest des protons primaires à l'origine de leptons détectés dans la région équatoriale. En bas : même distribution obtenue pour des leptons détectés dans les régions de grande latitude.

4.3 Noyaux légers [39]

En plus des contributions protons et leptons piégés découvertes dans le rayonnement cosmique, une population significative de ^{3}He et de deutérium (D ou ^{2}H) a aussi été détectée sous la coupure géomagnétique [14, 40]. La nature des particules de charge $Z = 2$ observés sous et au-dessus de la coupure géomagnétique est remarquable car au-dessus de la coupure, l'^{4}He est largement dominant dans le rayonnement cosmique alors que seul des ^{3}He sont observés sous la coupure géomagnétique.

Comme les particules sous la coupure géomagnétique ne peuvent pas être des rayons cosmiques primaires, elles doivent être produites par des réactions nucléaires entre les rayons cosmiques primaires et les noyaux de l'atmosphère. Les noyaux secondaires produits lors des collisions entre noyaux ont des distributions caractéristiques. La distribution en rapidité (ou en vitesse) des noyaux produits dans la réaction présente deux pics correspondants à la rapidité du projectile et la rapidité de la cible :

- Le pic de production ayant la même rapidité que le projectile peut être décrit par le model de fragmentation du projectile [41]. Ce modèle décrit à la fois la distribution en énergie des fragments (largeur du pic de fragmentation) et la distribution en éléments des fragments produits.
- Le pic de production ayant la rapidité de la cible a été décrit par de nombreux modèles décrivant avec plus ou moins de succès les processus complexes de diffusion multiple nucléon-nucléon et d'effets collectifs dans le noyau [42, 43, 44] (voir aussi [45, 46, 47]). Dans ce contexte, le modèle de coalescence [48, 49] semble constituer l'approche la plus achevée pour reproduire les sections efficaces de production des noyaux légers en particulier sur une gamme d'énergie importante [46, 47, 50, 51]. Dans cette approche les nucléons coalescent dès que leurs impulsions se retrouvent dans une même sphère dont le rayon est appelé impulsion de coalescence.

Pour cette étude, la production de noyaux légers lors des collisions des ions avec l'atmosphère terrestre peut être schématiquement résumée ainsi : à petit angle de diffusion et à la rapidité (ou à la vitesse) du projectile, on sera dominé par les processus de fragmentation, alors qu'à basse énergie on aura une production moins piquée vers l'avant que l'on peut modéliser grâce au modèle de coalescence. Dans le processus de fragmentation, la section efficace de production du fragment va typiquement diminuer lorsque la différence de masses entre le projectile et le fragment augmente (probabilité plus grande pour des nombres de nucléons transférés petits [52, 53]) alors dans le processus décrit par la coalescence les sections efficaces de production vont décroître lorsque la masse du fragment augmente (probabilité d'autant plus faible que le nombre de nucléons qui doivent être dans la sphère de coalescence est petit).

Dans le cas de l'^{3}He, c'est à la fois un noyau proche de ^{4}He qui pourra être produit lors de la fragmentation de ce dernier et un système avec peu de nucléons qui peut être produit par coalescence.

Le flux d'^{3}He sous la coupure géomagnétique mis en évidence par l'expérience AMS [14] (voir les figures 1.13 et 1.14), peut donc être produit par les deux voies de réaction décrites ci-dessus :

1. Fragmentation des rayons cosmiques ^{4}He sur l'atmosphère (Cette hypothèse avait aussi été proposée par [54].) : dans ce cadre, la quasi-absence d'^{4}He sous la coupure s'explique naturellement par la faible abondance de noyaux plus lourds (majoritairement ^{12}C et ^{16}O) pouvant se fragmenter en ^{4}He dans le rayonnement cosmique. Mais comme on l'a vu plus haut, le processus de fragmentation va produire des particules vers l'avant avec une vitesse

très proche de celle du rayon cosmique incident. Ces particules vont donc garder à peu près la même trajectoire que la particule incidente et ont donc une probabilité importante d'être absorbée dans l'atmosphère. De plus, au niveau de l'équateur par exemple les particules détectées sous la coupure ont une énergie par nucléon bien plus faible que celle des rayons cosmiques (de l'ordre de 1 GeV/n).

2. La population des ^{3}He peut aussi être produite via un processus de coalescence lors des interactions des ions du rayonnement cosmique (p, ^{4}He,...) avec l'atmosphère. Dans ce contexte la quasi-absence de ^{4}He s'explique aussi naturellement dans ce processus puisque la production d'un ^{4}He implique la coalescence d'un nucléon en plus. Typiquement la production d'^{3}He via ce processus est d'un ordre de grandeur plus importante que la production d'^{4}He [47], ce qui semble compatible avec les observations d'AMS01.

La situation expérimentale semble favoriser le processus de coalescence, il reste à valider cette hypothèse. Pour cela on a utilisé l'outil de simulation décrit dans les chapitres précédents pour évaluer la population de noyaux légers piégés sous la coupure magnétique. Les seules évolutions du code pour ce travail ont été l'implémentation des processus de fragmentation et de coalescence.

Pour les processus de fragmentation, le modèle de [41] a été utilisé : la section efficace de production d'un fragment est proportionnelle à $e^{-\frac{P^2}{\sigma^2}}$ dans le référentiel du projectile où $\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}$, et P, A_p, A_f sont respectivement l'impulsion du fragment, le nombre de nucléons du projectile et le nombre de nucléons du fragment (voir [39] pour plus de détails).

Dans le modèle de coalescence, la section efficace différentielle pour un noyau composé de A nucléons est obtenue à partir de section efficace différentielle de production d'un nucléon par une simple loi de puissance :

$$(E_A \frac{d^3 N_A}{d\vec{p_A}^3}) = B_A \cdot (E_p \frac{d^3 N_p}{d\vec{p_p}^3})^A,$$

où $\vec{p_A} = A \cdot \vec{p_p}$ et où le paramètre B_A peut s'exprimer en fonction de l'impulsion de coalescence. Dans le programme on a utilisé des valeurs ajustées [46, 47, 51, 55, 56] pour ce paramètre (voir [39]).

La figure 1.13 représente la comparaison entre le flux de ^{3}He mesuré par AMS01 [14] (disques pleins) avec les résultats de la simulation (histogrammes) calculés pour une altitude de 380 km et en prenant en compte l'acceptance du détecteur AMS01. Le flux est représenté pour 3 régions de latitudes CGM différentes : au niveau de l'équateur $|\theta_m| < 0.4$, à une latitude intermédiaire $0.4 < |\theta_m| < 0.8$ et à haute latitude $|\theta_m| > 0.8$. Le trait plein correspond au rayonnement cosmique ^{4}He et on voit que l'on reproduit bien la coupure à basse énergie liée au champ géomagnétique. Le trait pointillé correspond à la contribution des ^{3}He produits lors de la fragmentation d'^{4}He dans l'atmosphère. On voit que le flux est significatif seulement pour des énergies proches de la coupure géomagnétique (on retrouve bien sur la conservation de l'énergie par nucléon lors de la fragmentation) et qu'il est deux ordres de grandeurs en dessous du flux galactique d^{4}He. Il est environ un ordre de grandeur sous le flux de l'^{3}He galactique (non représenté sur la figure) qui représente environ 10 % du flux d'Hélium [57, 58, 59].

Les histogrammes pointillés et hachurés correspondent respectivement aux flux d'^{3}He et d'^{4}He produits par coalescence lors de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère. Comme attendu (voir plus haut), le flux d'^{3}He produit sous la coupure géomagnétique est environ

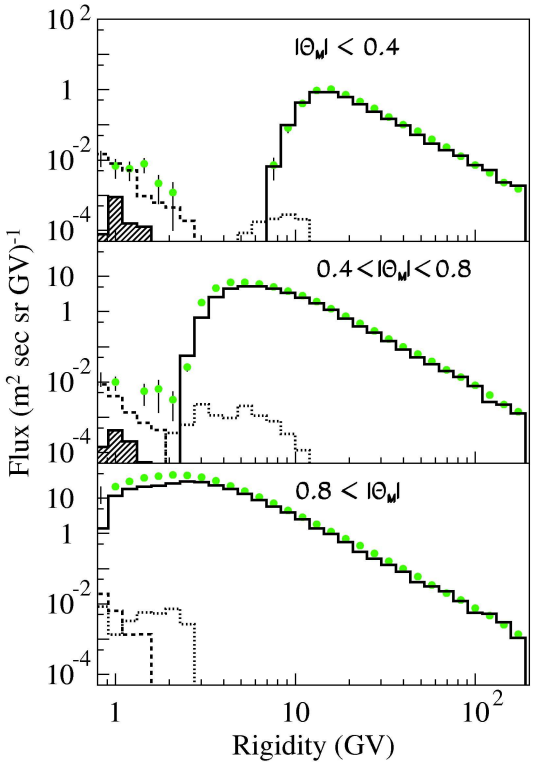

FIG. 1.13 – Comparaison du flux d'Hélium mesuré par AMS01 ([14] disques pleins) pour différentes latitudes CGM avec les résultats de la simulation (histogrammes). Trait plein : rayonnement cosmique ^{4}He, pointillé : ^{3}He produit par fragmentation de ^{4}He, trait tireté : ^{3}He produit par coalescence, partie hachurée : ^{4}He produit par coalescence. Voir le texte pour plus de détails.

un ordre de grandeur plus important que le flux d'^{4}He et reproduit de façon correcte les mesures effectués par AMS.

De façon plus détaillée, la figure 1.14.haut montre le flux d'^{3}He descendant sous la coupure géomagnétique intégré sur les latitudes $|\theta_M| < 0.6$ rad en fonction de l'énergie cinétique par nucléon (cercles pleins) comparé au résultat de la simulation (trait plain : ^{3}He, trait pointillé : ^{4}He). On voit que les flux calculés par la simulation sont en bon accord avec les données expérimentales (facteur 2 maximum) sur l'ensemble du domaine d'énergie. C'est un résultat très honorable lorsque l'on considère la simplicité du modèle de coalescence utilisé et l'incertitude sur les paramètres B_A. Le flux d'^{4}He produit par coalescence obtenue dans ce calcul est compatible avec la limite supérieur de 10 % obtenue par AMS01. La figure 1.14.bas compare les flux mesurés (cercles pleins) et calculés (trait plein) intégrés en énergie par nucléon en fonction de la latitude. Le trait tireté représente la contribution au flux total venant des ^{4}He du rayonnement cosmique, on voit que cette contribution est de l'ordre de 40-50 %. Cela est du à la combinaison pour l'^{4}He d'une section efficace de réaction plus grande et d'une plus grande multiplicité de production de nucléons (et donc d'une plus grande probabilité de coalescence).

La figure 1.15 représente les flux de ^{2}H et ^{3}H calculés à partir de la simulation. Il faut noter qu'ici aussi bien que les deux contributions sont incluses, seule la coalescence contribue à ces

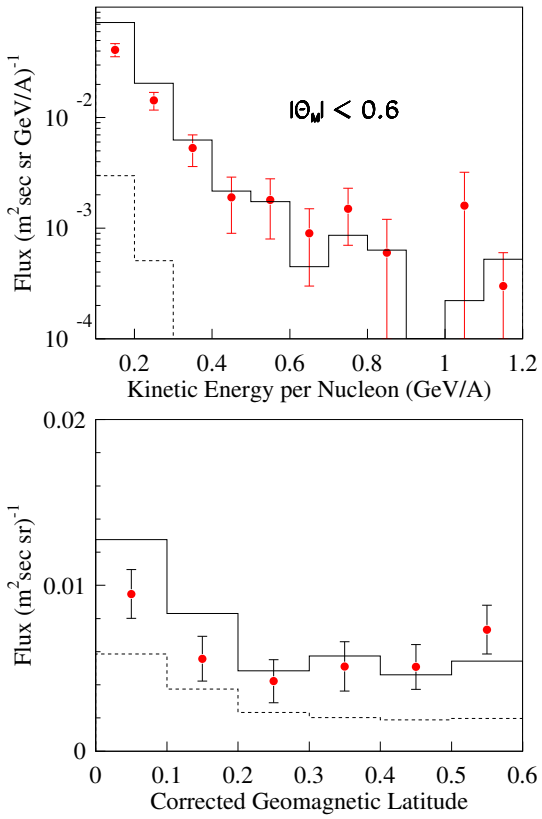

FIG. 1.14 – Haut : Flux d'^{3}He sous la coupure géomagnétique intégré sur $\theta_M < 0.6$ rad mesuré par AMS01 [14] (cercles pleins), comparé au résultat de la simulation (trait plein) calculé à partir du modèle de coalescence. L'histogramme tireté représente le flux d'^{4}He sous la coupure géomagnétique obtenu par la simulation calculé à partir du modèle de coalescence. Bas : Flux intégré en énergie d'^{3}He (E < 1.2 GeV/A) en fonction de la latitude géomagnétique (cercles pleins) comparé au flux calculé (trait plein). Le trait tireté représente la contribution au flux total venant des ^{4}He du rayonnement cosmique.

flux. Les résultats sont comparés aux mesures de ^{2}H réalisées par AMS01 [40]. Pour l'^{2}H, on voit que là aussi la simulation reproduit correctement le flux mesuré.

Pour conclure sur cette partie on peut représenter (figure 1.16) les flux des particules sous la coupure géomagnétique, intégrés en énergie pour les différentes espèces considérées ici en fonction de la latitude CGM, comparés aux mesures effectuées par l'expérience AMS01. Les limites supérieures pour l'^{4}He représentés sur la figure sont égales à 10 % du flux calculés pour l'^{3}He. On voit bien que l'on retrouve pour les abondances des différentes espèces de particules secondaires sous la coupure la hiérarchie de type "coalescence" comme on l'a vu dans l'introduction de cette partie et que l'implémentation de ce modèle dans la simulation permet de bien reproduire quantitativement ces différents flux.

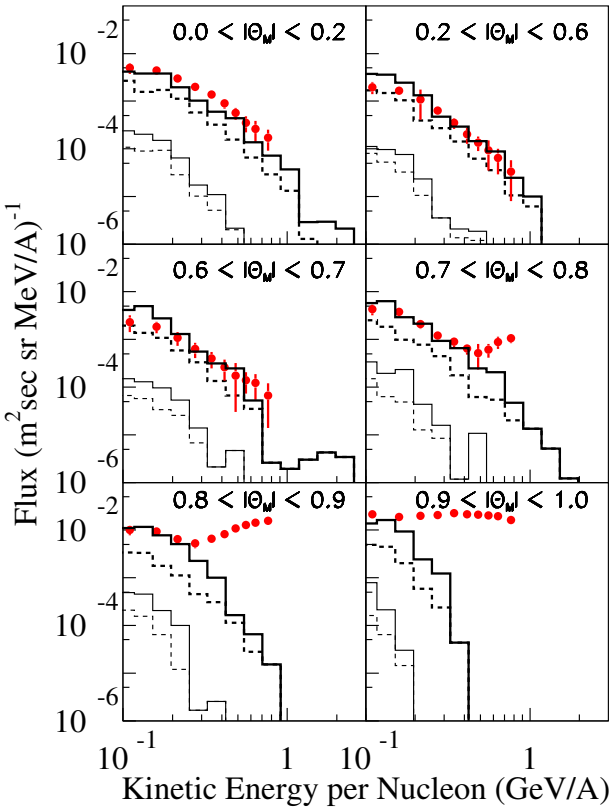

FIG. 1.15 – Flux de ^{2}H (traits épais) et ^{3}H (traits fins) calculés à partir de la simulation pour plusieurs latitudes GCM comparés aux mesures de ^{2}H (disques pleins) par l'expérience AMS01 [40]. Trait plein : contribution de p et ^{4}He ; Trait tireté : contribution ^{4}He seule.

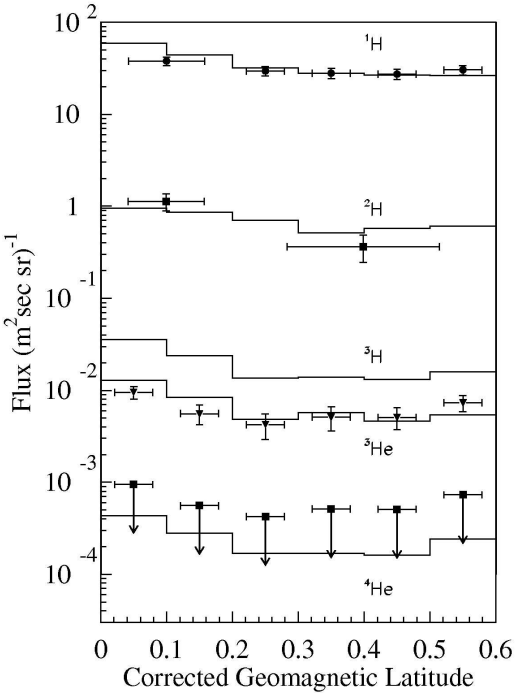

FIG. 1.16 – Flux sous la coupure géomagnétique intégré en énergie en fonction de la latitude CGM.

5 Etude de la production d'antimatière dans l'atmosphère [60, 61, 8]

5.1 Production d'antimatière

Les antiprotons ($\overline{p}$) ont un statut particulier dans le spectre des rayons cosmiques : les antiprotons (non exotiques) sont d'origines purement secondaires car ils sont uniquement produits lors de l'interaction du flux primaire sur le milieu interstellaire. Mais leur très faible abondance par rapport aux autres composantes du rayonnement cosmiques fait des antiprotons l'outil le plus sensible pour mettre en évidence les sources exotiques produisant autant d'antimatière que de matière comme l'annihilation de matière noire galactique [62, 63, 64] où l'évaporation de trou noir primordiaux [65, 66].

La mesure précise du flux d'antiprotons est un enjeu expérimental majeur de la physique du rayonnement cosmique et elle a été réalisée par plusieurs expériences ces dernières décennies (voir les référence dans [67]). Le flux mesuré doit être corrigé des productions atmosphériques d'antiprotons. Ceci est bien sûr évident pour les expériences en ballon où des antiprotons peuvent être produits de manière non négligeable dans l'atmosphère résiduelle au-dessus du détecteur. C'est aussi vrai pour les expériences satellites car on a vu avec les résultats d'AMS01 que les particules produites dans l'atmosphère pouvait remonter aux altitudes des satellites. Nous avons donc utilisé le programme de simulation pour évaluer précisément la contribution atmosphérique au flux d'antiprotons pour les expériences en ballon mais aussi pour les expériences futures dans l'espace.

Pour cette étude la production d'antiprotons via la réaction $p + A \rightarrow \bar{p} + X$ lors des collisions du rayonnement cosmique dans l'atmosphère a été implémentée. La section efficace de production différentielle a été obtenue en ajustant une version modifiée de la paramétrisation proposée dans [19] sur des données expérimentales [68, 69, 70, 71]. La figure 1.17 montre un exemple de paramétrisation obtenue, comparée aux données utilisées pour l'ajustement [61]. La section efficace de production d'antiprotons dans les collisions des ions du rayonnement cosmique a été obtenue grâce à une simple normalisation de la section efficace donnée plus haut [8].

Mais un antiproton interagissant avec un noyau atmosphérique peut subir autre chose qu'une diffusion élastique ou 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, dite non-annihilante, 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 [72] ou atmosphérique [73, 74]. La section efficace d'interaction non-annihilante a été introduite dans la simulation (voir [8]).

Si les antiprotons se révèlent une sonde moins performante des modèles supersymétriques, car le flux observé est compatible avec une production galactique secondaire, les antideutons quant à eux gardent un certain attrait [72, 75]. C'est pourquoi il est tout aussi nécessaire de déterminer la composante atmosphérique correspondante. 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 [76, 77]. La production proprement dite d'antimatière légère sera traitée dans le

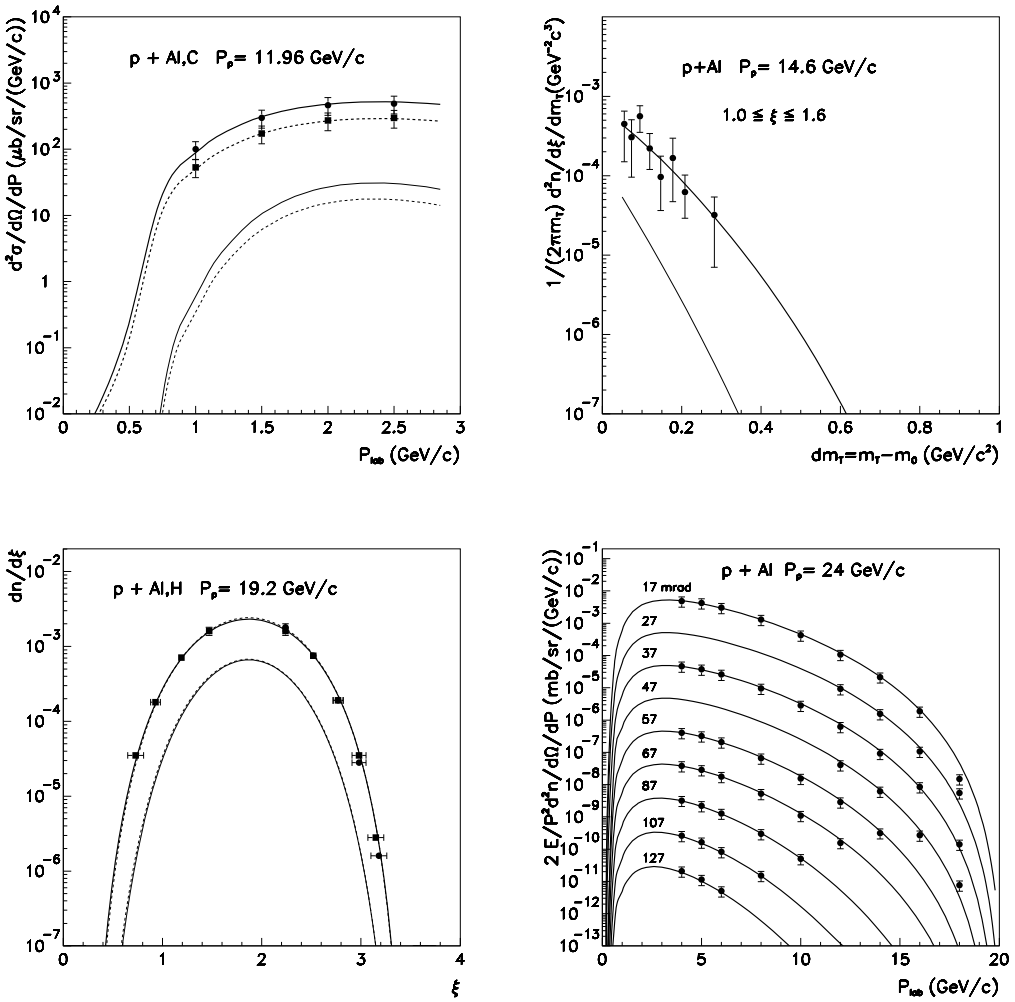

FIG. 1.17 – Exemple d'ajustement de la section efficace différentielle de production $p + A \rightarrow \bar{p} + X$. En haut à gauche : section efficace différentielle mesurée à 5.1° pour $p + C$ (carrés pleins) et pour $p + Al$ (cercles pleins) [68], comparé au fit de [61] (ligne continue pour Al et ligne tiretée pour C) et à la paramétrisation originale de [19] (lignes fines). En haut à droite : idem pour $p + Al$ à 14.6 GeV/c [69]. En bas à gauche : idem pour $p + p$ (carrés pleins) et $p + Al$ (cercles pleins) En bas à droite : idem pour $p + Al$ à 24 GeV/c. Pour chaque mesure les résultats correspondant à plusieurs angles de production ont été successivement multipliés par $10^{-1,-2,\cdots}$ pour améliorer la présentation.

cadre du modèle de coalescence que l'on a vu plus haut appliqué à la production d'antimatière légère. L'ensemble de ce travail est détaillé dans [8] et [76] : la section efficace de production d'antimatière est déterminée par la section efficace de production d'antiprotons à la puissance A (où A est le nombre d'antinucléons composant l'antinoyau) multipliée par un coefficient de coalescence. La section efficace de production d'antiprotons joue donc un role central dans cette étude.

5.2 Flux d'antiprotons mesuré à 2700 m

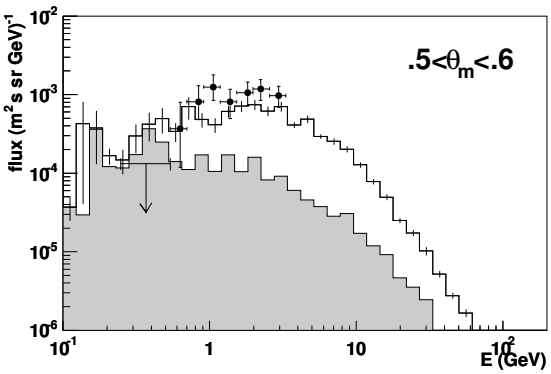

FIG. 1.18 – Flux d'antiprotons atmosphériques mesuré au Mont Norikura (altitude 2770 m au-dessus du niveau de la mer) par la collaboration BESS [78], comparé au résultat de la simulation. L'histogramme grisé représente la contribution des processus d'interactions non-annihilantes.

Des mesures du flux d'antiprotons ont été réalisées par l'expérience BESS sur une montagne près de Tokyo à 2770 m au-dessus du niveau de la mer [79]. C'est pour nous un moyen de tester la précision de notre simulation. En effet, à cette altitude (épaisseur de l'atmosphère de l'ordre de 930 g/cm^2) le flux galactique d'antiprotons est complètement absorbé et le flux mesuré est entièrement constitué d'antiprotons produit lors des collisions dans l'atmosphère.

La figure 1.18 représente le flux de $\overline{p}$ à l'altitude de 2770 m mesuré par BESS, comparé au résultat de la simulation et montre que notre outil est capable de reproduire des flux purement secondaires. On peut aussi noté sur cette figure l'importance de bien prendre en compte l'interaction non-annihilante des antiprotons.

5.3 Antimatière atmosphérique à 38 km d'altitude

Antiproton

La figure 1.19 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[80], dont le flux corrigé de la production atmosphérique dit TOA ("Top Of Atmosphere") est présenté. 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

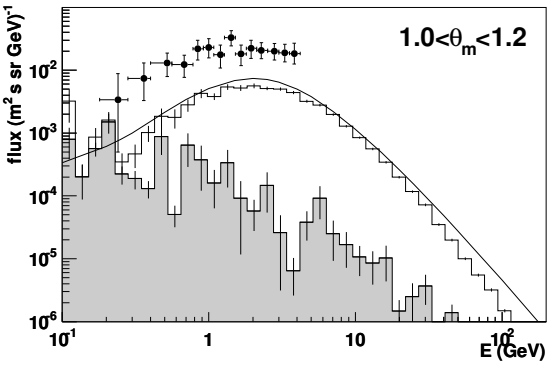

FIG. 1.19 – Flux différentiels zénithaux d'antiprotons secondaires (histogramme) et tertiaires issus de la simulation (histogramme gris) à 38 km comparés aux données TOA de BESS98 [80] (cercles pleins) et les flux atmosphériques estimés par résolution de l'équation de transport (ligne continue) voir [8].

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 sur la figure 1.19, 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 flux atmosphériques à cette altitude.

Cette étude a permis de réévaluer les corrections à apporter aux flux d'antiprotons mesurés par les expériences ballons dans l'atmosphère.

Antideuton

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 1.20. La limite supérieure des flux d'antideutons issus de matière sombre supersymétrique [81] est présentée pour indication. Le spectre présente la même forme que celui des antiprotons mis à part le maximum décalé vers les hautes énergies du fait du seuil de production des antideutons (voir annexe de [8]). 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. On a donc un rapport des flux atmosphériques $\bar{\mathrm{D}}/\bar{p} \sim 1.5 \times 10^{-5}$ qui correspond au rapport de production.

5.4 Antimatière à 400 km d'altitude

Antiproton

On peut voir sur les figure 1.21 les flux d'antiprotons atmosphériques estimés pour une altitude de satellite. On remarquera que ces particules ne sont présentes qu'à des énergies inférieures à la coupure géomagnétique. Ceci n'est pas surprenant car inhérent au mécanisme de piégeage magnétique. La composante tertiaire est dominante, et ce de manière croissante avec la latitude.

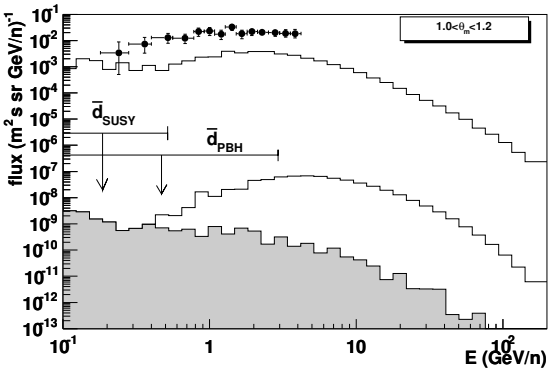

FIG. 1.20 – Flux différentiels zénithaux d'antideutons secondaires (histogramme bas) et tertiaires (histogramme gris) à 38 km avec en haut les flux expérimental (cercles pleins) et calculé (histogramme haut) d'antiprotons correspondant à l'expérience BESS98[80]. La limite supérieure des flux de $\bar{d}$ issus de l'annihilation de matière sombre supersymétrique, notés $\bar{d}_{SUSY}$, est tirée de [81].

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 vont pouvoir être piégés 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'origines atmosphériques à l'altitude des satellites.

Compte tenu du nombre non négligeable de particules atmosphériques prévues pour une expérience comme AMS02, on devrait pouvoir vérifier la justesse des modèles de production et d'interaction des antiprotons dans l'atmosphère.

Antideuton

Les flux zénithaux d'antideutons atmosphériques à l'altitude d'AMS sont présentés sur la figure 1.22 et présentent les mêmes caractéristiques que les flux d'antiprotons et 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'origines atmosphériques.

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 importants à basse énergie, ils seront recherchés à haute latitude où ils sont accessibles.

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.

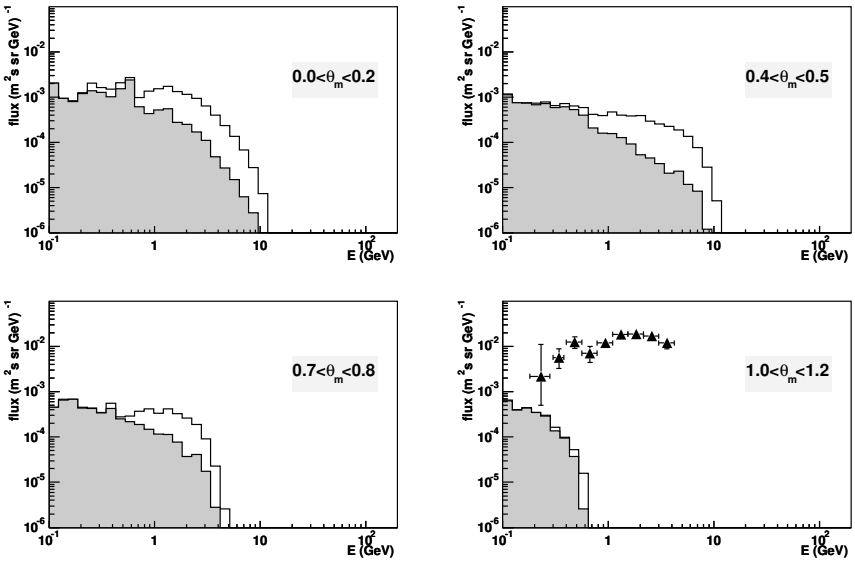

FIG. 1.21 – Flux différentiels zénithaux d'antiprotons secondaires et tertiaires (en gris) calculés à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques θ_m. Les triangles pleins représentent les données TOA de l'expérience BESS99[82].

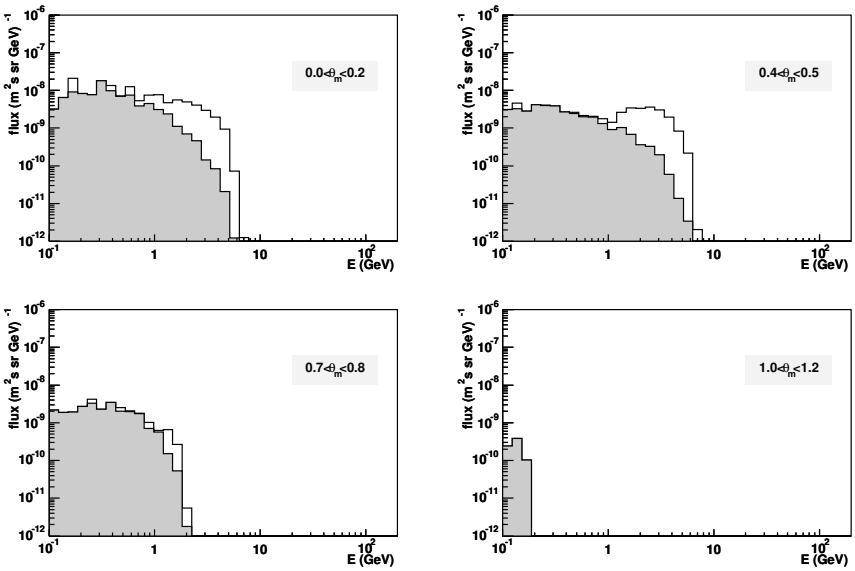

FIG. 1.22 – Flux différentiels zénithaux d'antideutons secondaires et tertiaires (en gris) à 400 km pour différentes latitudes géomagnétiques θ_m.

Antinoyaux légers (A=3 et A=4)

L'étude de l'asymétrie matière-antimatière de l'Univers peut se faire à travers la recherche d'antihélium primordial dans le rayonnement cosmique chargé. Les antinoyaux légers $^{3}\overline{\mathrm{H}}$, $^{3}\overline{\mathrm{He}}$ et $^{4}\overline{\mathrm{He}}$ (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, avec le même rayon de coalescence que pour les antideutons [8]. On remarquera qu'ici la production d'un $^{3}\overline{\mathrm{H}}$ est équivalente à celle d'un $^{3}\overline{\mathrm{He}}$ 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 $^{2}\overline{\mathrm{H}}$ 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 et de ce fait on a pu montrer que les flux d'antinoyaux légers d'origines atmosphériques pouvaient être considérés comme négligeables pour les études futures [8].

6 Estimation des flux de neutrinos atmosphériques [83]

6.1 Introduction

La nécessité d'avoir une évaluation des flux de neutrinos d'origine atmosphérique est devenue pour la communauté scientifique un enjeu important depuis la mise en évidence d'oscillations des neutrinos et la mesure à partir des flux de neutrinos observés des paramètres d'oscillation. En particulier, les mesures à hautes statistiques réalisées ces dernières années [84, 85] rendent des estimations théoriques du flux attendu hautement désirables.

Les calculs à une dimension ont été pendant longtemps considérés comme une approximation suffisante pour l'évaluation de ces flux jusqu'à ce que des premières tentatives de mises en place de simulation à trois dimensions soient initiées [86, 87, 88].

Le travail de simulation que nous avons effectué pour étudier la production de particules atmosphériques pouvait s'étendre de manière naturelle à l'étude de la production des neutrinos atmosphérique, il suffisait alors d'implémenter la production de neutrinos via les désintégrations de pions, muons et kaons. Nous avons donc entrepris ce travail et avons été parmi les premiers à présenter des premières estimations 3D [89]. Les résultats complets de calculs des flux de muons et de neutrinos ont ensuite été publiés [90].

6.2 Simulation

Sections efficaces de production

Mais une évaluation précise des flux de neutrinos nécessite une description très précise des sections efficaces. On a donc poursuivi cette étude en essayant d'améliorer la description des sections efficaces de production de particules secondaires et surtout d'évaluer le niveau de précision atteint sur l'estimation des flux [83].

Les sections efficaces utilisées dans le programme pour simuler la production de particules secondaires constituent donc l'ingrédient le plus important du calcul et la source principale d'erreurs dans l'estimation des flux. On a donc repris les paramétrisations pour les ajuster sur un ensemble plus important de données expérimentales [92]. L'ensemble des données utilisées pour l'ajustement a été sélectionné pour couvrir autant que possible les régions cinématiques importantes pour la production atmosphérique. Un avantage important de la méthode d'ajustement est qu'elle permet aussi d'évaluer l'incertitude associée à la paramétrisation.

Un exemple illustratif est montré sur la figure 1.23 où la section efficace de production de proton ($p + \mathrm{Be} \rightarrow p + X$ à 19 GeV/c) obtenue en ajustant la paramétrisation sur l'ensemble des données utilisées est comparée aux données de [91]. La zone de confiance à 95 % est représentée en gris (la méthode utilisée pour déterminer cette zone est décrite dans [83]).

Techniques de réduction de la variance

Dans la première étude réalisée (voir [90]), on a été clairement limité par la statistique du Monte-Carlo pour estimer les flux de neutrinos, nous avons donc, en parallèle avec l'optimisation du code, recherché des techniques permettant d'améliorer la statistique pour un temps de calcul donné. Nous nous sommes tournés vers des techniques de réduction de la variance [93] et en particulier vers la méthode dite d'échantillonnage significatif ("important sampling"). Cette méthode consiste à augmenter dans l'échantillon de particules primaires la proportion des particules qui produiront des particules qui contribueront majoritairement aux distributions que l'on

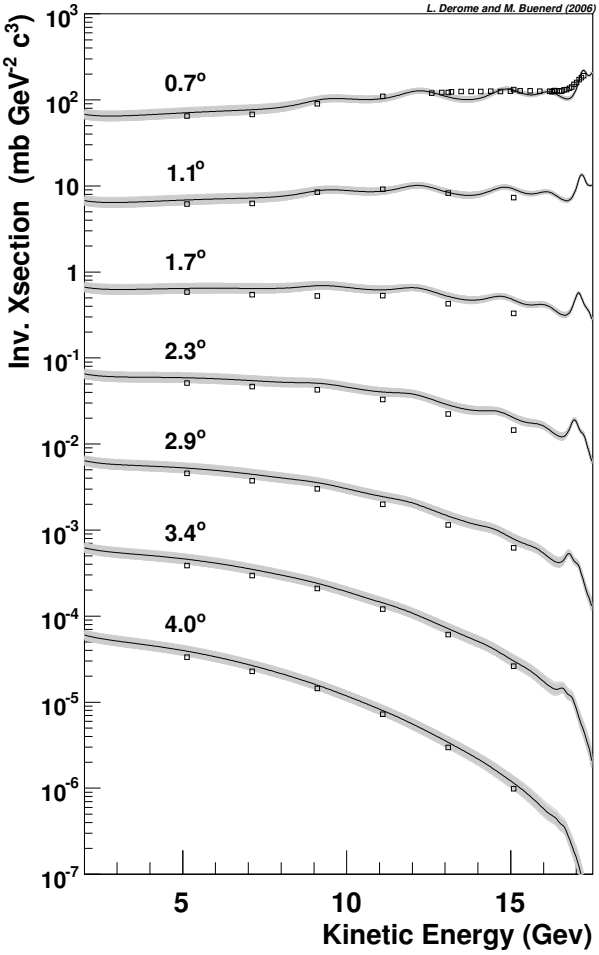

FIG. 1.23 – Sections efficaces différentielles mesurées (symboles) dans la réaction $p+Be \rightarrow p+X$ à 19 GeV/c [91] comparées avec la paramétrisation ajustée en fonction de l'énergie cinétique du proton produit à différents angles de production : 0.7^o, 1.1^o (multiplié par 10^{-1}), 1.7^o ($\times 10^{-2}$), 2.3^o ($\times 10^{-3}$), 2.9^o ($\times 10^{-4}$), 3.4^o ($\times 10^{-5}$) , 4.0^o ($\times 10^{-6}$).

souhaite étudier. Un poids statistique égal à l'inverse de ce facteur est associé à ces particules et à l'ensemble des particules qui seront issues de celle-ci. Ce poids statistique est ensuite utilisé pour calculer les différentes distributions.

Par exemple, si l'on souhaite évaluer le flux de neutrinos à haute énergie, le rayonnement cosmique primaire de haute énergie a une contribution dominante alors que son abondance est naturellement faible. On va donc artificiellement augmenter la génération des particules primaires de haute énergie dans le Monte-Carlo. De même, pour évaluer les flux de neutrinos à un endroit de la Terre, on a intérêt à augmenter sensiblement le nombre de particules primaires initiées à la verticale de cet endroit pour obtenir une évaluation précise du flux vertical descendant.

L'avantage de cette méthode est que les estimateurs construits ne sont pas biaisés, un mauvais choix de modification de l'échantillonnage va rendre les estimateurs moins efficaces mais ne les biaisera pas.

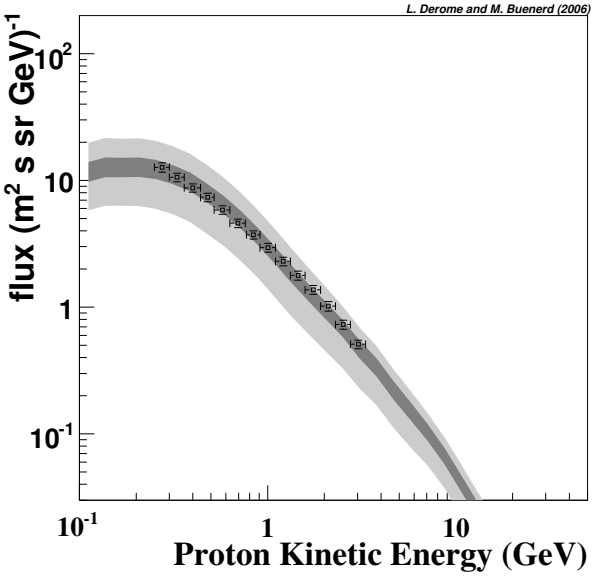

FIG. 1.24 – Symboles : Flux de protons mesuré sur le Mt Norikura au Japon (36 ^{o}N,137.5 ^{o}E, altitude 2770 m au-dessus du niveau de la mer) par BESS [94]. La zone gris clair correspond à l'intervalle de confiance à 95 % estimé à partir de la simulation (seule l'erreur venant des sections efficaces de production est considérée). La zone grisée sombre correspond à l'intervalle de confiance à 95 % obtenue en ajustant les sections efficaces sur les mesures de flux atmosphériques (voir la partie 6.3).

6.3 Résultats

Flux de protons dans l'atmosphère

Pour tester la précision de la simulation, on doit tester sa capacité à reproduire les flux secondaires mesurés récemment dans l'atmosphère par les expériences CAPRICE entre le niveaux de la mer et environ 40 km [95], et l'expérience BESS [82]. La figure 1.24 montre le flux mesuré par BESS installé sur une montagne à 2770 m d'altitude comparé au flux calculé à l'aide de

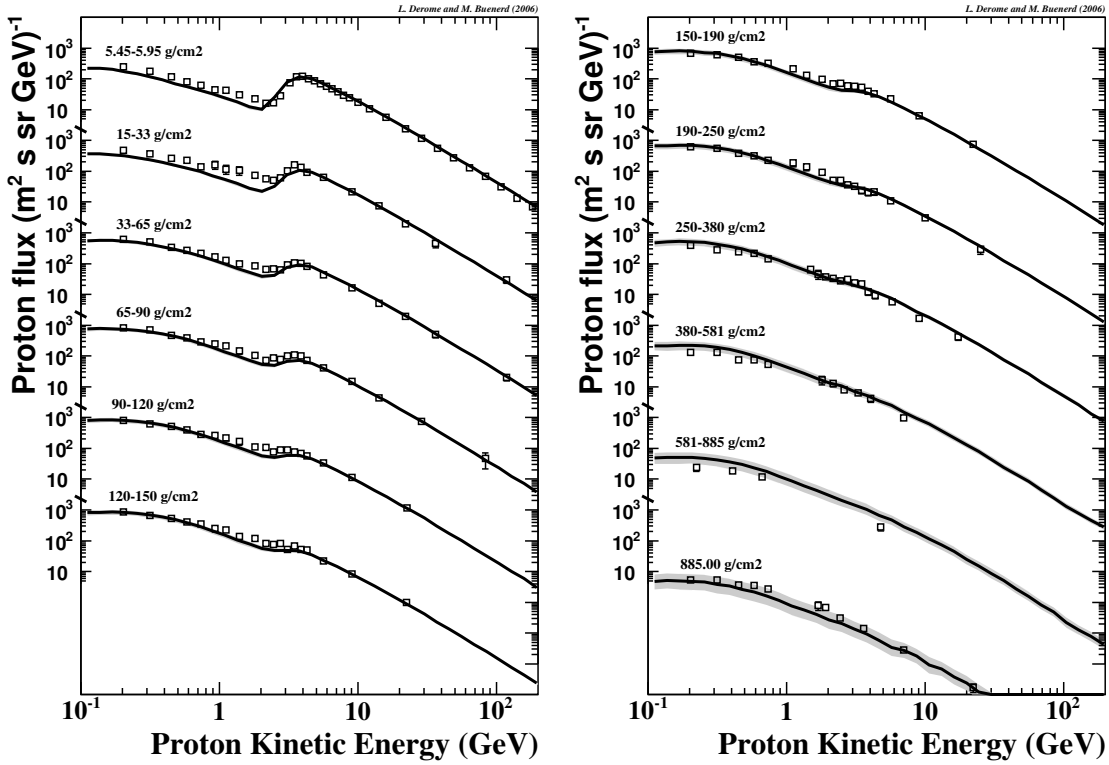

FIG. 1.25 – Symboles : Flux de protons mesurés par l'expérience CAPRICE pour différentes altitudes lors du vol effectué en 1998 depuis Fort Summer, New Mexico [95] comparés au résultat de la simulation. La zone gris clair correspond à l'intervalle de confiance à 95 % estimé à partir de la simulation (seule l'erreur venant des sections efficaces de production est considérée).

la simulation. L'intervalle de confiance correspondant à un niveau de confiance de 95 % est représenté par la zone gris clair. Cette estimation de l'incertitude ne prend en compte que l'incertitude sur les sections efficaces de production (la contribution de l'incertitude sur le flux primaire est non négligeable). La largeur importante de l'intervalle de confiance est due au grand nombre d'interactions entre la particule incidente en haut de l'atmosphère et la particule détectée (en moyenne de l'ordre de 8 voir [96]).

La figure 1.25 représente le flux mesuré par l'expérience CAPRICE pour différentes altitudes lors du vol effectué en 1998 depuis Fort Summer, New Mexivo [95] et les résultats de la simulation correspondants. A haute altitude, l'effet de la coupure géomagnétique (6 GV à cet endroit) est clairement visible : Au-dessus de la coupure, on a donc un flux dominé par la composante galactique et sous la coupure on a une composante atmosphérique produite par l'interaction des particules galactiques. Lorsque l'on descend en altitude le flux galactique est de plus en plus absorbé et la contribution atmosphérique devient dominante sur l'ensemble du spectre. L'intervalle de confiance à 95 % est représenté en gris clair sur la figure 1.25 pour les différentes altitudes. On voit que la largueur de l'intervalle augmente avec le nombre moyen d'interactions et devient très importante à basse altitude comme on l'avait déjà vu sur la figure 1.24.

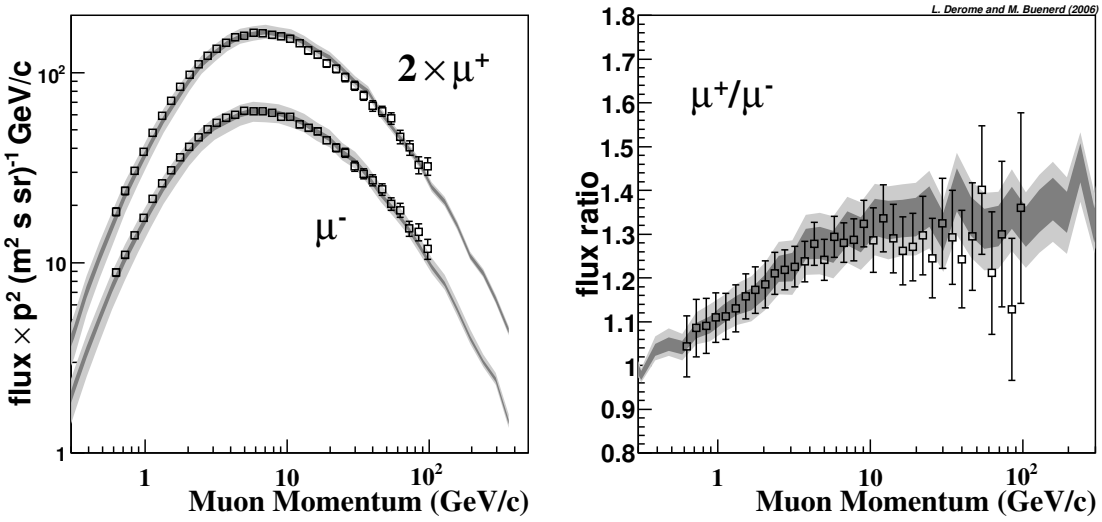

FIG. 1.26 – Symboles : Flux de muons et rapport μ^+/μ^- mesurés sur le Mt Norikura au Japon (location 36 ^{o}N,137.5 ^{o}E, altitude 2770 m au-dessus du niveau de la mer) [94]. La zone gris clair correspond à l'intervalle de confiance à 95 % estimé à partir de la simulation (seule l'erreur venant des sections efficaces de production est considérée). La zone gris sombre correspond à l'intervalle de confiance à 95 % obtenu en ajustant les sections efficaces sur les mesures de flux atmosphériques (voir la partie 6.3).

Flux de muons dans l'atmosphère

Les muons atmosphériques sont produits à travers les mêmes canaux de désintégrations que les neutrinos. Les spectres de muons mesurés dans l'atmosphère par plusieurs expériences [98, 94, 97, 99, 100, 101] constituent donc un outil très sensible permettant de tester les performances de la simulation et d'évaluer la précision des flux de neutrinos produits.

Les figures 1.26 et 1.27 représentent les flux de μ^+ et de μ^- mesurés en montagne (Mt Norikura, 36 ^{o}N,137 ^{o}E, altitude 2770 m) [94] et au niveau de la mer (Tsukuba, 36 ^{o}N,140 ^{o}E, altitude 30 m) [97]. Les intervalles de confiances à 95 % sont aussi représentés sur ces figures, ils incluent les incertitudes associées à la production secondaire de protons, neutrons, pions dans l'atmosphère. Il faut noter que pour le rapport μ^+/μ^- seul l'incertitude liée à la production de pions entre en compte. La figure 1.28 représente les flux de μ^+ et de μ^- calculés à l'aide de la simulation comparés aux mesures effectuées lors du vol de l'expérience CAPRICE depuis Fort Summer en 1998 [99]. On peut ici vérifier la capacité de la simulation à reproduire le flux depuis la haute atmosphère jusqu'au niveau de la mer avec une grande précision.

Utilisation des flux atmosphériques mesurés pour contraindre les sections efficaces de production secondaire

On voit clairement sur les figures 1.24 et 1.28 que, au moins pour les mesures à basses altitudes, la précision statistique atteinte par les mesures atmosphériques est significativement meilleure que la précision que nous obtenons compte tenu des incertitudes sur les sections efficaces de productions des particules secondaires. Ce résultat est obtenu alors que nous avons pris

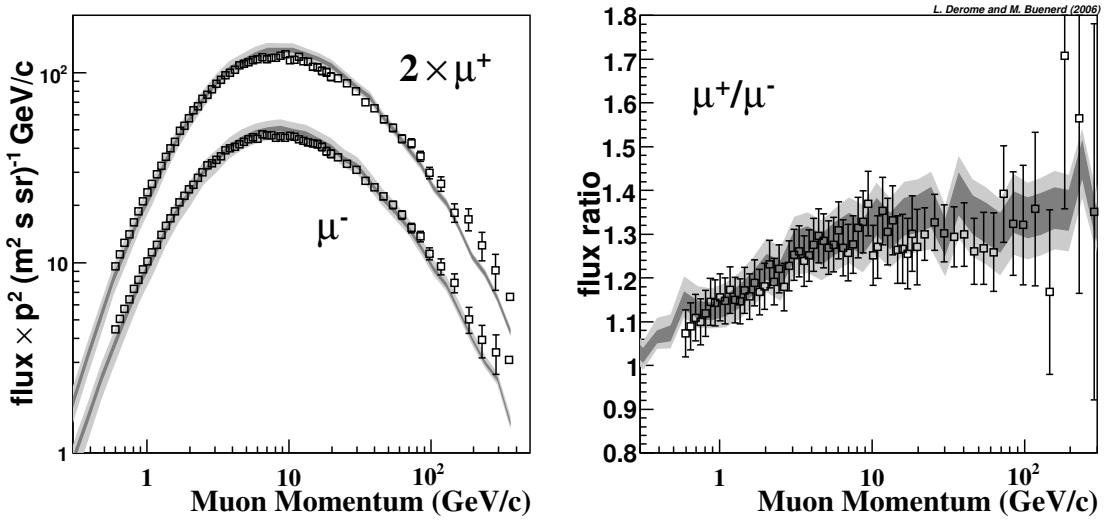

FIG. 1.27 – Symboles : Flux de muons et rapport μ^+/μ^- mesurés à Tsukuba, Japon (location 36.2 ^{o}N,140.1 ^{o}E, altitude 30 m au-dessus du niveau de la mer) [97]. Les zones gris clair et gris foncé sont définies dans la légende de la figure 1.26.

soin de collecter l'ensemble des données d'accélérateurs pour contraindre au mieux ces sections efficaces. On peut donc dire, qu'en ce sens, les mesures atmosphériques sont ici plus précises que les mesures directes.

Dans les autres évaluations des flux de neutrinos, la production de particules secondaires est basée sur des codes de simulation hadronique Monte-Carlo [86, 87, 88]. Les mesures atmosphériques sont ensuite utilisées pour valider ou invalider tel ou tel code. On peut ici tirer parti de notre approche plus phénoménologique pour essayer d'utiliser les données atmosphériques de manière quantitative pour contraindre la production de particules secondaires en ajustant les paramètres des sections efficaces sur les flux atmosphériques.

On a utilisé pour cette procédure les mesures de flux de protons et de flux de muons réalisées par l'expérience BESS sur le Mont Norikura et à Tsukuba pour contraindre les sections efficaces de production de protons et de pions. L'intervalle de confiance à 95 % obtenu est représenté en gris foncé sur les figures 1.24,1.26 et 1.27.

Flux de neutrinos sur le site de Super-Kamiokande

Les flux de neutrinos ont été évalués sur le site du détecteur Super-Kamiokande. La figure 1.29 représente le flux de neutrinos $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ et $\nu_e + \bar{\nu}_e$ moyenné sur 4π d'angle solide et les rapports de flux $\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}$, $\frac{\nu_\mu}{\bar{\nu}_\mu}$ et $\frac{\nu_e}{\bar{\nu}_e}$. Comme dans les figures précédentes la zone gris clair correspond à l'intervalle de confiance à 95 %, estimé à partir des sections efficaces de production ajustées sur les données nucléaires. On voit sur cette figure que les incertitudes sur les flux sont de l'ordre de 10 % et que comme attendu, ces erreur sont considérablement réduites lorsque l'on considère les rapports de flux $\frac{\nu_e}{\bar{\nu}_e}$ (insensible à la section efficace de production de protons et neutrons) et pour $\frac{\nu_\mu}{\bar{\nu}_\mu}$ (insensible à la section efficace de production de protons et neutrons mais aussi à la production de pions à basse énergie) et s'annulent pour le rapport $\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}$ (insensible à la section

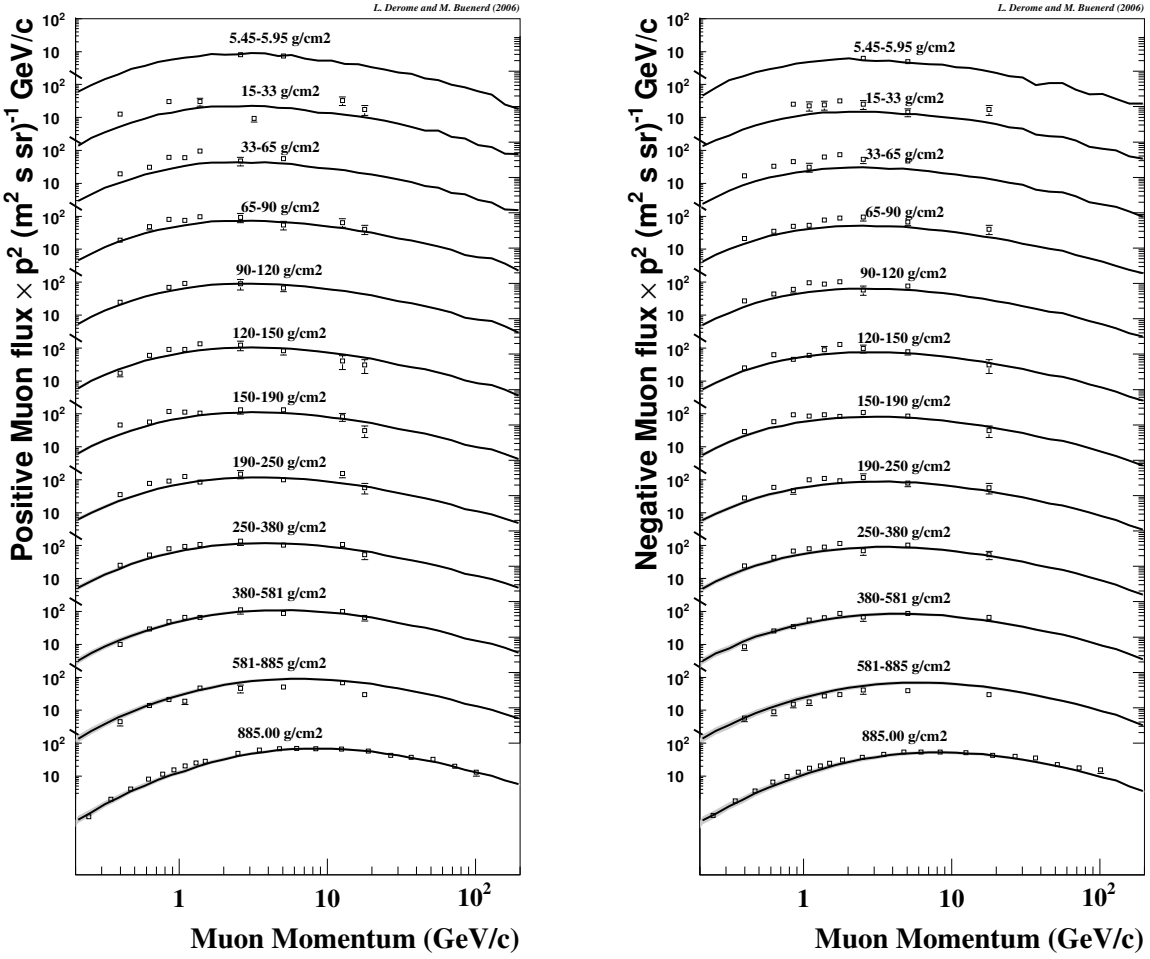

FIG. 1.28 – Symboles : Flux de muons mesurés par l'expérience CAPRICE pour différentes altitudes dans l'atmosphère. Les lignes représentent les flux calculés et les zones grises claires correspondent à un intervalle de confiance à 95 %.

efficace de production de protons et neutrons et de pions).

Les zones gris sombre sur la figure 1.29 correspondent aux intervalles de confiance à 95 % obtenus en ajustant les sections efficaces sur les mesures de flux atmosphériques. On voit en particulier que cette méthode permet de réduire l'incertitude sur les flux absolus à un niveau de l'ordre de 3 %.

La distribution zénithale des flux de neutrinos sur le site de Super-Kamiokande est présentée sur la figure 1.30 pour 5 intervalles d'énergies allant de 0.1 à 30 GeV. A basse énergie, on observe une augmentation significative des flux dans la direction horizontale $\cos\theta_z = 0$. C'est typiquement un effet important que seul une simulation 3D peut reproduire. Il résulte de l'isotropisation du flux de neutrinos par les interactions des rayons cosmique dans l'atmosphère [102] : Cet effet est maximal si la production de neutrinos est complètement isotrope et il est nul si la production est parfaitement collimatée avec le rayon cosmique incident (on retrouve un flux isotrope), ce qui explique pourquoi cet effet diminue avec l'énergie puisqu'à haute énergie la production

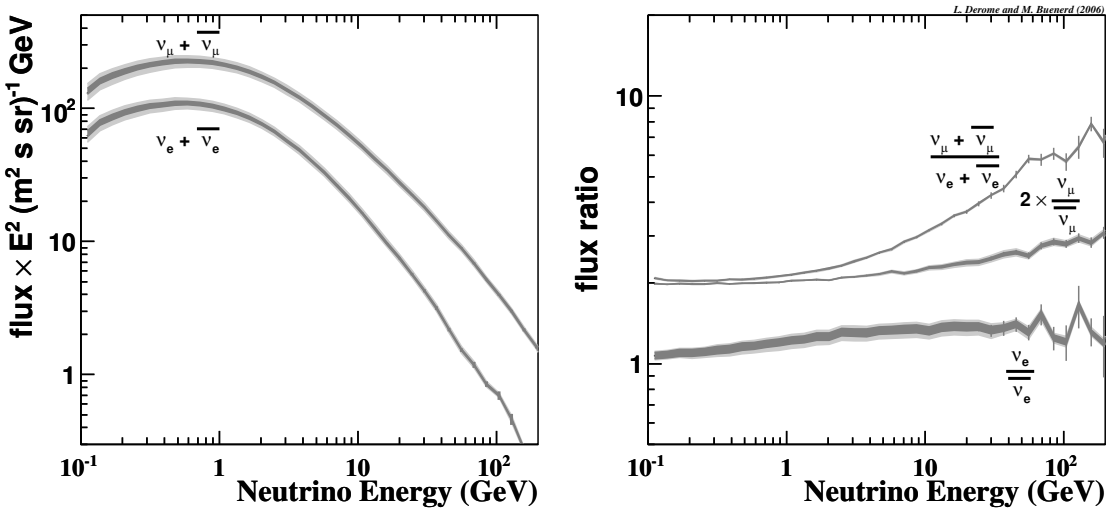

FIG. 1.29 – Flux de neutrinos (gauche) et rapports de flux (droite) calculés pour le site de Super-Kamiokande et moyennés sur 4π. Les zones gris clair représentent l'intervalle de confiance à 95 % estimé à partir de la simulation (seule l'erreur venant des sections efficaces de production est considérée). Les zones gris sombre correspondent aux intervalles de confiance à 95 % obtenus en ajustant les sections efficaces sur les mesures de flux atmosphériques (voir la partie 6.3).

de particules secondaires est de plus en plus collimatée. En dehors de la région $\cos\theta_z = 0$ la distribution est plate à basse énergie en dehors de petites structures qui sont liées à des effets géomagnétiques spécifiques au site de Super-Kamiokande. A plus haute énergie on voit que la dépendance en $|\cos\theta_z|$ devient plus raide : on devient sensible à la probabilité qu'a le muon de se désintégrer avant de toucher le sol, qui dépend de l'énergie du muon mais aussi de la longueur parcourue dans l'atmosphère et donc de $\cos\theta_z$. L'effet est plus important pour les neutrinos électroniques car ils ne sont produits que via la désintégration du muon, ce qui apparaît très clairement sur la figure 1.30 à droite où le rapport $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ est représenté.

La distribution azimutale des flux et des rapports de flux est représentée sur la figure 1.31 de gauche pour les mêmes 5 intervalles d'énergies allant de 0.1 à 30 GeV. Sur ces figures les particules allant vers le nord et vers l'est correspondent à des angles azimutaux respectivement égaux à 0 et à $\frac{\pi}{2}$ rad. Les structures à basse énergie ont pour origine la coupure géomagnétique sur les particules primaires : l'effet est-ouest sur le flux primaire (plus de particules se dirigeant vers l'est que de particules allant vers l'ouest) se retrouve sur les flux de neutrinos que l'on obtient ici. Pour les énergies plus élevées, les neutrinos sont produits dans des gerbes initiées par des rayons cosmiques plus énergétiques qui sont moins sensibles à la coupure géomagnétique, ce qui explique la disparition de ces structures à haute énergie.

Les rapports de flux $\nu_e/\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ sont représentés sur la figure 1.31 de droite. On peut noter que le rapport $\nu_e/\bar{\nu}_e$ présente une asymétrie est-ouest plus importante et inverse de l'asymétrie $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$. Cette asymétrie peut être expliquée par la courbure des muons dans le champ magnétique terrestre [103] : dans la chaîne de production $p \to \pi^+ \to \mu^+\nu_\mu \to \nu_e\bar{\nu}_\mu$, le muon va se propager avec la même courbure que le proton. On peut donc s'attendre à ce que les neutrinos produits lors de la désintégration du μ^+, ν_e et $\bar{\nu}_\mu$ subissent un effet est-ouest plus important. Par contre,

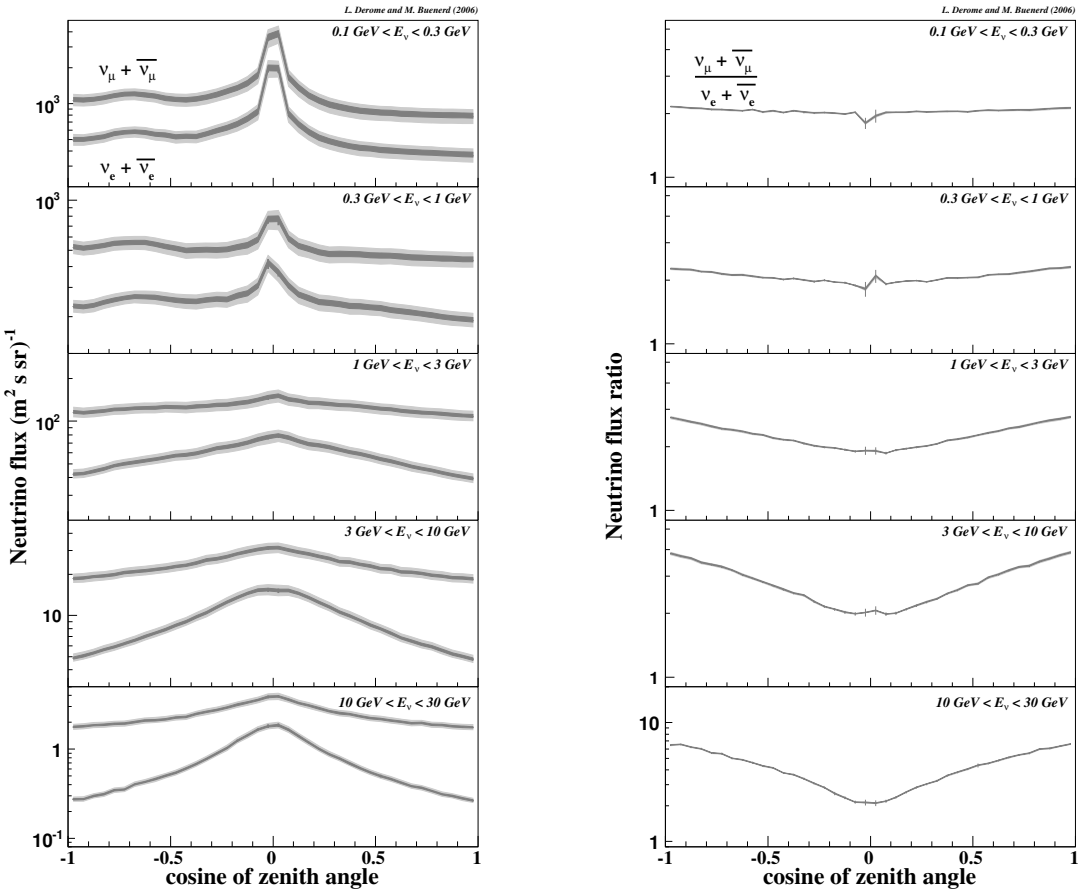

FIG. 1.30 – Distribution zenithale et rapport $(\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu)/(\nu_e+\bar{\nu}_e)$ des neutrinos sur site de Super-Kamiokande pour cinq intervalles d'énergie de 0.1 à 30 GeV. Les zones gris clair et gris foncé sont définis dans la légende de la figure 1.29.

dans la chaîne $p \to \pi^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu \to \nu_\mu\bar{\nu}_e$ les muons vont avoir une courbure opposée à celle des protons et on s'attend à avoir un effet de coupure géomagnétique moindre. On s'attend donc à une réduction de l'effet est-ouest pour les produits de désintégration du μ^- : ν_μ et $\bar{\nu}_e$. De plus comme les neutrinos muoniques sont produits aussi par la désintégration du pion qui ne subira pas l'effet plus haut, l'asymétrie est-ouest est plus importante pour le rapport $\nu_e/\bar{\nu}_e$ que pour $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$. Ces résultats confirment la prédiction qualitative de [103] :

$$A_{\bar{\nu}_e} < A_{\nu_\mu} < A_{\bar{\nu}_\mu} < A_{\nu_e}$$

où A représente l'asymétrie est-ouest pour les différentes saveurs de neutrinos.

En conclusion, on a montré ici comment la simulation, qui avait été initiée pour reproduire les résultats d'AMS01, a pu être utilisée pour estimer les flux de neutrinos atmosphériques avec une grande précision. De plus on a pu ici montrer comment dans cette approche on a pu estimer l'incertitude associée au calcul des flux de neutrinos atmosphériques.

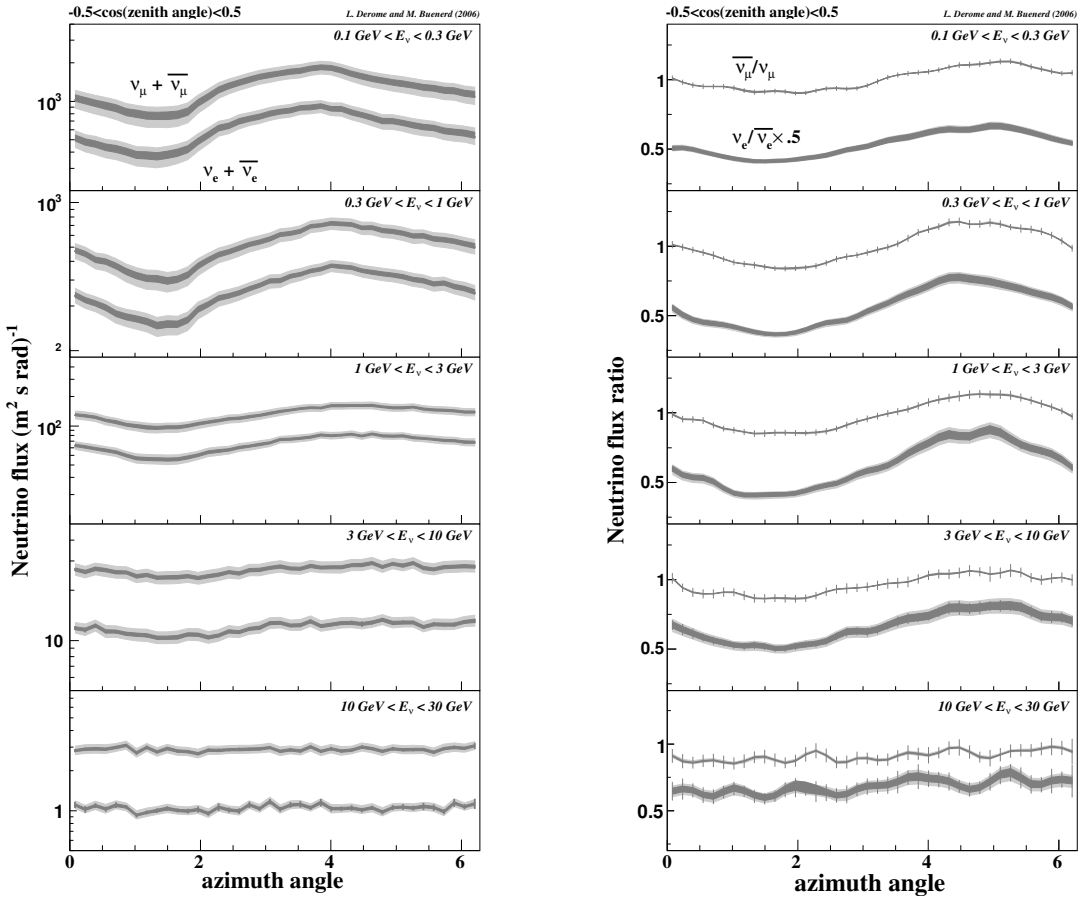

FIG. 1.31 – Distribution azimutale et rapport $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ des neutrinos sur site de Super-Kamiokande pour cinq intervalles d'énergie de 0.1 à 30 GeV. Les zones gris clair et gris foncé sont définis dans la légende de la figure 1.29.

Chapitre 2

Perspectives

1 Etude de la composante sous la coupure géomagnétique

On a pu montrer grâce aux travaux présentés ici que l'ensemble des phénomènes observés par AMS01 peuvent très bien être reproduits et compris avec une simulation de l'interaction des rayons cosmiques dans l'environnent de la Terre. De nouvelles expériences mesurent ou vont mesurer ces composantes sous la coupure : PAMELA (expérience sur le satellite russe Resurs-DK1, lancée en juin 2006) et AMS02 dont le lancement devrait avoir lieu à partir de 2010.

Il sera dans un premier temps intéressant de vérifier que l'on est capable de reproduire les mesures sur les composantes sous la coupure que ces expériences vont observer. Pour l'expérience PAMELA, on peut s'attendre à avoir des résultats différents de ceux d'AMS01 car l'acceptance angulaire du détecteur, l'altitude et l'orbite du satellite sont différents. De plus la statistique devrait être beaucoup plus grande et donc on pourra tester de façon plus précise notre simulation. La principale inconnue dans ces estimations est finalement les sections efficaces d'interaction du rayonnement cosmique dans l'atmosphère pour la production de protons, neutrons, pions, antiprotons, noyaux légers,... Il est clair que de nouvelles données nucléaires serait nécessaires pour améliorer cette connaissance mais aucun projet (hors peut-être HARP au CERN) n'est aujourd'hui en développement. Les résultats des mesures de la composante sous la coupure géomagnétique pourront donc être utilisés pour contraindre les sections efficaces de production de la même manière que ce qui a été fait pour l'étude de la production de neutrinos atmosphériques. En particulier, les mesures d'antiprotons sous la coupure géomagnétique devrait permettre de mieux contraindre les sections efficaces de production d'antiprotons et donc de mieux estimer la production secondaire galactique attendue qui sera mesurée au-dessus de la coupure géomagnétique.

2 Etude du rayonnement cosmique

2.1 Que reste-t-il à comprendre sur le rayonnement cosmique

Malgré un siècle de mesures intensives sur le rayonnement cosmique, un grand nombre de choses reste incompris. On peut ici essayer d'en donner une liste non exhaustive :

- Quelles sont les sources du rayonnement cosmique ? Même si de nombreux arguments font des restes de supernovae les candidats favoris comme lieu d'accélération du rayonnement cosmique, aucune preuve n'as pu aujourd'hui encore être établie.

- Les sources de rayonnement gamma au TeV sont-elles des sources hadroniques ou leptoniques ?
- Quels sont les mécanismes d'injections de la matière dans les fronts de chocs ?
- Quels sont les mécanismes qui accélèrent les particules du rayonnement cosmique ?
- Ces mécanismes peuvent-ils produire des spectres plus du que E^{-2} ?
- Comment est violée la limite d'accélération Legage-Cesarky ? Quelle est l'énergie maximale à laquelle ces sources peuvent accélérer le rayonnement cosmique ?
- Toutes les sources produisent-elles le même spectre ?
- Le spectre mesuré est-il local ou correspond-il au spectre moyen dans la Galaxie ?
- Peut-on mettre en évidence la présence de matière noire galactique grâce au rayonnement cosmique. Quelle est la contribution de l'annihilation de matière noire dans les composantes $\bar{p}$, $\bar{\mathrm{D}}$, e^+ ?
- Quel est le coefficient de diffusion du rayonnement cosmique ? Quel est la taille est la géométrie du halo de diffusion ?
- L'anisotropie du rayonnement cosmique mesurée est très faible même à haute énergie (au niveau du genou). Ceci semble incompatible avec l'anisotropie que l'on obtient dans le modèle de diffusion avec un coefficient de diffusion de l'ordre de 0.6.
- Le genou dans le spectre du rayonnement cosmique reste inexpliqué. Correspond t-il à la limite d'accélération des sources ou est-il lié à un changement de régime du processus de diffusion du rayonnement cosmique ?
- Où se situe la transition entre le rayonnement d'origine galactique et extragalactique ? Juste au-dessus du genou vers 10^{17} eV ou juste avant la fin du spectre vers 10^{18} eV ?
- Qu'elles sont les sources extragalactiques du rayonnement cosmique à ultra haute énergie au delà de 10^{18} eV ?
- Quelle est l'énergie maximale des rayons cosmiques ? Y a t-il une coupure dans le spectre ? Correspond t-elle à la coupure GZK ?

Pour répondre à ces questions, de nombreuses expériences ont été mises en œuvre ces dernières années ou sont en projet pour les années futures. Ces expériences ont pour objet soit des mesures directes du rayonnement cosmique entre 1 GeV et 1 PeV, soit des mesures indirectes au niveau du sol pour la partie du flux au delà de 1 PeV. Nous participons actuellement à deux expériences de mesure directe : AMS02 et CREAM.

2.2 Participations aux expériences AMS02 et CREAM

Le détecteur RICH d'AMS02

L'expérience AMS02 a pour objectif l'étude du rayonnement cosmique dans le domaine d'énergie entre quelques centaines de MeV et 10^3 GeV. C'est un spectromètre de particules qui va être installé sur la Station Spatiale Internationale (ISS). AMS02 recherchera dans le rayonnement cosmique l'antimatière d'origine primordiale et pourra tester la présence de la matière noire dans la Galaxie. De plus l'expérience AMS02 étudiera avec une grande précision le rayonnement cosmique de particules chargées ainsi que le rayonnement gamma cosmique.

Je suis actuellement engagé dans la préparation de la seconde phase du programme expérimental d'AMS02, en particulier sur l'instrumentation du spectromètre avec une participation à la construction de l'imageur Tcherenkov (RICH). Le RICH est un sous détecteur d'AMS02 qui participe à l'identification des particules en mesurant leur vitesse et leur charge. Lors de ces dernières années, nous avons dû concrétiser le design final du détecteur et effectuer les tests d'un

prototype.

Actuellement, l'instrument RICH est en cours d'intégration à Madrid et l'intégration du RICH dans AMS02 est prévue pour la fin 2007, début 2008. Ensuite un important programme de tests est prévu, notamment avec des tests en cosmiques et des tests sur faisceau. Nous participerons à la phase d'intégration et aux campagnes de test de l'instrument pour valider les performances attendues. Cette participation, en collaboration avec l'ensemble de l'équipe travaillant sur le RICH, doit nous permettre de préparer dans les meilleures conditions l'analyse des données d'AMS02.

Participation à l'expérience CREAM

L'expérience CREAM est une expérience embarquée sur ballon dont l'objectif est de mesurer le rayonnement cosmique mais à plus haute énergie, c'est à dire entre 10^3 GeV et 10^6 GeV. Dans ce domaine d'énergie, la mesure du rayonnement cosmique permettra de mieux comprendre à la fois les processus de production (injection et d'accélération) ainsi que les processus de propagation (en particulier la diffusion sur le champ magnétique de la Galaxie). De plus la région des hautes énergies (vers 1000 TeV) est particulièrement intéressante car l'on sait que le spectre du rayonnement cosmique change d'indice autour de cette énergie : le spectre devient plus dur d'où le nom donné à cette région du spectre, le genou. L'étude de l'évolution des spectres des différentes composantes du rayonnement cosmique est fondamentale pour comprendre l'origine de cette structure. La statistique attendue au niveau du genou sera trop faible pour que CREAM puisse distinguer les différentes composantes du spectre à ce niveau mais la mesure de ces spectres à plus basse énergie permettra de calibrer les détecteurs au sol étudiant la structure du genou comme l'expérience KASCADE.

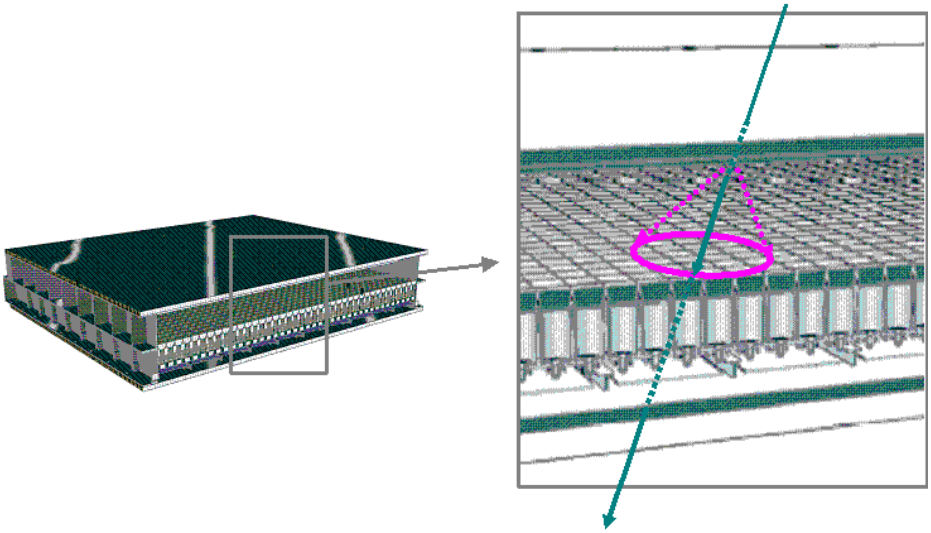

Fig. 2.1 – Principe de mesure de la charge dans CherCam

Pour l'ensemble de la physique de CREAM l'identification des éléments (mesure de la charge) est donc une tâche centrale que doit remplir ce détecteur. Le groupe de LPSC, invité à rejoindre cette collaboration, a proposé de construire un détecteur mesurant la charge au moyen d'un compteur Cherenkov proche du RICH d'AMS02 : CherCam. Le principe de mesure de la charge dans CherCam est illustré sur la figure 2.1 : la particule traversant le radiateur d'aerogel situé dans le plan supérieur du détecteur va émettre de la lumière Cherenkov si sa vitesse est plus grande que $\frac{1}{n}$ où n est l'indice spectral de l'aérogel, ici $n = 1.05$. Les photons sont emis dans un cône de lumière d'angle d'ouverture θ_c donnée par la relation $\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}$ où β est la vélocité de la particule. Le nombre de photons produits dans le cône Cherenkov est proportionnel à Z^2 où Z est la charge de la particule. La charge de la particule incidente est donc reconstruite en comptant le nombre de photons dans le cône Cherenkov au moyen d'un plan de détection constitué de 1600 photomultiplicateurs. La taille latérale du détecteur est de 1.2 m par 1.2 m. Les performances de ce détecteur en terme de résolution de charge doit être de l'ordre de 0.2 à 0.3 unité de charge pour les noyaux du rayonnement cosmique de $Z = 1$ à $Z = 26$.

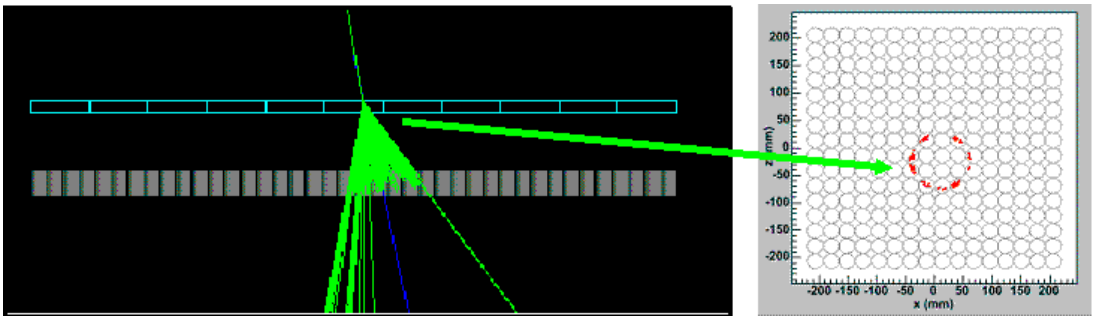

FIG. 2.2 – Simulation d'un événement dans CherCam [104]

Le détecteur a été réalisé au cours de l'année 2006. Il a été intégré dans CREAM pour participer au vol de décembre 2007 (la fenêtre de vol est ouverte à partir du 5 décembre). Nous préparons l'analyse des données pour ce vol. Dans ce détecteur la charge est reconstruite en comptant le nombre de photons détectés dans l'anneau Cherenkov. Celui-ci est donné par :

$$N_{det}(Z) = \epsilon_{geo}\epsilon_q N_{Phot}(Z) = \epsilon_{geo}\epsilon_q Z^2 N_{Phot}(Z = 1)$$

où $N_{det}(Z)$ est le nombre de photons détectés par les photomultiplicateurs pour un particule de charge Z, $N_{Phot}(Z)$ le nombre de photons Cherenkov produits et transmis par le radiateur, ϵ_q est l'efficacité quantique des photomultiplicateurs et enfin ϵ_{geo} représente l'efficacité géométrique de détection des photons et est égale à la portion de l'anneau Cherenkov couverte par les surfaces actives des photomultiplicateurs.

Nous travaillons à la mise au point des logiciels de reconstruction de la charge avec le détecteur CherCam [104, 105]. Un simple calcul d'erreur montre que l'on a :

$$\Delta Z = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{N_{det}(Z = 1)} + \left(Z\frac{\Delta\epsilon_{geo}}{\epsilon_{geo}}\right)^2}$$

où l'on voit que pour avoir une résolution de $\Delta Z = 0.2$ pour $Z = 26$ on doit avoir $\frac{\Delta\epsilon_{geo}}{\epsilon_{geo}} = 1.5\%$, c'est-à-dire une très bonne reconstruction du recouvrement entre la surface de détection défine

par la surface active des photomultiplicateurs et l'anneau Cherenkov. On a pu montrer que la résolution nécessaire sur la position du point d'impact de la particule sur le radiateur est de l'ordre du mm [104]. Pour atteindre cette résolution, on devra non seulement utiliser les autres détecteurs de CREAM mais aussi CherCam : le nombre de photons détectés dans chaque photomultiplicateur dépend du recouvrement et donc de la position de la particule. Les résulats de la simulation de CherCam indiquent que l'on devait arriver à la précision requise [104], mais il reste à mettre cela en œuvre avec les données réelles.

2.3 Propagation du rayonnement cosmique

La physique du rayonnement cosmique est un des objectifs majeurs à la fois de l'expérience AMS02 et aussi de l'expérience CREAM. Ces deux expériences sont complémentaires car elles mesurent les abondances des ions du rayonnement cosmique dans des domaines d'énergies différents : AMS02 permettra de mesurer avec une grande précision les abondances absolues et relatives des ions dans le domaine du GeV au TeV alors que CREAM les mesurera dans le domaine du TeV au PeV.

En particulier la mesure des rapports secondaires sur primaires (ici les secondaires sont les secondaires galactiques produits par fragmentation des primaires sur le milieux interstellaire) permettent de contraindre très efficacement les modèles de propagations du rayonnement cosmiques dans la Galaxie (section 1 du chapitre 1). Le rapport B/C est le plus couramment utilisé car le Bore et le Carbone sont assez abondant dans le rayonnement cosmique et la composante primaire du Bore est négligeable. A haute énergie (typiquement le domaine de CREAM) le rapport secondaire sur primaire est dominé par la seule diffusion du rayonnement cosmique dans la Galaxie alors qu'à plus basse énergie (domaine d'AMS02) ce rapport est sensible à la diffusion mais aussi à la dérive du rayonnement cosmique due au vent galactique et à la réaccelération du rayonnement cosmique. La mesure conjointe des rapports secondaires sur primaires par AMS02 et CREAM permet donc d'accéder de façon décorrélée aux différents processus régissant la propagation du rayonnement cosmique.

La mesure des rapports d'isotopes dont l'un est radioactif avec une durée de vie de l'ordre de grandeur du temps de confinement du rayonnement cosmique dans la Galaxie constitue une mesure très importante car elle parmet de mesure directement ce temps de confinement. Dans le modèle simple du Leaky-Box, le temps de confinement est directement reliée au grammage traversé par le rayonnement cosmique :

$$\tau_{echap} = \frac{\lambda_{echap}}{nv}$$

où n est la densité moyenne vue par le rayonnement cosmique. Les mesures actuelles de τ_{echap} et λ_{echap} impliquent une densité moyenne bien inférieure à la densité dans le disque galactique et suggère que le rayonnement est confiné dans un halo bien plus épais que le disque galactique ca qui peut être typiquement représenté par un modèle de diffusion à deux zones. Les mesures de rapport isotopiques sont donc complémentaires des mesures secondaires sur primaires et permettent en particulier de contraindre le confinement et la hauteur du halo de diffusion. Cette mesure est l'un des objectifs de l'expérience AMS02 et du détecteur RICH.

Un des objectifs principaux de l'analyse du vol de 2007 de CREAM sera de produire le rapport B/C mesuré par cette expérience, pour cela on devra atteindre une performance optimale de l'instrument CherCam car on voit sur la figure 2.4 que l'on doit pouvoir mesurer des abondances

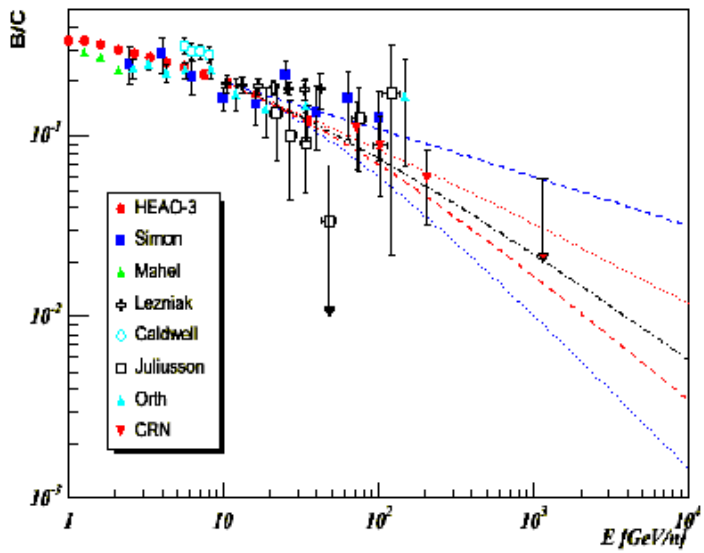

FIG. 2.3 – Compilation des mesures du rapport B/C en fonction de l'énergie par nucléon. Les courbes représentent les calculs obtenus dans un modèle de diffusion avec un indice spectral de diffusion égal à (de haut en bas) $\delta = 0.3, 0.46, 0.6, 0.7, 0.85$ [106].

relatives entre B et C de l'ordre de 10^{-2}, ce qui nécessite une résolution en charge de l'ordre de 0.25 unité de charge (voir 2.2).

Une des difficultés de cette mesure est de bien prendre en compte les systématiques. En particulier, il faut lors de l'analyse des données prendre en compte l'interaction et la fragmentation des ions dans l'instrument (pour AMS02 et CREAM) et dans l'atmosphère (CREAM). L'étude précise de l'interaction et de la fragmentation des ions dans le détecteur et dans l'atmosphère est donc indispensable. Nous avons mis en place un outils permettant de corriger les flux d'ions TOD ("Top of detector") à une altitude donnée pour reconstruire les flux TOA ("Top of atmosphere") [107]. Ce travail doit être poursuivi en étudiant l'interaction et la fragmentation du rayonnement dans le détecteur.

Nous souhaitons aussi participer à l'étude des processus de propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie. En particulier on s'intéresse aux contraintes que nous pourrons apporter les données futures d'expériences comme AMS02 ou CREAM sur les paramètres des modèles de propagations. Il existe plusieurs modèles de propagation du plus simple le Leaky-Box présenté brièvement dans la section 1 du premier chapitre aux plus évolués comme les modèles de diffusions à plusieurs zones. Pour cela on a mis en place une collaboration avec des phénoménologues du LAPTH (Annecy) et du LPNHE (Paris) qui ont développé un programme incluant différents modèles de propagation. Notre objectif est, dans le cadre d'une analyse bayésienne, de coupler ces modélisation à un MCMC (Markov Chain Monte-Carlo) pour évaluer les contraintes que les données actuelles ou les données des expériences futures peuvent apporter.

Chaque modèle est basé sur une modélisation géométrique de la Galaxie et des différents processus subis par les rayonnements cosmiques comme la diffusion, les interactions, les pertes d'énergie, etc... et chaque modèle est déterminé par un ensemble de paramètres. Par exemple dans

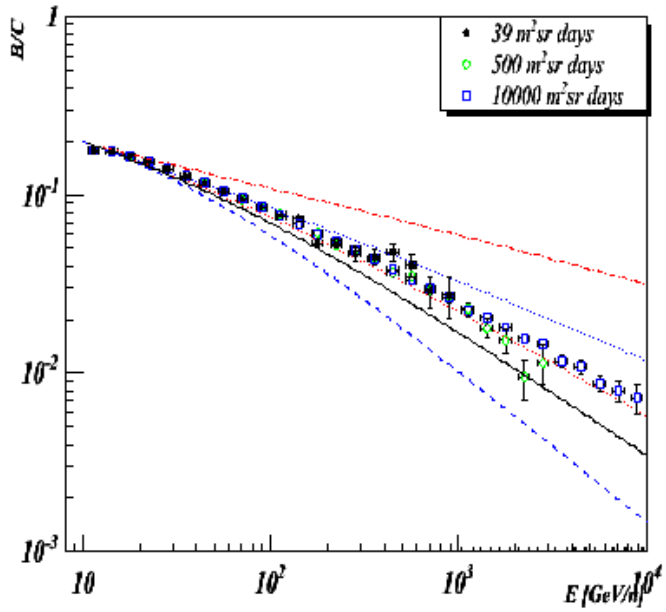

FIG. 2.4 – Simulation de la mesure du rapport B/C pour différents temps d'intégration (en jour m^2 sr) en fonction de l'énergie par nucléon avec un indice spectral de diffusion ègal à $\delta = 0.6$[106]. Les courbes représentent les calculs obtenus dans un modèle de diffusion avec un indice spectral de diffusion égal à (de haut en bas) $\delta = 0.3, 0.46, 0.6, 0.7, 0.85$.

le modèle Leaky-Box le plus simple, les seuls paramètres sont ceux permettant de paramétriser la dépendance de λ_{echap} avec la rigidité de la particule et on utilise couramment :

$$\lambda_{echap}(R) = \begin{cases} \beta\tilde{\lambda}\left(\dfrac{R_0}{1\text{GV}}\right)^{-\delta}, & \text{si } R < R_0 \\ \beta\tilde{\lambda}\left(\dfrac{R}{1\text{GV}}\right)^{-\delta}, & \text{si } R > R_0 \end{cases}$$

et les paramètres du modèle de propagation sont $\tilde{\lambda}$, R_0 et δ. On a mis en place le MCMC et il a été testé sur ce modèle simple. La figure 2.6 montre un premier résultat obtenu avec ce modèle simple en utilisant uniquement les données B/C actuelles (voir figure 2.3) [105]. On voit que le MCMC permet d'estimer les distributions associées aux différents paramètres du modèles grâce aux données actuelles.

A l'avenir, ce travail va être étendu dans plusieurs directions :

- pour étudier des modèles de propagations plus évolués et plus réalistes, en particulier nous souhaitons étudier les contraintes que l'on peut apporter sur les paramètres des modèles de type diffusion à deux zones.
- pour étudier les potentiels des différentes mesures futures comme PAMELA, AMS et CREAM.
- On peut regarder les contraintes apportées par d'autres rapports d'éléments du rayonnement cosmique (SubFe/Fe par exemple). Mais aussi les mesures des rapport isotopiques

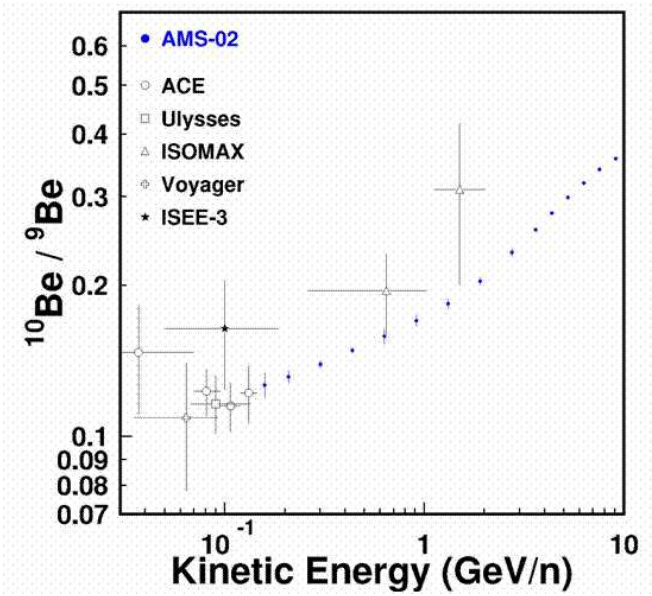

FIG. 2.5 – Simulation de la mesure du rapport ^{10}Be/^{9}Be par AMS02

^{10}Be/^{9}Be.

– On peut aussi utiliser dans l'ajustement directement les spectres sources B, C, ...plutôt que les rapports et ajouter les abondances sources dans les paramètres du modèle.

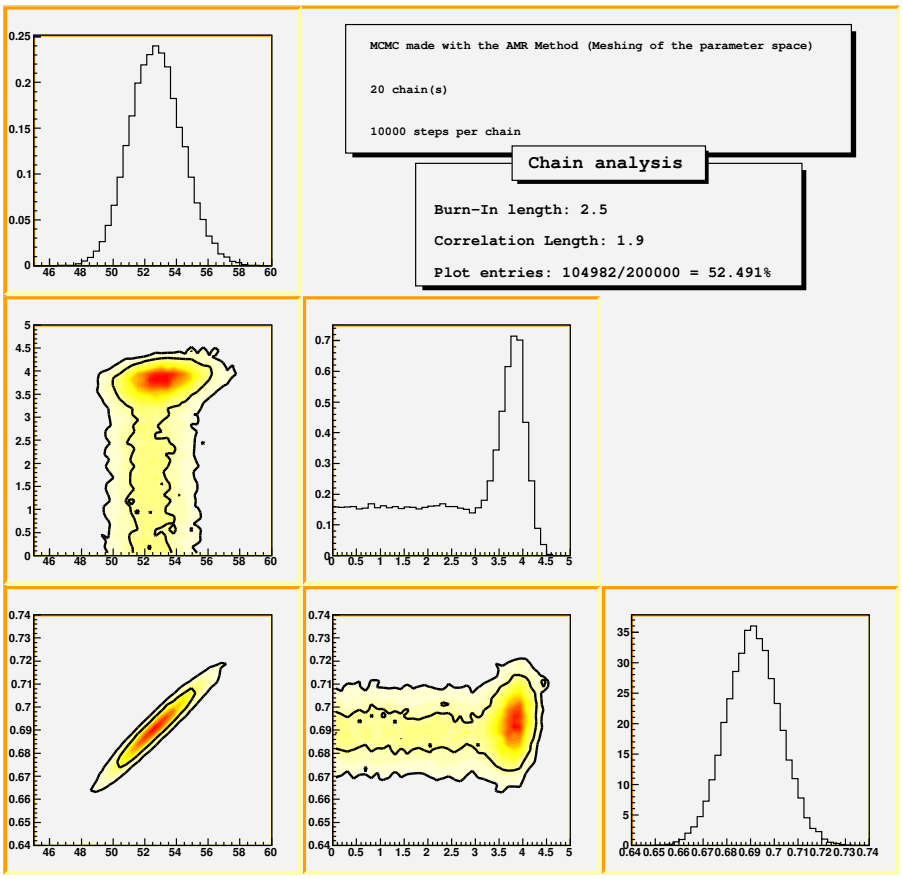

FIG. 2.6 – Estimation des distributions à une et à deux dimensions des paramètres $\tilde{\lambda}$, R_0 et δ du modèle Leaky-Box obtenues avec les données B/C et la méthode MCMC [105]. Les distribution 1D des trois paramètres sont représentées sur la diagonale, et les distributions 2D des paramètres pris deux à deux sont représentées sous la diagonale

Conclusion

Le travail présenté ici regroupe l'ensemble de l'activité de phénoménologie réalisé autour de la compréhension de l'interaction et de la propagation du rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre. Ce travail a été initié pour interpréter et comprendre les résultats d'AMS01 et on a pu étendre cette activité pour investir l'étude de la production d'antimatière dans l'atmosphère et la production de neutrinos atmosphériques. Grâce aux différentes évolutions menés pour ces études, l'outil de simulation développé permet d'estimer avec une grande précision les flux de l'ensembles des particules secondaires dans un domaine allant du niveau de la mer aux altitudes des satellites.

De nouvelles expériences de mesure du rayonnement cosmique sont en cours ou en projet, ces expériences mesureront les composantes sous la coupure géomagnétique avec une grande précision : la confrontation de la simulation avec ces nouveaux résultats devrait permettre de mieux comprendre ces processus et en particulier les sections efficaces de production de particules secondaires.

En parallèle à cette activité de phénoménologie effectuée ces dernières années, on a participé à deux programmes instrumentaux : AMS02 et CREAM. Le détecteur CherCam de CREAM a été réalisé et va pouvoir participer au vol de 2007-2008. Le détecteur RICH d'AMS02 est en phase finale d'intégration à Madrid et sera prochaine intégrer dans le détecteur AMS02 au CERN. Nous entrons donc dans une phase de production de prise des données et de production des résultats et nous devons dans les prochaines année assurer le retour le scientifique de ces deux projets. Nous souhaitons pour ces deux expériences nous attacher à la compréhension des processus de propagation du rayonnement cosmique, en particulier grâce à la mesure des rapports secondaires sur primaires à basse énergie avec AMS02 et à plus haute énergie avec CREAM et au mesure du rapport isotopique avec AMS02 ^{10}Be/^{9}Be.

La période qui s'ouvre s'annonce cruciale et passionnante puisque l'on va pouvoir mettre en œuvre les détecteurs que l'on a pensés et développés ces dernières années, valider les choix effectués et produire les résultats scientifiques.

Bibliographie

[1] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particule Physics, Cambridge University Press, (1990)

[2] V. S. Berenzinskii & al.,Astrophysics of cosmic rays, North-Holland, (1990)

[3] E.N. Parker Ap. J. **128** (1958) 664

[4] L.J. Gleeson and W.I. Axford Ap. J. **149** (1967) L115

[5] L.J. Gleeson and W.I. Axford Ap. J. **154** (1968) 1011

[6] C. Störmer, The Polar Aurora, Clarendon Press, Cambridge 1955

[7] M.S, Vallarta, *Handbuch der Physik*, Springer, Vol. 61/1 (1961) 88

[8] B. Baret, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (France) (2004)

[9] A. E. Hedin, J. Geophys. Res. 96, 1159(1991).
MSISE model available at `http ://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/`

[10] The IGRF models are available at `http ://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/home.html`

[11] M. Walt *Introduction to Geomagnetiaclly Trapped particles*, Cambridge University Press (1995)

[12] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, Numerical Recipes in C++ : The Art of Scientific Computing, Cambridge University Press (2002)

[13] J. Alcaraz et al., Phys. Lett. B472(2000)215

[14] J. Alcaraz et al., Phys. Lett. B494(2000)19

[15] B. Wiebel-Sooth et al., Astronomy and Astrophysics 330, 389(1998)

[16] J.S. Perko, Astro. Astrophys. 184(1984)119 ; see M.S. Potgieter, Proc. ICRC Calgary, 1993, p213, for a recent review of the subject.

[17] Hong Pi, Comput. Phys. Commun. 71(1992)173

[18] S. Roesler, R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. D57, 2889(1998).

[19] A.N. Kalinovski, M.V. Mokhov, and Yu.P. Nikitin, *Passage of high energy particles through matter*, AIP ed., 1989, Chap. 3

[20] S. Eidelman et al. (Particle Data Group), Physics Letters B592, 1(2004).

[21] L.Derome et al., Phys. Lett. B 489(2000)1

[22] W.F. Baker et al., Phys. Rev. Lett. 7(1961)101 ; V.L. Fitch, S.J. Meyer, and P.A. Piroué, Phys. Rev. 126(1962)1849 ; R.A. Lundy et al., Phys. Rev. Lett. 15(1965)504 ; J.V. Allaby et al., CERN report 70-12 (1970) ; T. Eichten et al., Nucl. Phys. B44(1972)333 ; K. Nakai, *Perspective in Meson Science*, Edited by T. Yamazaki, K. Nakai, and K. Nagamine, NHPC, 1992, p 685.

[23] Y.D. Bayukov et al., Phys. Rev. C20(1979)764

[24] J.V. Geaga et al., Phys. Rev. Lett. 45(1980)1993

[25] Y.D. Bayukov et al., Sov. J. of Nuc. Phys. 42(1985)116

[26] S.V. Boyanov et al., Sov. J. of Nuc. Phys. 46(1987)871

[27] T. Abbott et al., Phys. Rev. D45(1992)3906

[28] M. Walt, Introduction to Geomagnetiaclly Trapped particles, Cambridge University Press (1995)

[29] G. Gustafsson, N.E. Papitashvili, and V.O. Papitashvili, J. Atmos. Terr. Phys. 54(1992)1609 ; See also A. Brekke, Physics of the Upper Polar Atmosphere, pp 127-145, Wiley and Sons Eds, 1997.

[30] Derome L., Buenerd M., Liu Y. Physics Letters B 515 1(2001).

[31] The AMS collaboration, J. Alcaraz et al., Phys. Lett. B484(2000)10

[32] A.M. Kalinovski, N.V. Mokhov, and Yu.P. Nikitin, *Passage of high energy particles through matter,* AIP edit, New-York, 1989, p 101

[33] N.V. Mokhov and S.I. Striganov, Proc. of Worksh. on Phys. at First Muon Collider, Fermilab, Nov 6-9, 1997 ; and N.V. Mokhov, and private communication.

[34] D.R.F. Cochran et al., Phys. Rev. D6(1972)3085 ;

[35] Y. Cho et al., Phys. Rev. D4(1971)1967

[36] T. Abbott et al., Phys. Rev. D45(1992)3906

[37] J. Papp, thesis, LBL report 3633, Berkeley, 1975 ; T. Eichten et al., Nucl. Phys. B44(1972)333 ; V.V. Abramov et al., Z. Phys. C24(1984)205 ; D. Antreasyan et al. Phys. Rev. D19(1979)764 ; H. Bøggild et al., Phys. Rev. C59(1999)328

[38] S.R. Blattnig et al., Phys. Rev. D62 :0940030,2000

[39] Derome L., Buenerd M. Physics Letters B 521 139(2001).

[40] G. Lamanna et al., Proc of 27th ICRC, Hamburg, Germany, 07-15 August, 2001 ; G. Lamanna, thesis, University of Perugia, 2000, and AMS internal note 2000-07-02, july 2000 ;

[41] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. B 53(1974)306

[42] G. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. 37(1976)1202

[43] S. Das Gupta and A.Z. Mekjian, Phys. Rep. 72(1981)131

[44] D.H. Boal, Phys. Rev. C25(1982)3068

[45] J. Gosset et al.,Phys. Rev. C16(1977)629

[46] G. Montarou et al., Phys. Rev. C44(1991)365

[47] S. Nagamiya at al., Phys. Rev. C24(1981)971

[48] S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Rev. 129(1963)836 ;A. Shwarzshild and C. Zupančic Phys. Rev. 129(1963)854

[49] W.J. Llope et al., Phys. Rev. C52(1995)2004

[50] V.B. Gavrilov et al., Sov. J. of Nucl. Phys. 41(1985)540

[51] V.V. Abramov et al., Sov. J. of Nucl. Phys. 45(1987)845

[52] M. Buénerd et al., Phys. Rev. Lett. 37(1976)1191 ; C.K. Gelbke et al., Phys. Rep. 42(1978)311

[53] J. Mougey et al., Phys. Lett. B 105(1981)25

[54] P. Lipari, astro-ph/0101559, jan 31, 2001.

[55] G.A. Safronov et al., Sov. J. of Nucl. Phys. 47(1988)966

[56] N. Saito et al., Phys. Rev. C49(1994)3211

[57] O. Reimer et al., ApJ., 496(1998)490

[58] J.J. Beatty et al., ApJ. 413(1993)268

[59] W.R. Webber et al., ApJ., 380(1991)230

[60] C.Y. Huang, PhD thesis, Université J.Fourier, Grenoble (France), May 2002.

[61] C.Y. Huang, L. Derome, and M. Buénerd, Phys. Rev. D68, 053008(2003)

[62] F.W. Stecker and S. Rudaz, ApJ. 325(1988)16

[63] A. Bottino et al., Phys. Rev. D58(1999)123503

[64] L. Bergström, J. Edsjo, and P. Ullio, Proc 26th ICRC, Salt-Lake city, Aug 17-25, 1999 ; astro-ph/9902012

[65] B. Carr, ApJ. 206(1976)8

[66] A. Barrau, Astro. Part. Phys. 12(2000)169 and references included.

[67] M. Boezio et al., ApJ 561(2001)787

[68] Y. Sugaya et al., Nucl. Phys. A634(1998)115 ;

[69] T. Abbott et al., Phys. Rev. C 47(1993)1351 ;

[70] J. V. Allaby et al., Report CERN/70-12 (1970) ;

[71] T. Eichten et al., Nucl. Phys. 44(1972)333

[72] A. Bottino et al., Phys. Rev. D **58** (2003) 123503

[73] Ch. Pfeifer et al., Phys. Rev C54, 2

[74] S.A. Stephens Astropart. Phys. **6** (1997) 229

[75] H. Fuke et al. Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.,Tsukuba (Japan), Jul 31-Aug 7, 2003 , vol4, p1797.

[76] R. Duperray, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (France) (2004)

[77] B. Baret, R. Duperray, L. Derome, D. Maurin, K. Protasov and M. Buenerd, Phys. Rev. D **71**, 083013 (2005) [arXiv :astro-ph/0503544]

[78] T. Sanuki et al., Phys. Lett. B577,10(2003)

[79] M. Fujikawa, Thesis, University of Tokyo, 2001.

[80] S.T. Maeno et al., Astro Part Phys 16(2001)121

[81] F. Donato, N. Fornengo, and P. Salati, Phys. Rev. D **62** (2000) 043003

[82] T. Sanuki et al., Phys. Lett. B577, 10(2003), Y. Asaoka et al., Phys. Rev. Lett. 88,051101(2002)

[83] L. Derome, Phys. Rev. D 74, 105002(2006)

[84] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1562(1998), B433, 9(1998), B436, 33(1998).

[85] The Soudan 2 Collaboration, W. W. M. Allison, et al., Phys. Lett. B449, 137(1999). W. W. M. Allison, et al., Phys. Lett. B391, 491(1997).

[86] M. Honda et al., Phys. Rev. D 70, 043008(2004).

[87] G. Battistoni et al. Astropart. Phys. 19, 269(2003).

[88] G.D. Barr et al., Phys. Rev. D 70, 023006(2004).

[89] Y. Liu, L. Derome and M. Buénerd, 27th Int. Cosm. Ray Conf., Hamburg, Aug 8-13, 2001.

[90] Y. Liu, L. Derome, M. Buénerd, Phys. Rev. D 67 073022(2003).

[91] J.V. Allaby et al., CERN Yellow report 70-12, (1970).

[92] L. Derome and M. Buenerd, Proc. 29th ICRC, Pune (India), 2005, HE.2.1

[93] A. Haghighat and JC. Wagner, Prog. Nucl. Energy 42, 25(2003).

[94] BESS Collaboration, T. Sanuki et al., Phys. Lett. B541, 234(2002).

[95] E. Mocchiutti, PhD thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, 2003

[96] Baret B., Derome L., Huang C.Y., Buenerd M., Physical Review D68, 053009(2003)

[97] BESS Collaboration, S. Haino et al. Phys. Lett. B594, 35(2004).

[98] BESS Collaboration, M. Motoki et al., Astropart. Phys. 19, 113(2003).

[99] CAPRICE Collaboration, M. Boezio et al., Phys. Rev. D 67,072003 (2003).
[100] CAPRICE Collaboration, J. Kremer, et al., Phys. Rev. Lett. 83, 4241(1999).
[101] HEAT Collaboration, S. Coutu, et al., Phys. Rev. D62, 032001(2000).
[102] P. Lipari, Astropart. Phys. **14**, 153(2000)
[103] P. Lipari, Astropart. Phys. **14**, 171(2000)
[104] Yoann Sallaz Damaz, thèse de doctorat, (2008)
[105] Antje Putze, thèse de doctorat, (2009)
[106] A. Castellina and F. Donato, Astropart. Phys. **24**, 146 (2005)
[107] Antje Putze, Diplomarbeit, (2007)