



HAL
open science

Analyse des données de l'expérience AMS-02 pour la propagation du rayonnement cosmique dans la cavité solaire et la Galaxie

Alexandre Ghelfi

► **To cite this version:**

Alexandre Ghelfi. Analyse des données de l'expérience AMS-02 pour la propagation du rayonnement cosmique dans la cavité solaire et la Galaxie. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY044 . tel-01537583

HAL Id: tel-01537583

<https://theses.hal.science/tel-01537583>

Submitted on 12 Jun 2017

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Cosmologie et astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Alexandre Ghelfi

Thèse dirigée par **Laurent Derome**

préparée au sein **Laboratoire de physique subatomique
et de cosmologie (LPSC)**
et de **l'école doctorale de Physique de Grenoble**

Analyse des données de l'expérience AMS-02 pour la propagation du rayonnement cosmique dans la cavité solaire et la Galaxie

Thèse soutenue publiquement le **jeudi 29 Septembre 2016**,

devant le jury composé de :

Richard Taillet

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique Théorique, Président

Martin Pohl

Université de Genève, Rapporteur

Fiorenza Donato

Dipartimento di Fisica, Torino University, Rapporteur

Alexandre Marcowith

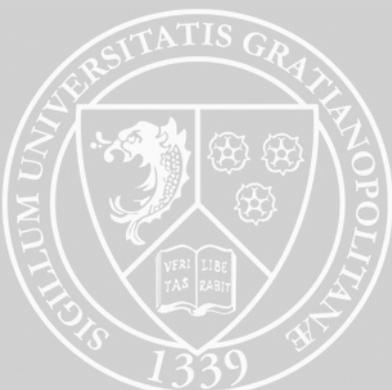
Université de Montpellier, Examineur

David Maurin

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Examineur

Laurent Derome

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Directeur de thèse



Remerciements

Les travaux de thèse que je présente dans ce manuscrit ont été réalisables grâce au soutien humain et matériel de nombreuses personnes. Il me semble impensable de commencer ce manuscrit sans les remercier chaleureusement.

Dans un premier temps je tiens à remercier Serge Kox et Arnaud Lucotte pour m'avoir permis de faire ma thèse au LPSC Grenoble. Je remercie également l'ensemble des personnes qui permettent de faire fonctionner le laboratoire au quotidien, permettant ainsi de travailler dans de bonnes conditions.

Je souhaite remercier l'ensemble des membres de mon jury. Fiorenza et Martin pour avoir pris le temps de rapporter mon manuscrit et de m'avoir posé des questions sur mon travail le jour de ma soutenance. Alexandre, pour avoir pris le temps de lire mon manuscrit en détails et de m'avoir fait de nombreux commentaires dessus. Et enfin, Richard qui a officié brillamment en tant que président de jury et qui m'a fait ressentir l'importance de ce moment si particulier.

Le cadre de travail dans lequel j'ai pu évoluer ces trois dernières années a été très agréable. Pour cela je tiens à remercier l'ensemble des personnes du groupe DARK, qui ont su mettre une bonne ambiance quotidienne, notamment Jean-Steph, avec qui j'ai pu partager mon bureau, et bénéficier de sa bonne humeur et sa joie de vivre. Je remercie également l'ensemble des personnes avec qui j'ai partagé des moments conviviaux, notamment durant les pauses thé. En particulier Céline, pour son soutien quotidien, l'initiation à la danse qu'elle s'est risquée à me proposer (sans succès étant donné mes capacités limitées), et son implication dans l'intégration d'Insanity au LPSC. Je sais qu'on partage le même culte à Shaun T., et j'espère que tu continueras à "push through".

De nombreux doctorants effectuent leur thèse simultanément au LPSC et l'entente cordiale qui règne entre eux permet également de développer un cadre de travail plaisant. Je remercie donc l'ensemble des doctorants que j'ai pu côtoyer au cours de ces 3 années. Je tiens à remercier plus spécifiquement Astrid, qui a su diriger l'association des doctorants avec une main de maître et avec qui j'ai eu la chance de collaborer durant mon service d'enseignement. Nos discussions m'ont beaucoup apporté sur le cadre pédagogique et personnel. Je tiens également à remercier Sandy, qui a apporté un vent de fraîcheur dans le groupe en arrivant au début de ma troisième année. Ton idée du vendredi gâteau est géniale et j'espère arriver à l'importer dans mon futur travail. Je te souhaite bonne chance pour la suite, sachant que tu seras très bien encadrée.

En commençant cette thèse nous étions quatre à provenir des rangs de l'Université, alors appelée "Joseph Fourier". Quatre compères qui ont pris des chemins différents... Je remercie donc Jérémy et Yoann pour ces bons moments passés sur les bancs de la fac, et ces instants de thèse partagés. Le dernier compère mérite sûrement un remerciement à part. J'ai eu la chance de partager énormément de temps avec Vincent, personne exceptionnelle s'il en est. Modeste,

brillant, marrant et attentionné, je te considère clairement plus comme un ami que comme un collègue. On va continuer à se voir quotidiennement puisque, par manque de chance pour toi, nous avons été recrutés dans la même entreprise. Merci pour toutes ces pauses, ces moments de soutien, ces soirées geek, bref merci pour tout.

J'ai eu l'opportunité d'enseigner au cours de ces trois années, ce qui m'a amené à rencontrer une multitude de personnes bienveillantes (enseignants comme étudiants). Je tiens à remercier Elsa et Christophe pour m'avoir donné l'opportunité d'enseigner en seconde année d'école d'ingénieur. Je remercie également Guillaume qui m'a laissé m'impliquer autant que je le souhaitais dans les TDs de mécanique quantique, me laissant jusqu'à rédiger le sujet d'examen. Je remercie également Benoît, pour m'avoir cédé son cours de statistiques à l'école ESIPAP, mais également pour l'encadrement qu'il a eu à mon égard depuis mes jeunes années de licence.

Ce travail n'aurait pas été possible sans l'encadrement de mes deux superviseurs, qui a été proche de la perfection. Tout d'abord Laurent, probablement une des personnes que je respecte le plus. Je t'ai eu comme enseignant depuis la L2 et j'ai de suite pensé que tu étais quelqu'un de pédagogique. Je me suis rendu compte au cours de ces trois années que tu l'étais encore bien plus que ce que je pensais. Toujours à proposer des bonnes idées, très patient, et très compétent, tu as été le directeur de thèse rêvé. Ma difficulté à te tutoyer en début de thèse illustre bien le respect que je te porte. J'espère sincèrement qu'on restera en contact. Il y a aussi eu David. Officiellement tu n'es pas mon co-directeur mais dans les faits tu t'y apparente complètement. Si je devais te décrire avec un seul qualificatif, j'opterais pour "la machine". J'ai été (et je le suis encore) sidéré par ta capacité à tout faire en même temps sans jamais t'épuiser (malgré ton âge avancé). La quantité de travail que tu abats est juste impressionnante, la culture générale que tu as est absolument fantastique, mais je pense que le point que j'ai le plus apprécié est ton honnêteté intellectuelle. Bref tu es une personne que j'apprécie vraiment et j'espère également rester en contact. Si un jour je peux arriver à tendre vers une combinaison de vous deux, alors je pourrai enfin dire que je suis content de moi. Un ancien thésard du groupe m'avait demandé d'essayer de déterminer lequel de vous deux est le plus têtue. Je ne préfère pas me mouiller et je refille gentiment la question à Sandy, bonne chance à toi !

J'ai remercié ici les personnes ayant eu un impact sur ma vie au laboratoire, mais je me dois aussi de remercier des personnes qui me soutiennent dans ma vie personnelle. Tout d'abord, ma famille. Mes parents qui m'ont donné l'opportunité de faire des études aussi longues que je le souhaitais, et qui m'ont toujours poussé pour que je sois exigeant avec moi-même. J'espère qu'aujourd'hui vous êtes fiers du résultat obtenu. Je remercie également mes deux frères, toujours présents dans les bons moments comme dans les plus difficiles. Je sais que vous êtes jaloux de mes reflets cuivrés mais je ne vous en veux pas. Enfin, je remercie Manon, ma petite sœur. Il te reste encore beaucoup de chemin à parcourir, mais je me fais pas de soucis, tu t'en sortiras sans problèmes. Je veux également remercier mes amis proches qui me supportent eux aussi depuis des années. Tout d'abord Max et Tiff. Merci pour votre soutien constant. Vous faites partie des personnes que je préfère. Je ne saurais probablement pas exprimer correctement toute la gratitude que j'ai à votre égard mais l'intention y est. Et merci d'avoir pondu cette magnifique petite Roxane. Ensuite, Antoine et Camille. Vous me supportez également depuis des années de façon inconditionnelle et je vous suis extrêmement reconnaissant pour ça. Les discussions régulières que j'ai pu avoir avec Antoine sur comment

se déroulaient nos thèses respectives m'ont beaucoup apporté. Puis vient le tour d'Auré et Lionel. Auré tu es ma plus vieille amie, et je trouve ça dingue que tu me supportes encore après toutes ces années. Merci à vous deux pour ce soutien constant et on se voit bientôt pour tester mon appli champignons. Enfin Agnès. Si on s'est éloigné ces dernières années, je tiens à te remercier pour tout ce que tu as fait pour moi. Si j'en suis là aujourd'hui, avec une telle exigence sur moi même c'est sans aucun doute grâce à toi. Donc merci pour tout ça.

Je tiens à finir cette énumération nominative en remerciant la personne qui m'a le plus soutenu durant la dernière année de ma thèse. Margaux, je t'ai demandé mille sacrifices, et t'ai montré que pendant un an tu passerais après le boulot. Tu as persévéré, t'es accrochée et tu es encore là aujourd'hui. C'est agréable de se sentir aimé par la personne que l'on aime soi-même et je ne pourrai jamais exprimer avec de simples mots la reconnaissance que j'éprouve à ton égard. Tout ce que je peux te dire, c'est que ça y est, c'est fini ! Tu vas pouvoir constater que je suis plus facile à supporter quand je ne suis pas là. Quoi qu'il en soit, merci pour tout.

Cet exercice de remerciements est assez difficile et je n'ai hélas pas pu remercier nominativement tout le monde. Sachez que je n'en pense pas moins et que l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu interagir au cours de ces trois années peut se sentir concerné (cela inclus même un maçon portugais débordant d'énergie ;-)).

Je finirai en adressant probablement ma dernière phrase d'accroche, profitez-en bien et "salut les filles" !

Résumé

Le rayonnement cosmique, mis en évidence par Viktor Hess en 1912, est composé de particules chargées, créées et possiblement accélérées dans les restes de supernova, et qui se propagent dans la Galaxie. La mesure des flux du rayonnement cosmique permet de mettre des contraintes sur leurs sources et leur transport, mais aussi de se pencher sur le problème de la matière sombre.

C'est pour répondre à ces questions qu'a été construit le détecteur AMS-02, mis en place sur la station spatiale internationale depuis mai 2011. Ce détecteur de haute précision mesure l'ensemble des flux de particules du rayonnement cosmique.

Le travail proposé dans cette thèse consiste à estimer le flux de protons avec le détecteur AMS-02. L'accent est mis sur la déconvolution des effets de la réponse en énergie du détecteur sur les flux et sur la caractérisation du flux obtenu à haute énergie (au-dessus de 200 GeV/n) avec la mise en évidence d'une cassure spectrale.

D'autre part, le soleil émet un plasma qui interagit avec les particules du rayonnement cosmique, modifiant les flux issus de la propagation dans la Galaxie. Cette modification évolue dans le temps en suivant le cycle d'activité solaire et est appelée modulation solaire. Dans ce cadre, nous avons obtenu une nouvelle détermination robuste des flux interstellaires de protons et d'hélium en nous basant sur les données récentes du rayonnement cosmique (incluant AMS-02). Les niveaux de modulation solaire obtenus sont validés avec une seconde analyse réalisée à partir des données des moniteurs à neutrons, détecteurs au sol, qui permettent d'établir des séries en temps du paramètre de modulation depuis les années 50.

Abstract

Cosmic rays (CR) were discovered by Viktor Hess in 1912. Charged CR are synthesized and supposedly accelerated in supernova remnants, then propagate through the Galaxy. CR flux measurement set constraints on CR sources and propagation, but may also bring answers to the dark matter problem.

AMS-02 is a high precision particle physics detector placed on the international space station since May 2011. It measures the CR fluxes of many species.

This thesis deals with the proton flux estimation measured by the AMS-02 instrument. The focus is set on the unfolding of the instrument energy response impacting the flux, and on the characterisation of the high-energy spectral break.

The Sun produces a plasma which interacts with CR particles, modifying the flux obtained from galactic propagation. This modification evolves through time following the solar activity cycle, and is denoted solar modulation. In this framework, decoupling from this effect, a robust determination of the proton and helium interstellar fluxes is obtained using recent high precision CR data including AMS-02. The associated solar modulation levels are cross-checked with a second estimation taken from neutron monitors (ground based detectors) data, allowing solar modulation time series reconstruction from the 50s.

Table des matières

Introduction	1
1 Rayonnement cosmique, propagation et détection locale	3
1.1 Le rayonnement cosmique (RC)	5
1.1.1 Historique	5
1.1.2 De la physique des particules aux astroparticules	9
1.2 Le rayonnement cosmique chargé	14
1.2.1 Flux galactiques et abondances relatives	14
1.2.2 Synthèse, accélération et transport dans la Galaxie	15
1.2.3 La cavité solaire	21
1.2.4 L'environnement local	27
1.2.5 Les enjeux scientifiques	29
1.3 Détection du rayonnement cosmique chargé	30
1.3.1 Du sol à l'espace	30
1.3.2 Les différentes techniques de détection	31
1.4 Conclusion	37
2 Mesure du flux de protons avec l'expérience AMS-02	39
2.1 Introduction	41
2.1.1 Indices d'un changement de pente dans les flux de protons et d'héliums	41
2.1.2 Activité solaire et changement de polarité	43
2.2 Le détecteur AMS-02	44
2.2.1 Le trajectographe et l'aimant permanent	45
2.2.2 Le temps de vol	47
2.2.3 Le RICH	48
2.2.4 Le TRD	50
2.2.5 Le calorimètre	51
2.2.6 Conclusion	52
2.3 Reconstruction du flux de protons avec AMS-02	52
2.3.1 Calcul du flux	52
2.3.2 Sélection des évènements	53
2.3.3 Calcul de l'acceptance du détecteur	55
2.3.4 Calcul du temps de mesure	55
2.3.5 Unfolding	56
2.3.6 Estimation des erreurs systématiques, validations, et résultats	63

2.4	Caractérisation de la cassure du spectre à 300 GV	69
2.4.1	Cassure du spectre et modélisation	69
2.4.2	Construction de la fonction de vraisemblance et modélisation des incertitudes	70
2.4.3	Ajustement par MCMC et résultats	72
2.5	Dépendance temporelle des flux de protons	77
3	Étude de la modulation solaire et détermination des flux interstellaires	81
3.1	Modulation solaire et modélisations	83
3.1.1	De l'équation de diffusion au modèle du <i>force field</i>	83
3.1.2	Avantages et limitations du <i>force field</i>	88
3.1.3	Qu'y a-t-il au-delà du <i>force field</i> ?	90
3.2	Détermination des flux interstellaires de protons et d'héliums	92
3.2.1	Motivations pour l'étude de J_{IS} et de la modulation solaire	92
3.2.2	Dégénérescence entre J_{IS} et modulation solaire	93
3.2.3	Comment établir le lien entre J_{IS} et J_{TOA}	94
3.3	Résultats	100
3.3.1	PDFs des paramètres du modèle	100
3.3.2	Flux IS et contours de crédibilité	106
3.3.3	Comparaisons avec les études précédentes	108
3.3.4	Conclusion	114
3.4	Impact des données AMS-02	115
3.4.1	Détermination de la modulation solaire avec AMS-02	116
3.4.2	Au-delà du <i>force field</i>	117
4	Moniteurs à neutrons et modulation solaire	121
4.1	Les moniteurs à neutrons	122
4.1.1	Le détecteur	122
4.1.2	Du flux TOA aux comptages NM	124
4.2	Détermination de la modulation solaire avec les NM	128
4.2.1	Considération des noyaux lourds	128
4.2.2	Calibration des détecteurs	130
4.2.3	Détermination de ϕ	134
4.2.4	Erreurs systématiques	134
4.3	Résultats et séries en temps	136
4.3.1	Reconstruction des séries en temps	136
4.3.2	Différences entre stations	141
4.3.3	Détermination de ϕ avec d'autres détecteurs	141
4.3.4	Interface Web	144
4.3.5	Comparaison avec AMS-02	146
4.4	Perspectives	147
	Conclusion	151

5 Annexes	153
5.1 Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC)	153
5.1.1 Principes de base	153
5.1.2 Construction et analyse des chaînes	156
5.1.3 Ajustement d'un modèle	157
5.1.4 Conclusion	161
5.2 Fonctions splines	161
Bibliographie	163

Introduction

La mise en évidence du rayonnement cosmique par Viktor Hess remonte maintenant à plus d'un siècle. Ce rayonnement, composé de particules énergétiques chargées, interagissant dans les couches supérieures de l'atmosphère terrestre a permis la mise en évidence de plusieurs nouvelles particules jusque dans les années 50. Les particules du rayonnement cosmique sont produites lors d'une étape de nucleosynthèse stellaire, et sont accélérées dans des ondes de choc. L'hypothèse la plus souvent avancée est celle des restes de supernova mais cette question reste ouverte de nos jours. Ces particules suivent ensuite une étape de propagation galactique formant un flux de particules appelé le flux interstellaire. La compréhension des processus de propagation est un autre enjeu majeur. Les flux mesurés au niveau de la Terre sont affectés par ces processus de propagation, et leur mesure est un point clé de la stratégie visant à comprendre la Galaxie qui nous entoure.

De plus, l'environnement solaire dans lequel se trouvent les détecteurs du rayonnement cosmique a un impact sur les flux mesurés. Le Soleil émet un plasma qui interagit avec les particules du rayonnement cosmique et modifie les flux provenant de la Galaxie. Cette modification évolue dans le temps et suit le cycle d'activité solaire. Elle est appelée modulation solaire.

Cette thèse porte sur la mesure du flux de protons, élément le plus abondant du rayonnement cosmique chargé, et sur l'impact de l'environnement solaire sur l'interprétation des données mesurées. Le travail effectué est à la frontière entre l'analyse des données et la phénoménologie.

Dans le premier chapitre, nous retraçons l'histoire de la découverte du rayonnement cosmique et le développement de la physique des particules qui a suivi. L'intérêt de l'étude du transport des particules du rayonnement cosmique dans la Galaxie et dans l'environnement solaire est développé. Cela permet de soulever de grandes questions toujours ouvertes comme celle de la matière sombre. L'accent est mis sur la modulation solaire qui est la problématique centrale de la thèse.

Le second chapitre est dédié au détecteur AMS-02, et à l'estimation du flux de protons. AMS-02 est situé sur la station spatiale internationale depuis mai 2011, et permet une prise de données continue depuis cette date. Ce détecteur de très haute précision est généraliste, et permet de mesurer les flux des particules chargées du rayonnement cosmique entre ~ 1 GeV et ~ 2 TeV. L'accent est mis sur mes contributions : la déconvolution de la réponse en énergie du détecteur, et la caractérisation du changement de pente à haute énergie dans le flux observé.

Le chapitre suivant est consacré à l'étude de la modulation solaire à partir des flux de protons et d'hélium mesurés par les expériences spatiales et sur ballons atmosphériques. Ce travail utilise un modèle de modulation solaire simple, le *force field*, et teste si ce dernier est capable de reproduire les données récentes de haute précision. Une estimation des flux

interstellaires de protons et d'hélium est proposée en attachant une importance particulière au calcul des incertitudes associées. Les améliorations apportées (modèle de flux non paramétrique, outils Monte Carlo par chaînes de Markov pour explorer l'espace des paramètres) permettent de réaliser une étude en faisant le moins d'hypothèses possibles afin de minimiser les éventuels biais.

Le dernier chapitre est dédié à l'étude de la modulation solaire à partir des moniteurs à neutrons. Ces détecteurs terrestres sont sensibles aux particules secondaires, créées dans les gerbes atmosphériques, conséquences de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre. Ces données permettent une étude de la modulation solaire depuis les années 1950, indépendante et complémentaire de celle menée dans le chapitre précédent.

Le travail proposé dans cette thèse apporte un nouveau regard sur la détermination des flux interstellaires à partir des données du rayonnement cosmique, éléments nécessaires pour l'étude du transport des particules dans la Galaxie, ainsi que sur la détermination des niveaux de modulation solaire dans l'approximation du *force field*. Un modèle de modulation plus complexe est également testé grâce aux données fournies par le détecteur AMS-02.

1

Rayonnement cosmique, propagation et détection locale

Sommaire

1.1	Le rayonnement cosmique (RC)	5
1.1.1	Historique	5
1.1.1.1	La radioactivité, le commencement	5
1.1.1.2	Theodor Wulf gravit la Tour Eiffel	6
1.1.1.3	La découverte de Viktor Hess	6
1.1.1.4	La découverte de nouvelles particules	8
1.1.2	De la physique des particules aux astroparticules	9
1.1.2.1	Réorientation thématique	9
1.1.2.2	Une multitude d'observables	11
1.1.2.3	Le RC pour la recherche de matière noire	12
1.2	Le rayonnement cosmique chargé	14
1.2.1	Flux galactiques et abondances relatives	14
1.2.2	Synthèse, accélération et transport dans la Galaxie	15
1.2.2.1	Les processus de Fermi	15
1.2.2.2	Les sources	18
1.2.2.3	Le transport du RC dans la Galaxie	19
1.2.3	La cavité solaire	21
1.2.3.1	Champ magnétique solaire et émission du plasma solaire	22
1.2.3.2	Diffusion du RC dans la cavité solaire	24
1.2.3.3	Modulation solaire	24
1.2.4	L'environnement local	27
1.2.4.1	Le champ magnétique terrestre	27

1.2.4.2	L'atmosphère terrestre	28
1.2.5	Les enjeux scientifiques	29
1.3	Détection du rayonnement cosmique chargé	30
1.3.1	Du sol à l'espace	30
1.3.2	Les différentes techniques de détection	31
1.3.2.1	Détection par ionisation	31
1.3.2.2	Émulsion photographique	32
1.3.2.3	Scintillation	32
1.3.2.4	Fluorescence	35
1.3.2.5	Effet Čerenkov	35
1.4	Conclusion	37

1.1 Le rayonnement cosmique (RC)

Le but de ce chapitre est de raconter l'histoire du rayonnement cosmique. Pour cela nous aborderons les grandes découvertes qui ont étayé l'étude du RC, mais également "l'histoire" vécu par les particules du RC au cours du transport dans la Galaxie. Nous parlerons aussi de la détection dans l'environnement terrestre où nous évoquerons les différentes stratégies mises en place pour mesurer ce rayonnement.

1.1.1 Historique

1.1.1.1 La radioactivité, le commencement

Notre histoire commence au début du xx^e siècle. Riche en découvertes scientifiques, cette période correspond notamment à l'essor de la radioactivité, incarné par Henri Becquerel [Becquerel 1903] et Pierre et Marie Curie [Curie 1910]. Henri Becquerel laisse des films photographiques et des sels d'uranium dans une boîte, isolée de toute source de rayonnement. En développant les films, il les trouve impressionnés et en déduit que les sels d'uranium ont spontanément produit de la *lumière* : la théorie de la radioactivité était née. Cette théorie décrit trois sortes de rayonnements (α , β et γ). En mars 1900, Becquerel identifie le rayonnement β comme des électrons. En 1903, Rutherford propose les noyaux d'héliums comme constituants du rayonnement α , mais il faudra attendre 1908 pour en avoir la preuve [Rutherford 1908]. Le rayonnement γ , découvert par Villard, a été identifié à des photons de longueur d'onde plus courte que les rayons X par Rutherford en 1914.



FIGURE 1.1: Henri Becquerel, Pierre et Marie Curie ont découvert une nouvelle propriété de la matière : la radioactivité. Il s'agit de la première étape vers la physique nucléaire, la physique des particules et l'étude du rayonnement cosmique. Ils reçurent le prix nobel de physique en 1903 pour cette découverte.

Ces trois rayonnements sont alors caractérisés par leur pouvoir de pénétration. Les particules α , issues d'une désintégration à deux corps ($X \rightarrow Y + \alpha$) sont monoénergétiques, et leur perte d'énergie dans la matière suit la courbe de Bragg, avec une distance parcourue dans l'air de l'ordre du centimètre. Les particules β sont issues d'une désintégration à trois corps ($X \rightarrow Y + e^- + \bar{\nu}$) et possèdent donc un spectre énergétique continu : l'énergie initiale disponible se répartit entre l'électron et l'antineutrino, le pouvoir de pénétration des particules β est donc variable. Le rayonnement γ est le plus pénétrant des trois. Une épaisseur de plusieurs

centimètres de plomb est nécessaire pour atténuer son intensité d'un facteur 10, alors que les autres rayonnements sont stoppés.

La découverte de la radioactivité est une étape clé dans la construction scientifique du début du xx^e siècle. Elle va permettre l'émergence de la physique des particules, des astroparticules, de la physique nucléaire, mais également proposer un terrain idéal pour tester les piliers théoriques que sont la mécanique quantique et la relativité restreinte (par la mesure de la durée de vie du muon). Nous nous cantonnerons ici à l'émergence de la physique des astroparticules.

1.1.1.2 Theodor Wulf gravit la Tour Eiffel

Une plaque de matériaux conducteurs chargée électriquement (positivement ou négativement) se décharge dans l'air. Ce phénomène est expliqué en 1900 par Elster et Geitel qui émettent l'hypothèse de l'ionisation de l'air [Elster et Geitel 1900]. L'air est rempli de charges positives et négatives en quantités égales : les particules chargées positivement déchargent les matériaux chargés négativement et inversement. La cause avancée, pour l'ionisation de l'air, est la radioactivité naturelle issue de la croûte terrestre, composée de matériaux radioactifs produisant des rayonnements ionisants. La nécessité d'avoir un rayonnement suffisamment pénétrant favorise la radioactivité γ comme responsable de cette ionisation. Le coefficient d'atténuation des rayons γ dans l'air étant estimé, on s'attend à une diminution de l'ionisation atmosphérique avec l'altitude (facteur 2 attendu à 80 mètres du sol).

Le prêtre et physicien allemand Theodor Wulf décide de mener une expérience sur la tour Eiffel [Wulf 1909]. Pendant six jours, il mesure l'ionisation de l'air au sol et au sommet de l'édifice, soit à une altitude de 300 mètres. Ses résultats montrent une ionisation au sol de 6 ions $\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ et de 3.5 ions $\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ au sommet [Wulf 1910], soit plus qu'attendu. Il tire comme conclusion que le coefficient d'atténuation des γ est surévalué ou qu'il y a une autre source de rayonnement que celle issue de la croûte terrestre. Il insista sur l'importance de faire des mesures en ballons pour déterminer l'origine de cette hypothétique source de rayonnement. Il fut le premier à émettre l'hypothèse de l'origine extraterrestre de ce rayonnement.

Ses travaux, et les électromètres qu'il a développés pour ses expériences, ont servi de base pour la découverte du rayonnement cosmique quelques années plus tard.

1.1.1.3 La découverte de Viktor Hess

Les résultats de Wulf surprennent la communauté scientifique qui rejette l'interprétation extraterrestre qui en est faite suite au manque de preuves expérimentales avancées.

Mesure du coefficient d'atténuation des γ dans l'air

Viktor Hess décide alors de mesurer le coefficient d'atténuation des rayonnements γ dans l'air afin de préciser les conclusions de Wulf. Pour cela il utilise des sources radioactives à très haute activité émettant un rayonnement γ produisant une ionisation détectable jusqu'à une centaine de mètres. Pour ce faire, il utilise une chambre à ionisation qu'il positionne à différentes distances de la source. En mesurant successivement le courant d'ionisation correspondant il en extrait une mesure du coefficient d'atténuation des γ dans l'air : $\lambda = 4.47 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ [Hess 1911a] (proche de la valeur estimée de manière indirecte $\lambda_{est} = 4.4 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$). Il en

déduit que l'estimation du coefficient d'atténuation était bonne et que l'observation de Wulf concordait avec une autre source d'ionisation de l'atmosphère.

Les vols en ballon de Viktor Hess

Hess décide d'effectuer des vols en ballon pour mesurer l'ionisation de l'atmosphère à différentes altitudes. Il effectue neuf vols jusqu'à une altitude maximale de 5000 mètres [Hess 1911b, 1912]. Ce genre d'expérimentations n'étant pas très courante à l'époque, il embarque des instruments pour mesurer le taux d'ionisation, mais également des instruments météorologique pour étudier des paramètres comme la pression et l'hygrométrie en haute altitude.

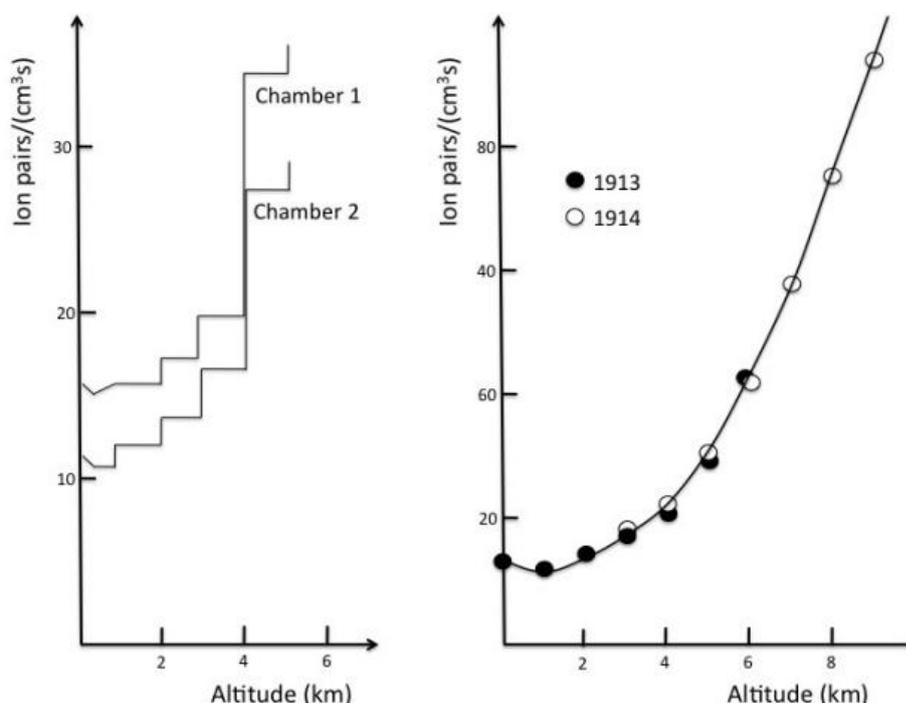


FIGURE 1.2: Mesure de l'ionisation de l'atmosphère en fonction de l'altitude. À gauche : premières preuves de l'origine extraterrestre du RC par Viktor Hess (issues de [Hess 1911b, 1912]). Le taux d'ionisation augmente avec l'altitude. À droite : mesures effectuées par Werner Kolhörster (issues de [Kolhörster 1913, 1914]) validant les conclusions de Hess.

Il observe dans un premier temps une chute de l'ionisation atmosphérique (en dessous de 500 mètres), puis une hausse jusqu'à 5000 mètres, altitude maximale atteinte. Il en déduit que l'ionisation observée à basse altitude est due à la radioactivité naturelle terrestre et correspond à la partie "basse altitude" de ses observations. Il déduit également la présence d'une source extraterrestre ionisant l'atmosphère de façon croissante avec l'altitude (Fig. 1.2). Le nom de rayonnement cosmique est proposé en 1926 par Robert Millikan. La moitié du prix Nobel fut attribué à Victor Hess en 1936 pour sa découverte [Hess 1936].

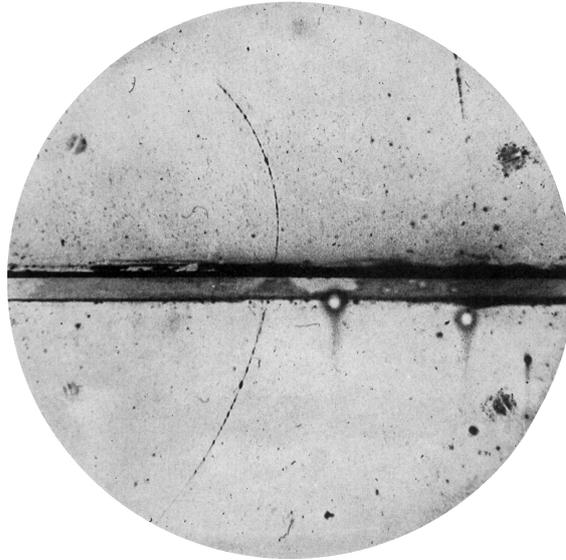


FIGURE 1.3: Photo d'une trajectoire d'un positon traversant une plaque de plomb dans une chambre à brouillard. La trajectoire est courbée grâce au champ magnétique dans lequel baigne l'expérience. Le rayon de courbure est plus court après le plomb, suite à la perte d'énergie du positon dans celui-ci. Cela permet de déterminer le sens de propagation de la particule, et donc le signe de sa charge électrique (image issue de [Dirac 1928]).

1.1.1.4 La découverte de nouvelles particules

La découverte du rayonnement cosmique ouvre un nouveau champ de la physique, proposant des particules de hautes énergies, non accessible en laboratoire à cette époque. Ces particules vont permettre de sonder la matière à une échelle encore jamais atteinte et permettre le développement de la physique des particules.

La découverte du positon

En 1928, Paul Dirac, prédit l'existence du positon comme antiparticule de l'électron [Dirac 1928]. Il s'agit de la première prédiction de l'existence d'une particule élémentaire avant sa découverte expérimentale. L'observation se fait grâce à une chambre à brouillard, développée par Wilson. Le détecteur est rempli de gaz qui, sous l'effet d'une ionisation du milieu, va condenser. Ainsi, lorsqu'une particule ionisante traverse l'instrument, des nuages de condensation se forment le long de sa trajectoire. Carl Anderson et Robert Millikan décident d'utiliser ce détecteur dans un champ magnétique produit par un aimant placé autour de la chambre à brouillard. Une particule chargée sera donc soumise à la force de Lorentz et sa trajectoire sera courbée. Le sens de la courbure permet de déterminer si la particule détectée est chargée positivement ou négativement. En absence de sources radioactives proches, Anderson découvre qu'il y a autant de particules ayant une trajectoire courbée vers la gauche que vers la droite. Afin de déterminer le sens de parcours des particules (et donc le signe de leur charge), il place une plaque de plomb dans le détecteur. Les particules perdent de l'énergie dans le plomb et la courbure de leur trajectoire doit donc être plus forte après l'avoir traversé. Il observe

alors des particules chargées positivement. Il croit d'abord observer des protons. Il rejette cette hypothèse à cause de l'intensité de la courbure et de l'ionisation produite : il s'agit de particules légères. Les trajectoires sont en tout point semblables à celles de traces négatives, issues d'électrons. Il en déduit donc qu'il s'agit d'un électron de charge positive : le positon [Anderson 1932, 1933].

Cette découverte a un sens épistémologique fort : il s'agit de la première particule élémentaire prédite par la théorie puis découverte. C'est le début de la physique des particules. La démarche scientifique adoptée ici est purement cartésienne¹. Il s'agit en cela d'une découverte fondamentalement différente de celle de Viktor Hess, qui a fait une constatation empirique². Les positons détectés sont un des produits du rayonnement cosmique mis en évidence par Viktor Hess.

Les autres particules qui ont suivi le positon

L'expérience d'Anderson a donc joué un rôle majeure dans l'évolution de la physique des particules. En poursuivant l'étude menée pour la découverte des positons, il trouve des traces correspondant à des particules de charge électrique négative et unitaire. Ces particules sont plus lourdes que les électrons mais moins lourdes que les protons. Il les baptise donc méso-trons qui deviennent par la suite les muons [Neddermeyer et Anderson 1937; Millikan 1939].

En 1945 Cecil Powell développe une nouvelle technique d'émulsion photographique permettant de détecter des particules chargées de grandes vitesses. En 1947, il détecta des particules, identifiées comme des muons, issues d'autres particules. Il les appela mésons π , maintenant nommées pions [Powell 1950].

1.1.2 De la physique des particules aux astroparticules

1.1.2.1 Réorientation thématique

La découverte du rayonnement cosmique a permis l'essor de la physique des particules avec notamment la découverte du positon. Des nouvelles particules ont pu être mises en évidence et ainsi participer au développement de nouvelles techniques de détection. Au début des années 50, les premiers accélérateurs sont construits, et la physique des particules préfère utiliser ces outils plus performants pour continuer son développement. L'utilisation des RC comme sonde de la matière devient donc obsolète. Néanmoins, la découverte de la corrélation spatiale et temporelle du RC au sol par Pierre Auger en 1939 [Auger et al. 1939], conduit à la découverte des gerbes atmosphériques : le rayonnement détecté au sol est constitué de particules secondaires ou tertiaires issues d'une particule source interagissant dans l'atmosphère (Fig. 1.4). Les problématiques liées au RC se recentrent sur l'origine et la nature extraterrestre de ces particules primaires : quelles sont-elles ? D'où proviennent-elles ? Ces questions s'inscrivent dans le cadre de l'astrophysique qui devient le cadre d'étude du RC. Cet intérêt pour l'origine du RC se développe avec les premières mesures de flux de particules primaires réalisées sur des expériences ballons puis satellitaires. Ces études vont permettre de se rendre compte de la richesse de la composition du rayonnement cosmique.

1. Au sens épistémologique du terme : la théorie est en amont de la preuve expérimentale. On parle également de démarche inductive.

2. Démarche déductive qui consiste à établir la théorie après l'observation des faits qu'elle décrit.

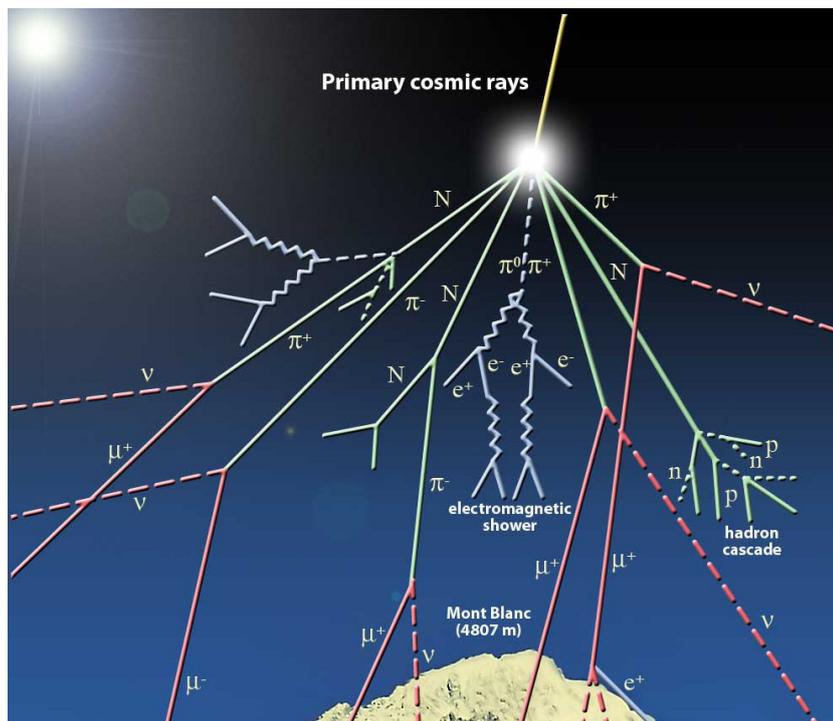


FIGURE 1.4: Gerbe atmosphérique. une particule primaire interagit avec l'atmosphère terrestre et produit des particules secondaires puis tertiaires. Au sol, les particules détectées sont des muons, des électrons, des positons, des mésons, des protons et des neutrons (image issue de <http://www.scifun.ed.ac.uk>).

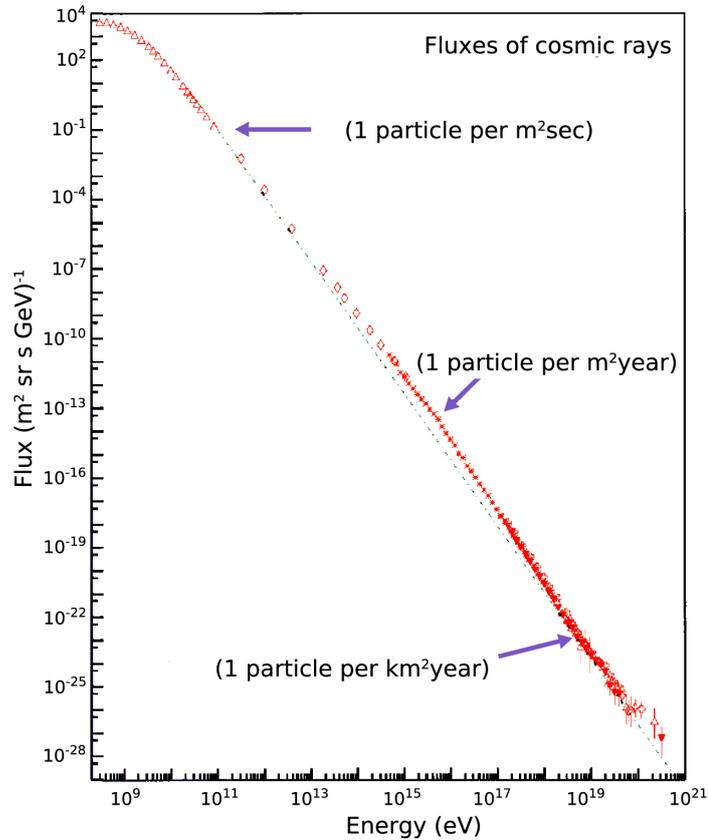


FIGURE 1.5: Le flux du rayonnement cosmique a une forme de loi de puissance avec quelques déviations. À basse énergie, la modulation solaire (voir section 1.2) aplatit le spectre. Deux autres structures sont notables, le genou et la cheville. Ces deux structures particulières témoignent d'un changement sur la provenance du RC ou sa propagation (image issue de science.nasa.gov).

1.1.2.2 Une multitude d'observables

Le RC est composé de divers messagers, certains neutres, comme les photons et les neutrinos, d'autres électriquement chargés. Ces derniers comprennent l'ensemble des noyaux de la classification périodique (plus certains isotopes radioactifs et antiparticules), et les leptons stables (électrons et positons). Chacune de ces composantes du RC peut être quantifiée par un flux, défini comme le nombre de particules par unité de temps, de surface, d'angle solide et d'énergie. Ce flux du rayonnement cosmique possède certaines propriétés notables. Il s'étend sur 12 ordres de grandeur en énergie, et 32 ordres de grandeur en amplitude (Fig. 1.5)! La basse énergie du spectre (en dessous de 10^{16} eV) est considérée d'origine galactique et la partie haute énergie est supposée extragalactique. Dans la suite nous nous concentrerons uniquement sur la partie galactique du spectre. La composition du RC sera plus détaillée dans la partie suivante (section 1.2).

Certaines espèces du RC sont produites suite à des événements astrophysiques (comme la fin de vie d'une étoile) puis se propagent dans l'environnement interstellaire, il s'agit de la composante primaire du RC. La propagation de ces particules et l'interaction avec le milieu

ambiant, décrit dans la section 1.2, vont être responsables de la modification des flux (gain ou perte d'énergie et création ou annihilation de particules). Ainsi, les flux mesurés au niveau de la Terre portent l'empreinte des différents processus d'interaction qu'ont subi les messagers, et peuvent être utilisés pour sonder les propriétés de notre Galaxie. La diversité d'étude du RC (portée par le grand nombre de signaux mesurables) permet de chercher des signaux caractéristiques d'un même phénomène physique de différentes façons. Cette approche est décrite génériquement comme *multimessagère*. Elle est par exemple utilisée dans le cadre de la recherche indirecte de matière sombre, problématique majeure de l'astrophysique d'aujourd'hui.

1.1.2.3 Le RC pour la recherche de matière noire

Le but de cette partie n'est pas d'introduire pleinement le sujet de la matière noire, mais plutôt de l'utiliser comme un exemple de la richesse d'étude que propose le rayonnement cosmique.

Un déficit de masse dans notre univers

En 1933, l'astronome suisse Fritz Zwicky étudie la masse d'un amas de galaxies à travers la dispersion de vitesses de ses galaxies [Zwicky 1933]. Il en déduit la masse dynamique qu'il compare à la masse lumineuse, estimée à partir de la lumière dégagée par les objets observés. Il trouve une masse dynamique 400 fois plus grande que la masse lumineuse. Il en déduit l'existence de matière sombre, massive, qui joue un rôle important dans la dynamique gravitationnelle de l'amas. Il s'agit de la première évidence observationnelle de la matière noire .

Une autre observation similaire est faite sur la vitesse de rotation des galaxies spirales. D'après les lois de Kepler, une étoile en périphérie de la galaxie voit sa vitesse radiale évoluer comme $1/r$ (avec la distance au centre de la galaxie). Or des observations ont montré que celle-ci est constante en fonction de r (Fig. 1.6). Cette mesure suggère donc également une quantité importante de matière non visible dans la galaxie.

Une observation plus récente abonde également dans cette direction. L'amas de la balle est le résultat de la collision de deux amas de galaxies. Pendant cette collision l'évolution de chaque constituant des deux amas peut être observée séparément. On est capable de différencier la composante baryonique (observée dans le visible et les rayons X), de la composante gravitationnelle (observée par effet de lentille) [Clowe 2006]. Cette dernière montre la présence d'une masse importante, en dehors des zones gazeuses, interprétée comme une masse non visible importante.

Enfin, les observations du satellite Planck montrent également la présence de matière sombre à une échelle cosmologique à travers le spectre de puissance du fond diffus cosmologique [Planck Collaboration et al. 2014].

Ces trois observations tendent à montrer la présence de masse non visible à différentes échelles dans notre Univers.

Détection dans le RC

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer cette masse manquante. La supersymétrie, développée indépendamment comme extension du modèle standard de la physique des

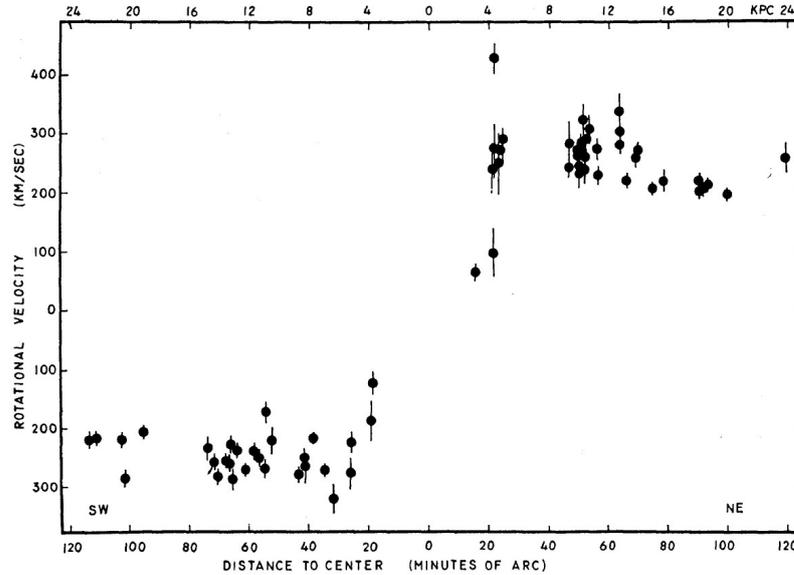


FIGURE 1.6: Vitesse radiale de 67 régions d’émission de la galaxie M31 en fonction de la distance au centre de la galaxie [Rubin et Ford 1970]. On voit qu’au delà de 20 minutes d’arc la vitesse est constante, nécessitant la présence de matière sombre.

particules propose un candidat naturel, le neutralino χ . Cette particule possède effectivement les propriétés requises : elle interagit faiblement, elle est massive, et stable à des temps cosmologiques. Elle porte le nom générique de *WIMP* (acronyme anglo-saxon de *weekly interactive massive particle*).

L’observation de cette matière sombre peut se faire à travers ses produits d’annihilation : $\chi + \bar{\chi} \rightarrow \bar{l}l, 2\gamma, q\bar{q}$, le but étant de chercher un excès par rapport au fonds astrophysiques attendus. Chaque canal de détection a ses avantages et coupler différentes observations permet de s’affranchir d’un maximum de biais (notamment sur l’estimation des fonds astrophysiques). La détermination des fonds attendus s’établit à partir de l’étude la propagation du RC dans la Galaxie (voir section 1.2). Dans l’exemple de notre Galaxie, la densité de matière noire n’est pas uniforme. Elle est surdensitaire là où la densité de matière est la plus importante, car elle interagit gravitationnellement. Les études portant sur le profil de matière noire dans la Galaxie montrent une sur-densité vers le centre galactique [Zhao 1996; Merritt et al. 2006; Springel et al. 2008], ce qui en fait une zone d’étude intéressante pour la recherche de matière sombre.

Cette stratégie expérimentale (chercher les produits d’annihilation du neutralino) est appelée détection indirecte de matière noire. Nous avons vu que cette détection indirecte profite déjà de la diversité de composition du RC. Elle peut également être couplée à la détection directe qui regarde l’interaction entre les *WIMPs* et la matière ordinaire comme le font actuellement par exemple les expériences XENON, CDMS, ou LUX.

Nous avons retracé brièvement l’historique de l’étude du RC et avons pu mettre en avant que le RC est donc une sonde permettant de répondre à certaines problématiques astrophysiques actuelles. La compréhension de sa propagation dans la Galaxie joue un rôle majeur dans ces études.

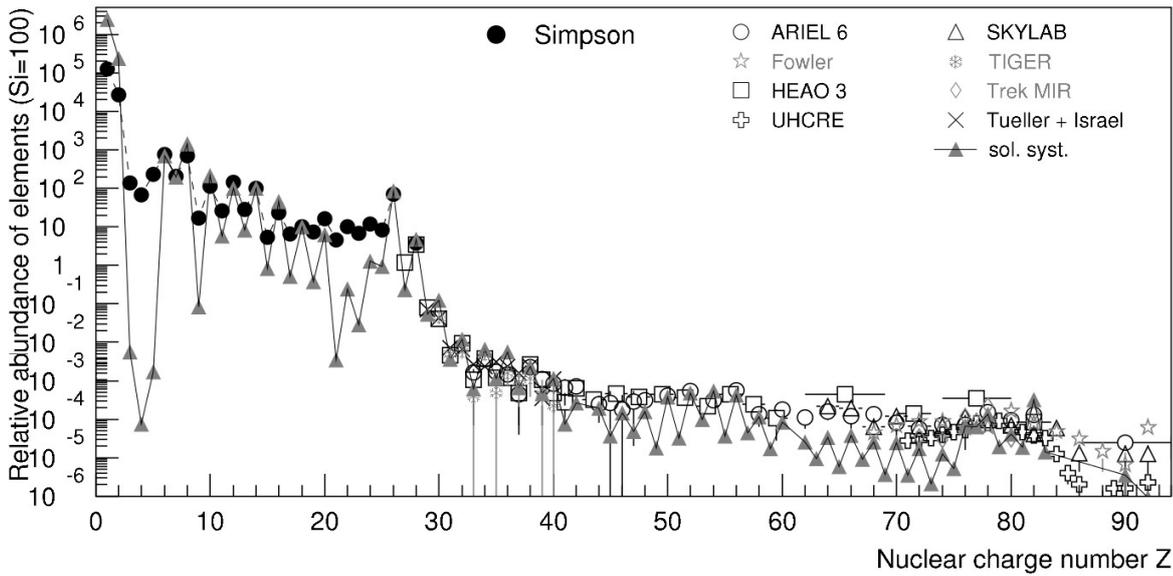


FIGURE 1.7: Abondances relatives des différentes espèces dans le RC chargé [Hörandel 2008]. La normalisation est telle que le silicium est mis à 100.

1.2 Le rayonnement cosmique chargé

L'estimation des fonds astrophysiques est une étape clé dans la recherche de matière sombre avec le RC, dont chacune des composante peut être estimée grâce à un flux. Dans cette partie nous allons voir les abondances relatives des différentes espèces dans le RC chargé, ainsi que les différents processus physiques qui participent à la construction de ces flux.

1.2.1 Flux galactiques et abondances relatives

La composition hadronique du RC chargé est présentée sur la figure 1.7. On y trouve 87% de noyaux d'hydrogène, 12% de noyaux d'héliums, les autres espèces se partageant le pourcent restant. Il est notable que l'ensemble des éléments stables de la classification périodique soit représenté, témoignant ici encore de la diversité du RC. Les éléments peuvent être séparés en deux catégories. D'une part, les espèces "*primaires*" sont produites initialement à la fin de vie d'une étoile avant d'être accélérées. Les flux des premières espèces primaires sont présentés sur la figure 1.8, on y trouve des noyaux légers comme l'hydrogène et l'hélium, mais également des noyaux plus lourds comme le fer, élément le plus stable dans les chaînes de réactions nucléaires stellaires. D'autre part, les espèces "*secondaires*" sont produites par réactions nucléaires au cours de la propagation du RC dans la Galaxie.

Les flux des composantes du RC ont une forme caractéristique en loi de puissance (voir figure 1.8) : $\frac{dJ}{dE} \propto E^{-\gamma}$, à haute énergie ($\gtrsim 50$ GeV/n), où γ est appelé l'indice spectral. Les flux mesurés sont isotropes à basse énergie ($\lesssim 10^{16}$ eV), conséquence des processus diffusifs de la propagation du RC chargé dans la Galaxie. Le but de cette section est de présenter les différents effets physiques menant à la réalisation de ces flux mesurés. Nous prendrons

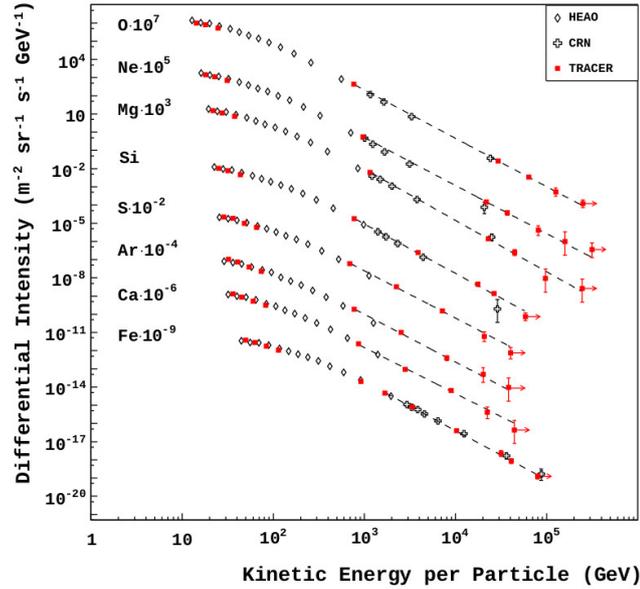


FIGURE 1.8: Flux du RC pour les espèces primaires [Beringer et al. 2012]. Les noyaux d’hydrogène et d’hélium sont très majoritaires. Les flux présentent un indice spectral comparable à haute énergie, témoin d’un même processus de propagation.

le parti de discuter le parcours typique d’une particule, de sa synthèse au transport dans la Galaxie et dans l’environnement local, en somme l’histoire d’une particule du rayonnement cosmique. Nous décrivons les différents processus indépendamment de la nature hadronique ou leptonique des particules considérées. Néanmoins, les valeurs typiques données s’applique à la composante hadronique.

1.2.2 Synthèse, accélération et transport dans la Galaxie

La première étape de cette histoire est la synthèse, et l’accélération, puis nous verrons les différentes interactions qui surviennent aux cours de la propagation dans la Galaxie, avec notamment la synthèse des espèces secondaires.

1.2.2.1 Les processus de Fermi

La caractéristique principale des flux du RC est la structure en loi de puissance, au-dessus de quelques dizaines de GeV/n, montrée sur la figure 1.8. En 1949, Enrico Fermi propose un mécanisme [Fermi 1949], issu de la physique statistique, permettant d’accélérer les particules du RC et de reproduire cette caractéristique.

Le mécanisme d’accélération est basé sur la traversée successive de nuages magnétiques en mouvement, présents dans le milieu interstellaire, par les particules du RC. En moyenne les particules gagnent de l’énergie à chaque nuage traversé. Afin de comprendre ce phénomène, nous allons calculer le gain d’énergie moyen pour une particule, d’énergie initiale E_1 , lorsqu’elle traverse un nuage. Nous négligerons les pertes d’énergie par ionisation, suppo-

sées négligeables dans notre cas. Les quantités *primées* correspondent au référentiel propre du nuage, et les *normales* correspondent à un référentiel \mathcal{R} , la Galaxie, dans lequel la particule a une vitesse \vec{v}_1^p et le nuage, une vitesse \vec{v}^n , formant un angle $\theta_1 = (\vec{v}_1^p, \vec{v}^n)$. Dans \mathcal{R}' la direction de sortie de la particule, \vec{v}_2^p , est isotrope (on suppose le nuage suffisamment volumineux pour que cela soit le cas) et l'énergie de la particule est conservée (la force de Lorentz ne travaille pas). Ainsi l'énergie de la particule après avoir traversé le nuage est $E'_2 = E'_1$, et on note $\theta_2 = (\vec{v}_2^p, \vec{v}^n)$, l'angle formé entre la direction de sortie de la particule et la direction de propagation du nuage. Par transformée de Lorentz on a : $E'_1 = E_1 \gamma (1 - \beta \cos \theta_1)$ et $E_2 = E'_2 \gamma (1 + \beta \cos \theta'_2)$, où β et γ sont la célérité et le facteur de Lorentz du nuage dans \mathcal{R} . On a donc :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2) - 1. \quad (1.1)$$

Afin d'avoir une valeur statistique du gain d'énergie moyen, l'équation (1.1) doit être moyennée sur l'ensemble des angle θ_1 et θ'_2 possible. Comme \vec{v}_2^p est isotrope, $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$. Dans le cadre de la relativité restreinte, la distribution de $\cos \theta_1$ est $\gamma (1 + \beta \cos \theta_1)$, relation issue de la transformée de Lorentz. Ainsi la valeur moyenne $\langle \cos \theta_1 \rangle$ est donné par :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta_1 (1 + \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1}{\int_{-1}^1 (1 + \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1} = -\frac{\beta}{3}. \quad (1.2)$$

En réinjectant ces résultats dans l'équation (1.1), on obtient :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \frac{\beta^2}{3}}{1 - \beta^2} - 1, \quad (1.3)$$

$$\approx \frac{4}{3} \beta^2. \quad (1.4)$$

L'approximation $\beta \ll 1$ faite dans l'équation (1.4) est valide car les nuages magnétiques ont une très faible vitesse ($\beta \approx 10^{-5}$) comparée au particules qui les traversent [Fermi 1949, 1954]. Ce processus est appelé processus de Fermi de second ordre³. Partant de ce gain d'énergie moyen, on peut calculer le nombre de particules accélérées jusqu'à une énergie E . Soit une énergie initiale E_0 , et n le nombre de nuages magnétiques à traverser pour atteindre une énergie E , tel que :

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^n = E_0 \left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)^n, \quad (1.5)$$

et donc :

$$n = \frac{\ln \frac{E}{E_0}}{\ln \left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)}. \quad (1.6)$$

On définit le libre parcours moyen l comme la distance moyenne parcourue par une particule avant qu'elle interagisse avec le milieu interstellaire. La fraction de particules n ayant

3. L'ordre du processus de Fermi dépend de la puissance de β impliquée dans le gain moyen d'énergie.

pas interagi après une distance x est donnée par $\exp(-x/l)$. Soit L la distance moyenne entre deux nuages, alors le nombre de particules ayant croisé n nuages magnétiques est :

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{nL}{l}\right). \quad (1.7)$$

En croisant les équations (1.6) et (1.7), on obtient donc :

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\frac{L/l}{\ln\left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)}} \approx N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\frac{3L}{4l\beta^2}} \propto E^{-\gamma}. \quad (1.8)$$

L'équation (1.8) s'obtient dans le cas $\beta \ll 1$, hypothèse encore une fois valide pour les nuages magnétiques qui ont une vitesse faible ($\beta \approx 10^{-5}$). Le mécanisme proposé par Fermi permet donc d'accélérer les particules du RC et de former des flux en loi de puissance. Cependant, il n'est pas suffisamment efficace pour expliquer la distribution d'énergie du RC. Le gain en énergie apporté par la traversée d'un nuage est très faible, ce qui implique une distance d'accélération à parcourir beaucoup plus grande que le libre parcours moyen d'une particule. Ce mécanisme est donc insuffisant pour expliquer la densité d'énergie du RC telle qu'elle est observée.

La théorie originale de Fermi a été modifiée dans les années 70 [Axford et al. 1977, 1978; Krymskii 1977; Bell 1978a,b; Blandford et Ostriker 1978] pour proposer un mécanisme d'accélération plus efficace (premier ordre en β). La description se fait dans les ondes de choc de supernovae mais peut être généralisée à d'autres chocs astrophysiques. Le mécanisme fondamental d'accélération est le même que pour le processus de Fermi du second ordre, les particules sont accélérées dans des inhomogénéités magnétiques, seule la géométrie change (voir Fig. 1.9). Afin de sortir du choc, l'angle θ'_2 n'est plus isotrope et la direction incidente est nécessairement orientée du milieu interstellaire vers le milieu choqué [Protheroe 1999]. Ainsi les valeurs moyennes des angles θ_1 et θ'_2 sont modifiées et on a $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3}$ et $\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3}$. En réinjectant ces valeurs dans l'équation (1.1), on obtient :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{\left(1 + \frac{2}{3}\beta\right)^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta. \quad (1.9)$$

La densité d'énergie associée au gain moyen décrit par l'équation (1.9) peut être calculée de la même manière que dans l'équation (1.8), et on obtient :

$$N(E) \propto E^{-\frac{3L}{4l\beta}}. \quad (1.10)$$

Le mécanisme, en premier ordre en β , est bien plus efficace que celui décrit originellement par Fermi. La principale différence physique entre les deux processus est que le deuxième interdit les collisions fuyantes, et oriente la direction en sortie du nuage magnétique pour rester dans le processus d'accélération. Ces deux considérations géométriques ont un impact important sur le résultat final.

Les deux mécanismes de Fermi présentés ici sont la clé des processus d'accélération et de réaccélération du RC dans la Galaxie.

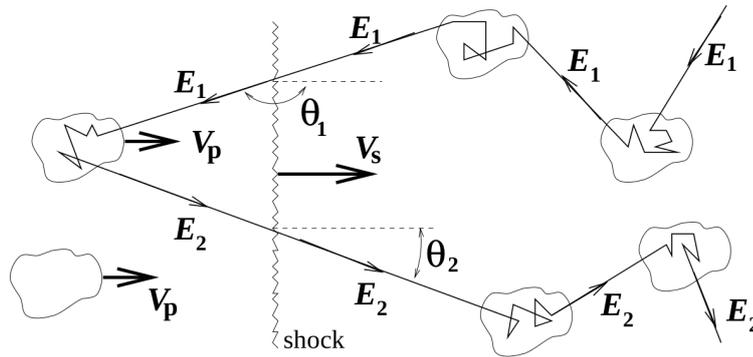


FIGURE 1.9: Accélération d'une particule à l'interface entre un milieu choqué et un milieu non-choqué. La particule incidente vient du milieu interstellaire, traverse le choc, est accélérée dans l'inhomogénéité magnétique et ressort du choc. Figure issue de [Protheroe 1999].

1.2.2.2 Les sources

Le terme *source* désigne ici à la fois le processus de synthèse des éléments chimiques, constituants de la composante primaire du RC, et l'accélération de ces particules. Ces deux processus mènent à la création des spectres sources du RC. Il faut donc trouver des objets astrophysiques suffisamment énergétiques pour expliquer la densité d'énergie du rayonnement cosmique dans la Galaxie. Ces sources doivent maintenir un haut taux de production ($1 - 1.5 \times 10^{41}$ erg/s [Fields et al. 2001]), laissant apparaître les candidats galactiques suivants : les supernovae [Blandford et Ostriker 1980], les pulsars [Gunn et Ostriker 1969] et les étoiles à neutrons dans les systèmes binaires [Hillas 1984].

L'hypothèse la plus répandue est celle des vestiges de supernovae. En fin de vie, ces étoiles libèrent de la matière dans le milieu interstellaire environnant qui va ensuite être accélérée par l'onde de choc produite au moment de l'effondrement gravitationnel. En effet, à la fin du cycle de fusion, le cœur de l'étoile est constitué de fer, noyau le plus stable du processus de fusion nucléaire stellaire. La fusion s'arrête et la température du cœur diminue, ce qui entraîne une rupture de l'équilibre entre la force gravitationnelle et la force radiative liée à la fusion : l'étoile se contracte rapidement. S'en suit une hausse de la pression qui induit une réaction $p + e^- \rightarrow n$. La matière des couches supérieures rebondit sur ce cœur de neutrons et provoque une onde de choc qui se propage vers l'extérieur. Celle-ci accélère les particules du milieu interstellaire environnant selon le mécanisme de Fermi du premier ordre décrit précédemment. Ce processus, décrit par les équations (1.10) et (1.9), ne prédit pas d'énergie limite au-delà de laquelle les particules ne sont plus accélérées. Cependant, lorsque le rayon de Larmor de la particule devient du même ordre de grandeur que la source, les particules s'échappent de la région d'accélération. Il a été estimé qu'une unique supernova pouvait accélérer les particules du RC jusqu'à environ 10^4 GeV [Lagage et Cesarsky 1983]. L'accélération des particules produit un spectre source en loi de puissance à haute énergie ($\gtrsim 50$ GeV/n) avec un indice spectral $\gamma_{\text{source}} \approx 2$. Ce spectre est à mettre en regard des flux mesurés (Fig 1.8) qui ont un indice spectral plus grand $\gamma \approx 2.7$. Le passage du spectre source aux flux observés se fait grâce à la propagation des particules du RC dans la Galaxie.

Le processus d'accélération décrit ici est très basique et correspond à l'idée proposée dans les années 70. Ce mécanisme a connu des raffinements qui vont bien au-delà de cette courte introduction. On peut mentionner la non-linéarité du mécanisme avec la rétroaction des particules du RC sur le choc accélérateur, qui va avoir pour conséquence le lissage du front de choc mais avec une augmentation de la compression totale de la matière. Cet effet rend l'hypothèse stationnaire, utilisée pour établir et résoudre les équations précédentes, non valide. D'autres problèmes, comme celui de l'injection des particules peuvent être mentionnés : à basse énergie (≈ 100 MeV) la perte d'énergie par ionisation dans le milieu interstellaire est plus importante que le gain d'énergie par traversée du choc. Ces différents effets sont expliqués par Drury, Lucek et Bell [Drury 1983; Lucek et Bell 2000; Bell et Lucek 2001], qui présentent les principales déviations par rapport aux mécanismes développés.

1.2.2.3 Le transport du RC dans la Galaxie

Nous avons discuté de la synthèse et de l'accélération des particules de la composante primaire du RC, et nous nous intéressons maintenant à leur propagation dans la Galaxie.

Afin de décrire l'ensemble des mécanismes de propagation et d'interaction dans la Galaxie, nous nous basons sur l'équation de diffusion du RC. Celle-ci établit l'évolution de la densité du RC en tout point de la Galaxie et à toutes les énergies. Il s'agit en réalité d'un système d'équations différentielles couplées, où chaque équation désigne une espèce du RC, celles-ci étant dénotées par l'indice j . La densité numérique différentielle en énergie d'énergie $N^j(\vec{r}, E)$ est notée plus simplement N^j et suit l'équation de diffusion suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N^j}{\partial t} - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (K^j \vec{\nabla} N^j)}_{\text{diffusion}} - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\vec{V}_c N^j)}_{\text{convection}} - \underbrace{\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c}{3} \frac{\partial}{\partial E} (EN^j)}_{\text{pertes adiabatiques}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial E} (b^j N^j)}_{\text{pertes d'énergie coulombiennes et par ionisations}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{1 + \beta^2}{E} K_p N^j + \beta^2 K_p \frac{\partial N^j}{\partial E} \right)}_{\text{réaccélération}} \\
+ \underbrace{vn\sigma^j}_{\text{destruction}} + \underbrace{\sum_k \frac{N^j}{\gamma\tau^{j \rightarrow k}}}_{\text{destruction par décroissances radioactives}} \\
= \underbrace{q^j}_{\text{sources}} + \underbrace{\sum_{i>j} vn\sigma^{i \rightarrow j} N^i}_{\text{spallation}} + \underbrace{\sum_i \frac{N^i}{\gamma\tau^{i \rightarrow j}}}_{\text{création par décroissances radioactives}} .
\end{aligned} \tag{1.11}$$

L'équation (1.11) provient de la forme générale d'une équation de conservation du flux ($\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$) dont les termes de sources et de pertes sont énumérés individuellement. Le but ici est de reprendre chacun de ces termes et de voir à quels phénomènes physiques ils correspondent.

- Le terme "*sources*" correspond au spectre source discuté précédemment, et est associé physiquement aux phénomènes d'injection et d'accélération des particules du RC. Avec l'hypothèse que ce spectre en énergie est le même pour toutes les sources, il peut

être séparé en deux termes indépendants :

$$q^j(\vec{r}, t, E) = Q^j(E) \times f(\vec{r}, t). \quad (1.12)$$

Dans l'équation (1.12), la dépendance en énergie peut être exprimée sous forme de loi de puissance en rigidité, $\mathcal{R} = \frac{pc}{Ze}$. La partie basse énergie est impactée par les problèmes d'injection, et la distribution des particules est moins facilement déterminable [Drury 1983; Jones 1994], une dépendance en $\beta = \frac{v}{c}$ est ajoutée, et on a :

$$Q^j(E) = Q_0^j \times \beta^\eta \times \mathcal{R}^{-\alpha}. \quad (1.13)$$

- Le processus de spallation correspond à la production d'éléments secondaires à partir des éléments primaires. Ce mécanisme est caractérisé par la section efficace $\sigma^{i \rightarrow j}$ de production de l'élément j par fragmentation de l'élément i . L'ensemble des éléments plus lourds que j doit être pris en compte. Il n'est ici pas possible de créer des noyaux plus lourds par fusion, la section efficace correspondante étant très faible devant la section efficace de fragmentation. On en déduit que l'élément le plus lourd est nécessairement primaire. Cet effet de spallation intervient dans les termes de création de l'équation (1.11), mais également dans les termes de destruction (espèces lourdes se transformant en noyaux plus légers).
- La décroissance radioactive participe à la fois à la création et à l'annihilation de l'élément j . En effet, si celui-ci est radioactif, il peut décroître vers d'autres espèces et réciproquement. Ce processus fait intervenir le temps de décroissance τ .
- La diffusion des particules du RC est un phénomène lié à la turbulence des champs magnétiques galactiques. La traversée des inhomogénéités magnétiques produit deux termes dans l'équation (1.11). (i) La dispersion spatiale qui se paramétrise à travers un coefficient de diffusion K dépendant de l'énergie. Il peut être modélisé de la sorte :

$$K(E) = K_0 \times \mathcal{R}^\delta \times \beta^\mu. \quad (1.14)$$

Le paramètre δ a une place importante dans l'étude de la propagation du RC car il permet de contraindre les modèles de turbulences magnétiques utilisés. (ii) La réaccélération, phénomène faisant intervenir le mécanisme de Fermi du second ordre expliqué précédemment, est modélisé par un coefficient de diffusion K_p [Mannheim et Schlickeiser 1994; Strong et Moskalenko 1998]. La composante turbulente du champ magnétique galactique joue donc un rôle clé dans le transport du RC dans la Galaxie : elle impacte la densité en énergie du RC et permet également une isotropie du RC grâce au phénomène de diffusion.

- Les particules du RC peuvent également être transportées par convection. En effet, la présence d'un vent galactique dirigé vers l'extérieur de la Galaxie avec une vitesse \vec{V}_c permet à la fois ce transport convectif et un changement d'énergie par expansion adiabatique dans le cas $\vec{V} \cdot \vec{V}_c \neq 0$. Ce vent galactique est entretenu par les vents solaires, les explosions de supernova, la pression du RC et la chaleur issue de la radiation UV du fond diffus galactique.

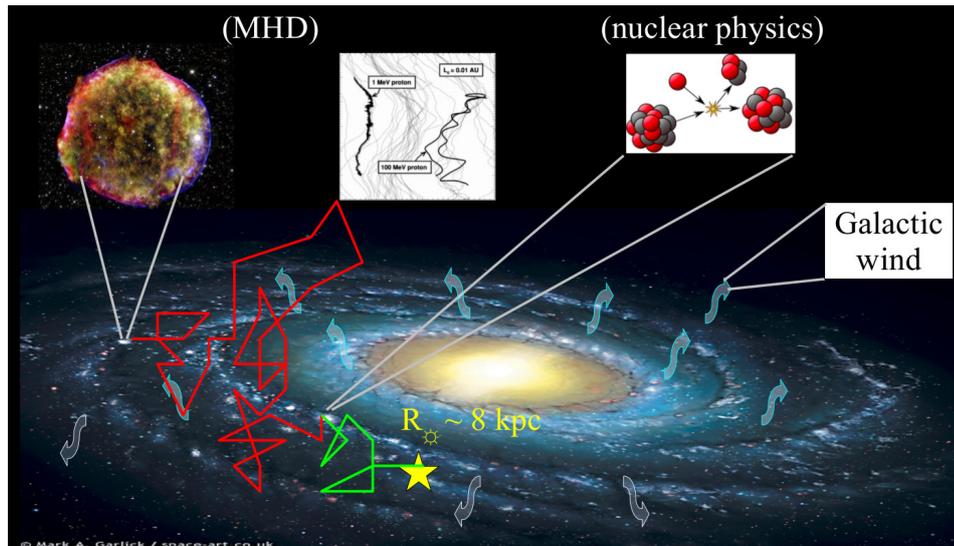


FIGURE 1.10: Résumé du transport d'une particule du RC dans la Galaxie (figure tirée du cours de D. Maurin à ISAPP 2014). La synthèse et l'accélération au niveau d'une supernovae précède la diffusion sur les inhomogénéités magnétiques produisant une marche aléatoire. Une réaction de spallation change la nature de la particule, en produisant une particule secondaire, avant que celle-ci n'arrive dans l'environnement solaire. Le vent galactique est symbolisé par des flèches sortant du disque galactique. Ces différentes étapes représentent le parcours typique d'un noyau du RC dans la Galaxie.

- Les pertes d'énergie coulombiennes et par ionisations ont un impact principalement à basse énergie. La partie coulombienne intervient lors de la traversée d'un plasma, et la perte par ionisations lors de la traversée d'un milieu neutre ou faiblement chargé.

La figure 1.10 résume simplement le transport des particules du RC dans la Galaxie. Les flux mesurés au niveau de la Terre, par exemple ceux montrés sur la figure (1.8), sont la conséquence de tous les effets de propagation présentés précédemment. Ainsi, les processus de synthèse et d'accélération vont mener à la création d'un spectre source (avec un indice spectral $\gamma \approx 2$) qui sera modifié au cours de sa propagation dans la Galaxie par les différents effets diffusifs, convectifs et plus généralement d'interactions (*i.e.* spallation, décroissance). La comparaison entre les flux observés et une modélisation des flux attendus permet de contraindre les différents processus de propagation et donc d'apporter des connaissances sur la Galaxie. Les paramètres sont, par exemple, le coefficient de diffusion ou le vent de convection de l'équation (1.11).

1.2.3 La cavité solaire

Avant d'arriver au niveau de la Terre, les particules du RC pénètrent dans l'environnement solaire, ce qui va impacter les densités d'énergies. Ainsi, les flux mesurés sur Terre portent à la fois l'information de la propagation galactique, comme expliqué précédemment, et de la "propagation solaire". Bien comprendre comment sont modifiées les densités d'énergie permet donc d'apporter des contraintes plus robustes sur les modèles galactiques utilisés pour établir les paramètres de l'équation (1.11). Cette interaction entre plasma solaire et particules

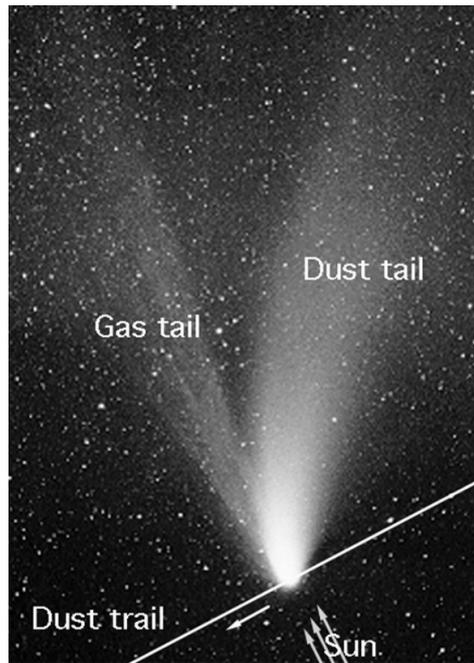


FIGURE 1.11: Comète observée par Ludwig Biermann [Biermann 1951]. La direction de propagation de la comète est indiquée par la queue de poussière (*dust tail*). Une seconde queue de gaz est visible dans le prolongement de l'axe Soleil-comète. Cette queue suggère un flux de particules provenant du Soleil.

du RC a un impact essentiellement à basse énergie ($< 50 \text{ GeV/n}$) comme nous le verrons dans le chapitre 3.

En 1951, Ludwig Biermann observe que la queue d'une comète pointe toujours dans la direction opposée au soleil, que celle-ci s'en approche où s'en éloigne (Fig. 1.11). Il émet donc l'hypothèse d'un flux constant de particules émis par le soleil, qui se propagent radialement, et qui "poussent" la queue de la comète [Biermann 1951]. L'observation de Biermann, bien qu'approximative (le flux de particules émis s'avèrera ne pas être constant), permet d'établir la base ce qui deviendra la *modulation solaire*, modification (périodique) des flux du RC par l'environnement solaire.

1.2.3.1 Champ magnétique solaire et émission du plasma solaire

En 1958 Parker explique que le soleil émet, en continu, un plasma qui fige les lignes du champ magnétique solaire (théorème d'Alfvén), et qui, en se propageant, induit la présence d'un champ magnétique, essentiellement radial, dans le système solaire [Parker 1958b], modélisé à un rayon r comme :

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_0, \theta, \phi) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (1.15)$$

où r_0 est le rayon du soleil. Ainsi un champ magnétique de 1 gauss à la surface du Soleil a une intensité de 2×10^{-5} gauss au niveau de la Terre. Le flux de particules émis est de faible

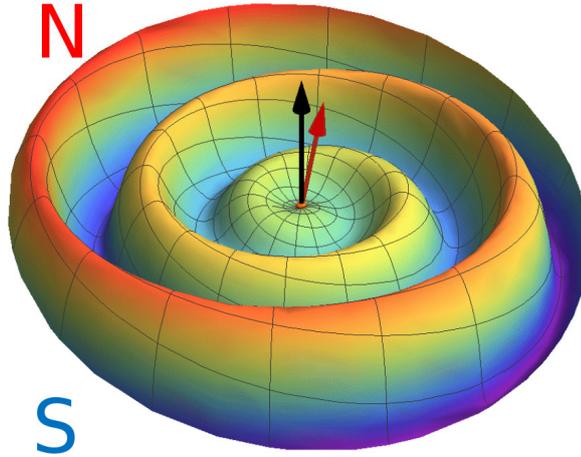


FIGURE 1.12: Spirale de Parker ondulée induite par un angle $\alpha \neq 0$. La nappe de courant sépare deux zones de polarités différentes. La rotation de la nappe de courant suit la rotation du soleil, qui a une période de 25 jours. L'épaisseur de la nappe, de l'ordre de 10000 km, est très faible devant les grandeurs mise en jeu. En Effet, cette nappe de courant s'étend sur l'ensemble de la cavité solaire ($d \approx 100$ unités astronomiques), et atteint une amplitude maximale $a = 2d \arctan\left(\frac{\alpha}{2}\right)$. Pour un angle $\alpha = 15^\circ$, on trouve une amplitude $a \approx 26$ unités astronomiques.

densité ($\approx 500 \text{ ions} \cdot \text{cm}^{-3}$) et se propage à une vitesse $v_m = 500 - 1500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [Parker 1958b]. D'après la loi d'Ampère, liant l'intégrale du champ magnétique sur un contour fermé au courant engendré, un tel champ magnétique produit une nappe de courant (*angl. current sheet*) plane dans le plan équatorial. Cette nappe est constituée d'un courant radial, avec une composante fuyant le soleil, et une autre rentrant vers celui-ci. Ces deux courants sont situés de part et d'autre de la nappe, chacun correspondant à une polarité magnétique différente. La continuité des lignes de champs magnétique du soleil forme une spirale d'Archimède dans le plan équatorial, étant donné la rotation du Soleil. Le champ magnétique prend la forme :

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_0, \theta_0, \phi) \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (1.16)$$

qui traduit le fait que la continuité des lignes de champ se fait selon une spirale.

Cette description est complexifiée par la différence entre l'axe de rotation du Soleil et l'axe du dipôle magnétique. L'angle entre les deux axes, le *tilt angle* α , induit une nappe de courant inclinée, qui tourne avec le soleil ce qui produit une spirale de Parker ondulée, présentée sur la figure (1.12) [Parker 1958a]. Cette spirale a un rôle important dans l'impact de l'environnement solaire sur les densités d'énergie du RC. Une discussion sera menée sur la place qu'elle tient dans les modèles de modulation utilisés.

Le vent solaire engendre une zone, l'héliosphère, à l'intérieur de laquelle il se déplace à une vitesse supersonique. Au niveau de choc terminal (*angl. termination shock*), la vitesse du vent solaire devient subsonique. L'héliopause est la limite extérieure de l'héliosphère au delà de laquelle l'influence du vent solaire sur le RC est supposée nulle. L'héliosphère, ou cavité

solaire, a une forme allongée due à la pression exercée par le milieu interstellaire (Fig. 1.13). Le but ici est de regarder l'interaction des particules du RC dans cette cavité.

1.2.3.2 Diffusion du RC dans la cavité solaire

L'étude de la modulation solaire consiste à modéliser l'interaction entre les particules du RC et le champ magnétique solaire, et à déduire la modification apportée aux flux du RC. Cette interaction peut être formalisée avec une équation de diffusion-convection [Gleeson et Axford 1967, 1968] :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \underbrace{\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V U)}_{\text{convection}} - \underbrace{\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \kappa \frac{\partial U}{\partial r})}_{\text{diffusion}} - \underbrace{\frac{1}{3r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \right) \left(\frac{\partial}{\partial E_k} (\alpha E_k U) \right)}_{\text{expansion adiabatique}} = 0, \quad (1.17)$$

avec

$$\alpha = \frac{E_k + 2mc^2}{E_k + mc^2}.$$

L'équation (1.17) est écrite dans le cadre d'une symétrie sphérique où seule la composante radiale demeure. Les différents termes sont la densité différentielle d'énergie $U \equiv U(r, t)$, la vitesse du vent solaire $V \equiv V(r, t)$, le coefficient de diffusion κ , l'énergie cinétique E_k et la masse de la particule considérée m .

L'équation (1.17) est similaire à l'équation (1.11), modélisant le transport des particules du RC dans la Galaxie. Les termes de sources et de destruction ainsi que la réaccélération sont absents. La physique sous-jacente est la même : la diffusion et la convection de particules par des champs magnétiques et des vents galactiques ou solaires. Les échelles de taille et de temps sont toutefois très différentes. La densité radiale de courant S peut être définie comme :

$$S = VU - \kappa \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{V}{3} \frac{\partial}{\partial E_k} (\alpha E_k U). \quad (1.18)$$

Nous verrons dans la suite comment résoudre l'équation (1.17) sous certaines hypothèses dans le cadre du modèle du champ de force (*force field*). Cela permettra de modéliser l'interaction entre les particules du RC et le vent solaire. Avant de pénétrer dans la cavité solaire, les flux sont qualifiés d'interstellaires (IS), et leur détermination est une étape clé de la compréhension de la propagation du RC dans la Galaxie (voir section précédente).

1.2.3.3 Modulation solaire

Nous avons vu que le plasma éjecté par le Soleil interagit avec les particules du RC. Pourquoi parle-t-on alors de modulation solaire, et pas simplement de transport dans la cavité solaire ?

Cette notion de modulation fait intervenir une évolution temporelle. En effet, l'intensité de l'interaction décrite dans la paragraphe précédent est liée à l'activité solaire. Plus cette dernière est importante, plus le champ magnétique porté par le plasma solaire sera intense, et plus l'interaction sera forte. Le soleil a une activité cyclique, avec une période de 11 ans,

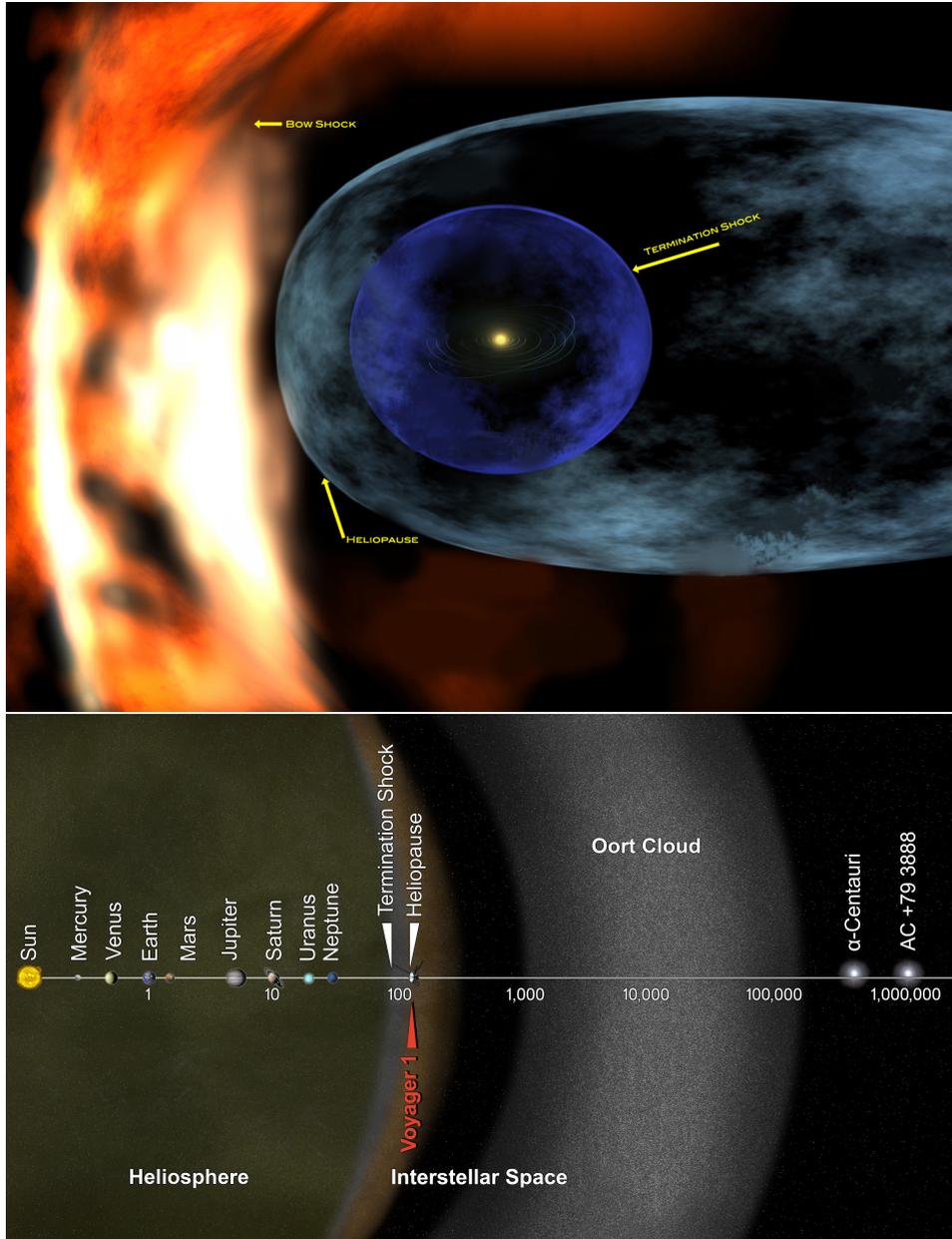


FIGURE 1.13: Illustrations (issues du site de la NASA) schématisant l'héliosphère. La figure du haut montre les différents chocs liés au mouvements relatifs du plasma dans le milieu interstellaire. La forme allongée de l'héliosphère est également une conséquence de ce mouvement. La figure du bas représente l'échelle typique de notre système solaire. La taille caractéristique de l'héliosphère est de 100 unités astronomiques (U.A.). La position mentionnée de la sonde Voyager-I sera discutée par la suite, il s'agit du seul détecteur actuellement supposé au-dehors de l'héliosphère.

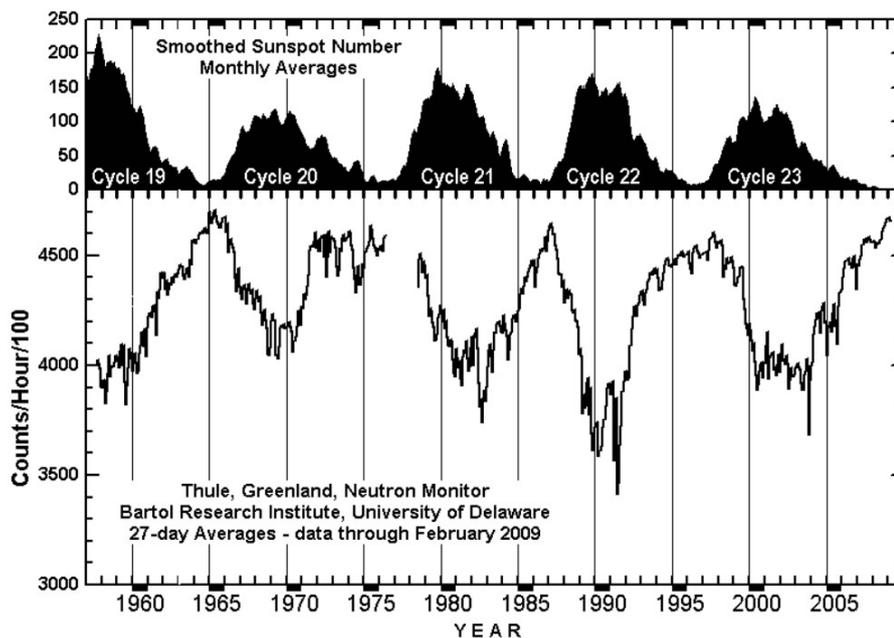


FIGURE 1.14: La figure du haut représente le nombre de taches solaires en fonction du temps, quantité reliée à l'activité solaire. Plus l'activité est forte, plus il y a de taches. La figure du bas représente le signal dans un moniteur à neutrons. Le fonctionnement de ce détecteur sera expliqué par la suite. Le signal mesuré est en lien direct avec les flux du RC après interaction avec le plasma solaire. On remarque une anticorrélation entre l'intensité du signal mesuré et l'activité solaire : plus l'activité solaire est importante, plus l'interaction entre le vent solaire et les particules du rayonnement cosmique est importante. Image tirée de <http://neutronm.bartol.udel.edu>.

et l'impact sur les particules du RC suit le même cycle. Ce phénomène est illustré sur la figure 1.14. La variation du *tilt angle* joue également un rôle sur l'intensité de la modulation.

L'analyse de cette modulation permet d'une part d'accéder aux flux interstellaires (pertinents pour l'interprétation galactique des mesures du RC), et d'autre part d'étudier la dynamique de la physique solaire. Ces deux aspects seront développés dans le chapitre 3.

1.2.4 L'environnement local

Jusqu'à présent nous vu le parcours des particules du RC, de leur synthèse jusqu'au transport dans la cavité solaire. Nous avons insisté sur les motivations scientifiques pour l'étude de la propagation galactique du RC et de la modulation solaire. La dernière étape du transport des particules du RC est l'interaction avec l'environnement local, dans lequel se fait la majeure partie des mesures. Deux aspects sont à considérer :

- Le champ magnétique terrestre sert de bouclier aux radiations solaires de basse énergie ($\lesssim 1$ GeV/n). Cet effet d'écrantage s'applique également au RC galactique de basse énergie.
- Les particules du RC pénétrant l'atmosphère terrestre vont produire des gerbes atmosphériques. Dans le cas de détecteurs au sol, ou de basse altitude, la compréhension de ces gerbes est primordiale pour l'étude du RC.

Le but est d'expliquer ces deux effets qui seront pris en compte dans la suite de cet exposé.

1.2.4.1 Le champ magnétique terrestre

Le champ géomagnétique terrestre agit comme un bouclier sur les particules de faible énergie (voir Fig. 1.15). Cette approche a été théorisée par Störmer en 1955 dans le cas d'un champ magnétique dipolaire [Störmer 1955]. Les particules subissent la force de Lorentz et leur trajectoire est déviée. Störmer introduit la notion de rigidité de coupure R_c , rigidité en deçà de laquelle la particule est captée par le champ magnétique et donc non-déTECTABLE. Cette rigidité de coupure dépend de la position. En effet, le champ géomagnétique (et son orientation) n'est pas la même au pôle magnétique où à l'équateur. Ainsi, la force de Lorentz, $\gamma m \vec{a} = q \vec{v} \times \vec{B}$, est nulle aux pôles car le produit vectoriel s'annule. La rigidité de coupure est minimale. Inversement dans le plan orthogonal au dipôle magnétique, la rigidité de coupure est maximale (dans l'approximation dipolaire). Cette rigidité de coupure a un effet direct sur les particules détectables par un détecteur dans la magnétosphère. Si ce détecteur est en mouvement (on verra par la suite le cas du détecteur AMS-02 dans le chapitre 2), cet effet doit être pris en compte pour pouvoir comparer les prises de données aux différentes positions. Le champ géomagnétique étant en réalité non-dipolaire, l'estimation analytique de cette rigidité de coupure devient très complexe (voire impossible). Le calcul se fait de manière numérique en faisant du *backtracing* de particules dans le champs magnétique estimé par l'*International Geomagnetic Reference Field* (IGRF) [Finlay et al. 2010]. Le but est de reconstruire la fonction de transmission pour chaque position (Fig. 1.16). Une rigidité de coupure caractéristique peut-être définie pour laquelle la fonction de transmission vaut 1/2, il s'agit de la rigidité de coupure verticale. Cette valeur est généralement celle utilisée pour prendre en compte l'effet de la magnétosphère terrestre. La forme de la fonction de transmission dépend de l'ouverture angulaire considérée. Celle-ci étant propre à chaque détecteur, il en va de même pour la

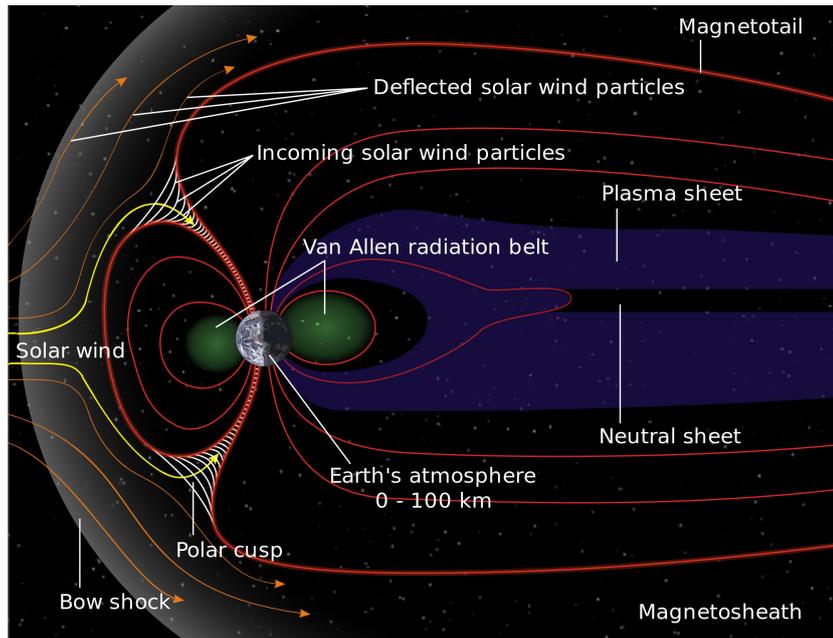


FIGURE 1.15: Illustration de la magnétosphère terrestre (tiré du site de la NASA). Les lignes de champs ont une forme allongée due à la pression exercée par le vent solaire. La comparaison peut être faite avec la forme de l'héliosphère, déformée par le vent galactique.

fonction de transmission. La largeur de la fonction est modifiée mais la rigidité de coupure verticale est constante.

Le champ géomagnétique provoque également une asymétrie sur la détection des particules du RC, l'effet Est-Ouest. Étant donné le champ magnétique, une particule de charge positive, un proton par exemple, allant d'ouest en est, subit une force de Lorentz vers la Terre. Certaines de ces particules ne parviennent donc pas au détecteur car sont "*absorbées*" par cette dernière. Cet effet n'est pas présent pour les protons se propageant d'est en ouest. Il apparaît donc une anisotropie dans les flux mesurés. Celle-ci doit être prise en compte et ne doit pas être comptée comme une anisotropie intrinsèque du RC. L'effet est inverse pour les particules chargées négativement, l'anisotropie est inversée.

1.2.4.2 L'atmosphère terrestre

Le deuxième effet de l'environnement local est l'interaction des particules du RC dans l'atmosphère terrestre. Nous avons déjà évoqué ce mécanisme précédemment, nous nous attarderons plus ici sur les conséquences du point de vue de la détection des particules du RC.

La figure 1.4 montre la création de particules secondaires par l'interaction d'une particule du RC avec l'atmosphère terrestre. Certaines de ces particules se propagent jusqu'à la surface de la Terre où elles peuvent être détectées. C'est l'approche qui a été développée dans la description historique de l'étude du RC. La détection de ces particules secondaires est toujours utilisée dans des détecteurs comme AUGER [Abraham et al. 2004] ou les moniteurs à neutrons

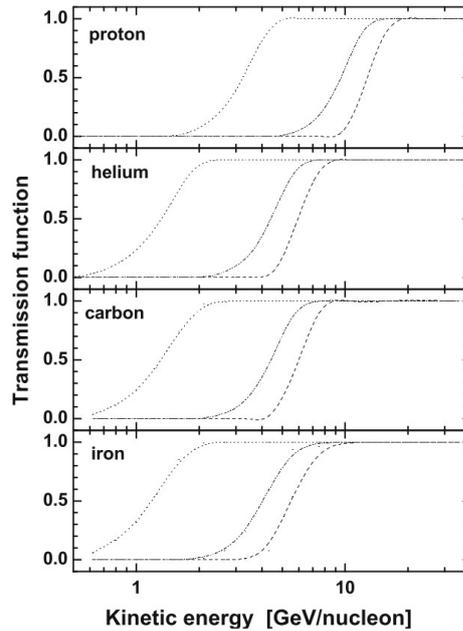


FIGURE 1.16: Fonction de transmission du champ géomagnétique pour différentes espèces [Bobik et al. 2009]. Les différentes courbes de chaque cadres correspondent à différentes latitudes. Au-dessus de 20 GeV/n la fonction de transmission vaut 1 pour toutes les espèces et toutes les positions présentées, les particules ne sont plus piégées par le champs magnétique terrestre.

[Clem et Dorman 2000; Simpson 2000; Duldig 2000]. Nous verrons par la suite les stratégies de détections et les causes qui ont poussé leur développement.

Certaines particules secondaires sont piégées par le champs géomagnétique, et sont stockées dans des ceintures de radiations. Ces particules peuvent être détectées et doivent être identifiées pour ne pas biaiser les mesures des flux du RC. Ces particules sont de faible énergie et exiger une rigidité supérieure à la rigidité de coupure verticale permet de s'affranchir de ces radiations secondaires. Cette étape sera détaillée dans l'analyse du flux de protons avec le détecteur AMS-02.

1.2.5 Les enjeux scientifiques

Nous avons discuté brièvement de la propagation des particules du RC dans la Galaxie, dans la cavité solaire et dans l'environnement local, ce qui a permis de mettre en évidence des motivations scientifiques pour l'étude du RC. En effet, nous avons vu qu'il est possible de modéliser la densité en énergie de chacune des espèces du RC par des paramètres physiques de la Galaxie (*i.e.* coefficients de diffusion). La comparaison entre les densités numériques extraites de l'équation (1.11) et les observations permet de tester et valider les modèles galactiques de propagation. Pour pouvoir accéder aux flux correspondants, nous avons vu qu'une bonne compréhension de la propagation dans la cavité solaire et dans l'environnement local était nécessaire. En plus de l'estimation des flux interstellaires, l'étude de la modulation so-

laire apporte des informations sur la physique solaire, comme la durée du cycle, l'intensité de l'activité, ou l'impact de la variation du *tilt-angle*.

La description faite ici décrit un ensemble de motivations scientifiques pour l'étude du RC. Ces motivations s'étendent sur différentes échelles, locales (étude de l'impact de la magnétosphère et de l'atmosphère terrestre), solaires (modulation des flux du RC) et galactiques (étude de la propagation). Dans la suite nous nous intéresserons principalement à la modulation solaire tout en gardant un regard sur les informations que nous pouvons tirer sur la propagation galactique du RC.

Afin de sonder ces différents effets, une mesure précise des flux du RC est nécessaire. Nous décrirons dans la prochaine section les différentes techniques de détection des particules du RC.

1.3 Détection du rayonnement cosmique chargé

Nous avons présenté le déroulement historique de la découverte du RC, et avons insisté sur les enjeux scientifiques liés à cette physique. Afin d'apporter des contraintes sur les modèles utilisés (galactiques, solaires ou locaux), il est important de mesurer précisément le flux de particules du RC. Nous nous proposons ici de présenter certaines techniques de détection. Le but est d'introduire les notions de bases de détection du RC sur lesquelles nous nous appuierons par la suite pour étudier en détails le détecteur AMS-02 [Aguilar et al. 2015a] et les moniteurs à neutrons (NM) [Maurin et al. 2015].

1.3.1 Du sol à l'espace

La détection du RC peut s'effectuer à différentes positions stratégiques, allant du sol à l'espace. Le choix de la position d'une expérience fait intervenir différents aspects : la pertinence scientifique (que cherche-t-on à mesurer ?), la pertinence technologique (quelle technologie est disponible ?), et la pertinence financière (sujet certes d'actualité mais qui ne sera pas discuté ici). L'objectif de cette section est de montrer que la richesse du RC impose des stratégies de détections très variées en fonction du but recherché.

Nous pouvons nous demander pourquoi aujourd'hui il existe encore des expériences d'étude du RC au sol, alors que nous avons vu que l'interaction avec l'atmosphère terrestre mène à la production de gerbes atmosphérique. Il est impossible de détecter directement les particules du RC au sol. Il pourrait donc sembler légitime de privilégier les expériences spatiales et sur ballons.

Le premier argument provient de la forme du spectre en loi de puissance (voir fig 1.5). Pour une énergie de 1 GeV, le taux typique de particules attendu est de $1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ce taux chute fortement pour des particule de 10^{10} GeV pour atteindre $1 \text{ km}^{-2}\text{yr}^{-1}$. La réalisation d'un détecteur de taille suffisante pour observer des particules du RC à ces énergies est impossible dans le cas d'un détecteur spatial où sur un ballon : le détecteur au sol devient une obligation. C'est le choix suivi par l'observatoire Pierre Auger [Abraham et al. 2004], KASCADE [Doll et al. 1990], AGASA [Kawaguchi et al. 1990], ou même l'astronomie γ avec H.E.S.S. [Aharonian et al. 1997a,b], MAGIC [Tridon et al. 2010], VERITAS [Galante 2011], ou prochainement

CTA [Hermann 2007]. Pour fonctionner, ces détecteurs utilisent l'atmosphère comme calorimètre. Ils utilisent le fait que les particules du RC interagissent dans l'atmosphère terrestre pour détecter les produits de ces interactions.

Le second argument est la durée de la prise de données. Maintenir un détecteur sur une longue période dans l'espace est très difficile. Les détecteurs ayant réussi un tel challenge techniques sont de conception simple. C'est le cas, par exemple, de la sonde Voyager-I [Webber et Higbie 2009], lancée en 1977, et dont des données ont encore été publiées en 2012. Néanmoins, et malgré cette prouesse, le détecteur est loin de la complexité des "poids lourds" des expériences spatiales représentées par AMS-02 [Aguilar et al. 2015a] et PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011]. Ces détecteurs, issus de la physique des particules, ont une durée de prise de données typique de l'ordre de quelques années. Les détecteurs au sol permettent donc un maintien de plus longue durée. C'est le cas notamment des moniteurs à neutrons dont nous parlerons dans le chapitre 4 de cette thèse. Ces détecteurs sont sensibles aux produits des gerbes atmosphériques et prennent des données en continue depuis les années 50. Il existe un réseau de tels détecteurs, permettant par exemple d'étudier certains effets dépendant de la position comme la coupure géomagnétique. Ce type de dispositif expérimental n'aurait pas pu être mis en place dans le cadre des expériences spatiales ou ballons.

Les principaux arguments des expériences au sol sont donc la très grande surface de détection possible (pour les hautes énergies et l'astronomie γ), la possibilité d'utiliser l'atmosphère comme cible de détection, et la facilité de maintien des détecteurs permettant ainsi des prises de données sur de très longues périodes.

1.3.2 Les différentes techniques de détection

Les instruments ont évolué en près d'un siècle d'étude du RC, mais les principes physiques sous-jacents restent les mêmes. Le but est de présenter un contexte scientifique de la détection du RC et d'introduire les processus physiques sous-jacents au détecteur AMS-02. Ces notions seront reprises pour détailler le détecteur dans le chapitre 2.

1.3.2.1 Détection par ionisation

La détection par ionisation est la première méthode mise en place pour étudier les particules du RC. Le sujet, déjà abordé sous son aspect historique au début de ce chapitre, est rapidement repris ici étant donné qu'il est la base de beaucoup de détecteurs. Cette technique, améliorée au cours des années est toujours utilisée dans les détecteurs de pointe produisant les résultats phares de ces dernières années (*i.e.* AMS-02 [Aguilar et al. 2015a], PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011] et BESS [Shikaze et al. 2007]).

Le principe est d'ioniser un milieu suite au passage d'une particule chargée. Les charges ainsi créées sont accélérées sous une différence de potentiel et sont collectées sur des électrodes. Le courant recueilli permet ainsi la détection de la particule. En utilisant la loi de Bethe-Bloch (dont l'expression est rappelée plus loin), établi empiriquement, il est possible de remonter à l'énergie et à la charge électrique de la particule incidente. Cette technique a donné lieu à beaucoup de détecteurs différents comme les compteurs Geiger-Muller, ou les chambres proportionnelles multifilaires. Utiliser un réseau bidimensionnel d'électrodes permet de déterminer le point de passage de la particule. Cette technique est utilisé dans les

trajectographes dont le but est de reconstruire la trajectoire d'une particule du RC dans un champ magnétique afin de mesurer sa rigidité.

1.3.2.2 Émulsion photographique

L'émulsion photographique est une des premières techniques de détection à voir le jour. Elle est développée par Powell en 1945 et mène à la découverte du méson π [Powell 1950]. Le but est de mesurer la trajectoire des particules issues du RC. Le principe est le même que celui utilisé par Anderson pour la découverte du positon (voir fig. 1.3). La particule chargée perturbe le milieu qu'elle traverse. Dans le cas de la chambre à brouillard, la trajectoire se matérialise sous forme de gouttelettes de condensation. Pour les émulsions photographiques, la trace d'une particule est constituée d'une succession de microcristaux d'argent qui, après développement, pourront être observés au microscope. La figure 1.17 montre le développement du film photographique utilisé par Powell pour sa découverte du méson π .

La technologie utilisée pour la détection par émulsions photographiques est améliorée par les laboratoires Kodak en 1948, ce qui permet désormais de détecter des particules à leur minimum d'ionisation. En effet, la technique mise en place par Anderson n'était pas assez sensible pour cela. En 1949 Powell réalise le même cliché que précédemment en y ajoutant la désintégration du muon en électron, la réaction devient $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (voir fig. 1.17).

Ces dispositifs expérimentaux peuvent être embarqués sur des ballons [Aizu et al. 1961] pour réaliser des mesures en altitude. L'étude des clichés se fait a posteriori et manuellement.

Cette méthode fait partie des premières méthodes utilisées, et est aujourd'hui délaissée (pour la mesure des flux des noyaux légers en dessous du TeV) en raison du faible flux nécessaire pour ne pas saturer les émulsions. Néanmoins, certaines expériences mesurant le flux de très haute énergie (qui est de faible intensité), utilisent encore cette méthode. C'est le cas notamment de l'expérience JACEE [Asakimori et al. 1998]. Cette technique est également utilisée pour la détection des éléments lourds [Donnelly et al. 2012].

1.3.2.3 Scintillation

La détection par scintillation permet de convertir l'énergie déposée par une particule incidente dans un matériau en lumière. Le dépôt d'énergie par la particule incidente excite le cortège électronique des électrons du milieu scintillant. Ceux-ci se dés excitent en émettant des photons. Ces derniers sont détectés grâce à des photomultiplicateurs (PM). Le principe de fonctionnement d'un PM est expliqué sur la figure 1.18. Il existe deux types de scintillateurs différents, les scintillateurs organiques et inorganiques, dont la principale différence est le temps de réponses. Les scintillateurs organiques ont un temps de réponses très court, de l'ordre de quelques nanosecondes.

Les détecteurs à scintillation permettent à la fois un comptage des particules mais également une mesure de leur énergie. En effet, le nombre de photons de scintillations émis est directement lié à l'énergie déposée dans le scintillateur. Cette énergie est estimée grâce à la

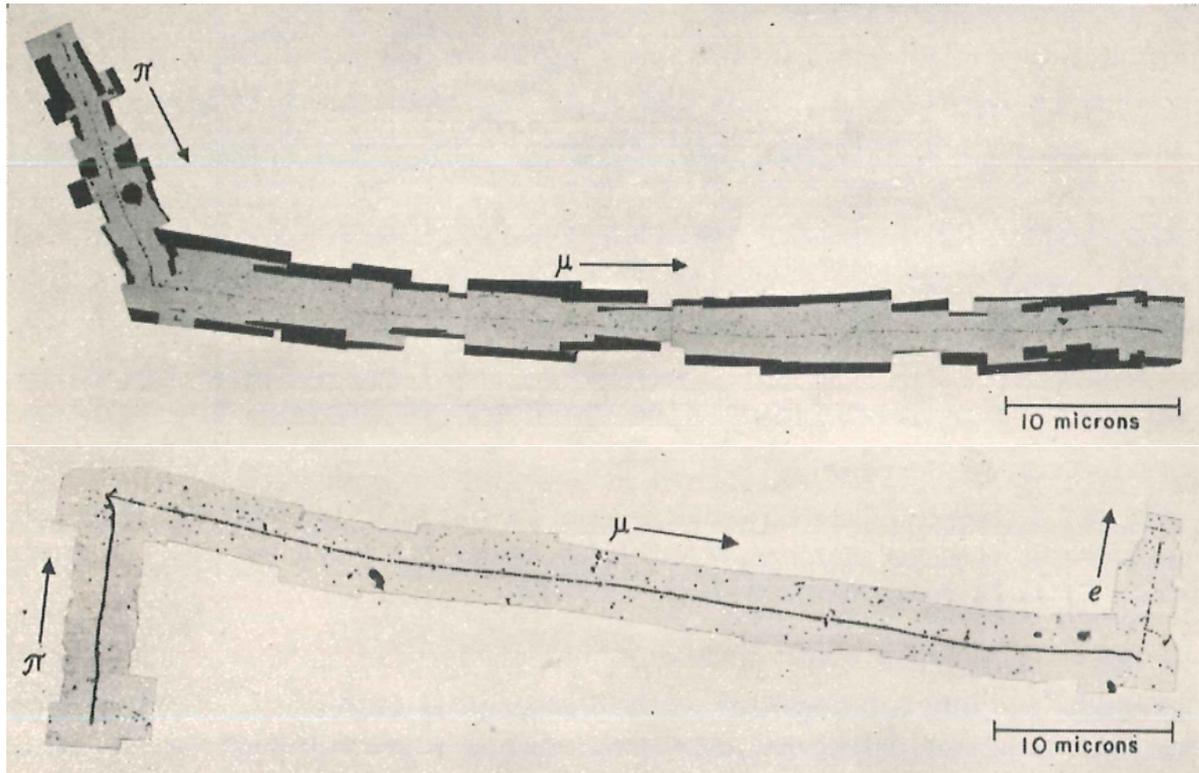


FIGURE 1.17: Film photographique de la découverte du pion π . *Figure du haut.* Il s'agit d'une désintégration $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ dans une émulsion Ilford C2. Les émulsions étant majoritairement composées de Brome et d'Argent, la densité du milieu est très élevée (un peu moins de $4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) : la portée des particules est donc très faible (ordre de grandeur : micromètre). *Figure du bas.* Après l'amélioration de la sensibilité des émulsions photographiques par Kodak en 1949, Powell réalise la même expérience que précédemment avec la possibilité de détecter l'électron issu de la désintégration du muon. La trajectoire de l'électron est très faiblement marquée, signe d'une faible interaction avec l'environnement de détection. On peut noter également que la trajectoire du muon est plus marquée dans le deuxième cliché, traduisant une hausse de la sensibilité du dispositif de mesure. Figures issues de [Powell 1950].

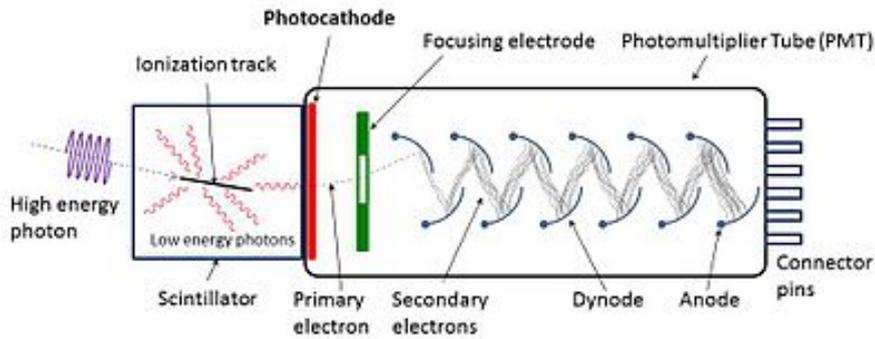


FIGURE 1.18: Principe de fonctionnement d'un PM. Un photon incident arrache un électron sur la photocathode, avec une efficacité quantique standard de $\approx 20\%$. Cet électron est accéléré vers une dynode grâce à une différence de potentiel. L'énergie cinétique acquise lui permet d'arracher des électrons à l'anode, qui sont accélérés vers une autre dynode. Ce processus est répété plusieurs fois de telle sorte qu'à la sortie du PM l'ensemble des électrons produits forment un courant électrique exploitable pour analyser le signal incident.

loi empirique de Bethe-Bloch, et on a :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{\ln(a\beta\gamma^2)}{\beta^2}, \quad (1.19)$$

avec β et γ , la célérité et le facteur de Lorentz de la particule et a , un facteur dépendant du potentiel d'excitation moyen du matériau. L'équation (1.19), permet de faire un lien entre l'énergie déposée dans le détecteur et l'énergie initiale de la particule.

La scintillation est très utilisée dans la détection des particules du RC, car il est facile de faire un réseau bidimensionnel de scintillateur permettant une localisation du point de passage de la particule dans le détecteur. Étant donné le court temps de réponse des scintillateurs organiques, ils peuvent également être utilisés comme système de déclenchement (c'est le cas de l'expérience AMS-02 [Casadei et al. 2002]). Les scintillateurs sont utilisés à la fois dans les expériences spatiales, ballons, et au sol. Le faible poids des scintillateurs participe également à leur utilisation dans les expériences spatiales dans lesquelles le poids est un facteur clé.

1.3.2.4 Fluorescence

La détection par fluorescence fonctionne sur le même principe que la scintillation. Un rayonnement incident excite un matériau qui émet des photons pour se désexciter. Le rayonnement incident est un photon γ . Dans les gerbes atmosphériques, des pions neutres π^0 sont créés, et vont se désintégrer majoritairement en deux photons : $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Ces photons vont exciter les molécules atmosphériques qui se désexciteront par fluorescence. Cette technique est utilisée par l'observatoire Pierre Auger [The Pierre Auger Collaboration et al. 2009], en Argentine, qui observe le développement des gerbes atmosphériques grâce à cette lumière de fluorescence. Nous verrons par la suite qu'ils utilisent également un système de détection par effet Čerenkov, produit dans des cuves d'eau, ce qui leur permet d'avoir deux détections complémentaires de la gerbe. Cette méthode nécessite un moyen de transformer les particules du RC en photons pour créer un phénomène de fluorescence. Elle s'applique donc très bien aux détecteurs sur Terre, qui utilisent l'atmosphère terrestre comme volume de détection. La lumière de fluorescence produite est de faible intensité et cette technique de détection ne peut être utilisée que la nuit, ce qui amène une contrainte observationnelle forte.

1.3.2.5 Effet Čerenkov

La première mise en évidence de l'effet Čerenkov remonte au début du xx^e siècle avec l'observation, par Marie Curie, d'une lumière bleue pâle dans des bouteilles contenant des solutions de radium concentrées. Cependant, l'étude de la fluorescence des sources radioactives était courante en cette période et cette source de lumière a été mal interprétée. Le radiologue français Lucien Mallet observe que ce spectre est continu et s'étend même dans l'ultraviolet, ce qui semble en contradiction avec le phénomène de fluorescence qui produit par nature un spectre discret (issu de la désexcitation du cortège électronique).

Il faut attendre 1937 pour que deux physiciens russes, Pavel Čerenkov et Sergey Vavilov, publient leur étude sur ce rayonnement bleuâtre [Čerenkov 1937]. Ils montrent que la lumière n'est pas déclenchée par un rayonnement γ , mais par des électrons énergétiques issus de l'interaction des γ , avec la matière environnante, par effet Compton. Ils montrent également que cette lumière produite est indépendante de la composition chimique et de la température du liquide, ce qui est en désaccord total avec la théorie de la fluorescence.

En 1938, les physiciens Frank et Tamm proposent une description mathématique de cet effet. Ils expliquent qu'une particule, de charge électrique non-nulle Z , se propageant à une vitesse v_p dans un milieu, d'indice de réfraction n , polarise localement les molécules de ce milieu. En se dépolarisant, ces dernières émettent une onde électromagnétique sphérique se propageant à la vitesse de la lumière dans le milieu $v_L = c/n$. Dans le cas $v_p < v_L$ les ondes électromagnétiques successives ne peuvent pas interférer et aucune émission de lumière n'est observable. Dans le cas $v_p > v_L$, les ondes interfèrent positivement et de la lumière est émise dans la direction de propagation de la particule (voir fig. 1.19).

Il y a émission d'un cône de lumière, de telle sorte que la paroi latérale du cône soit orthogonale aux fronts d'onde émis. On peut donc construire une relation géométrique (proposée par Huygens dans le cas de l'optique ondulatoire) reliant l'angle d'ouverture de ce cône θ et

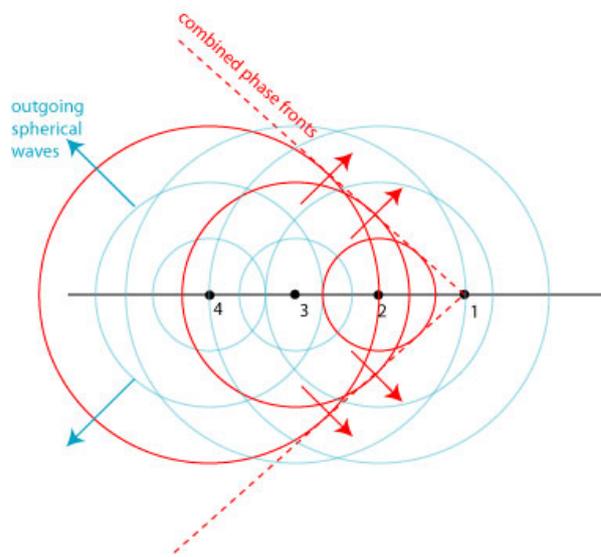


FIGURE 1.19: Principe de l'effet de Čerenkov-Vavilov. La particule se propage de gauche à droite et les numéros représentent des positions d'émission d'ondes électromagnétiques sphériques dues à la dépolarisation des molécules du milieu ambiant, le numéro 4 représente l'onde la plus ancienne et le numéro 1 la plus récente. La particule se propage à une vitesse $v_p > \frac{c}{n}$, où n est l'indice de réfraction du milieu. Dans ce cas, en utilisant les outils développés par Huygens pour l'étude de l'optique ondulatoire, on peut montrer qu'il y a création d'un cône de lumière correspondant à une interférence constructive des différentes ondes produites.

la célérité de la particule $\beta = v_p/c$:

$$\cos \theta = \frac{v_L \Delta t}{v_p \Delta t} = \frac{1}{\beta n}, \quad (1.20)$$

avec Δt le temps nécessaire pour la particule de passer du point 4 au point 1. Il s'agit également, par construction, du temps nécessaire au front d'onde, généré en 4, pour se propager jusqu'à la surface du cône d'émission Čerenkov.

L'équation (1.20) impose une limite inférieure sur les β possibles. En effet, on a $\beta > \frac{1}{n}$, sans quoi, il ne peut y avoir d'émission Čerenkov. A l'inverse, dans le cas de particules très énergétiques, l'angle du cône d'émission de lumière Čerenkov tend vers la valeur limite $\theta = \arccos(1/n)$. La mesure de cet angle θ va donc permettre une estimation précise de la célérité des particules détectées. Le choix du matériaux radiateur est très important pour choisir la gamme en β étudiée. Celui-ci doit être transparent à la lumière émise.

Frank et Tamm décrivent également l'intensité du rayonnement émis. Ils font le lien entre le nombre moyen de photons attendus N_γ dans un intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ et pour une longueur traversée dL dans le milieu d'indice n . Ce nombre dépend de la charge de la particule Z mais également de la constante de structure fine $\alpha \approx 1/137$:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dL} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}. \quad (1.21)$$

En croisant les équations (1.20) et (1.21), on obtient :

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dL} = 2\pi\alpha \frac{Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right). \quad (1.22)$$

L'équation (1.22) montre que le comptage des photons Čerenkov émis peut également servir à estimer la charge de la particule incidente (sa valeur absolue, pas son signe).

La détection des particules du RC par effet Čerenkov intervient aussi bien dans les détecteurs spatiaux (AMS-02 [Pereira 2008]), les détecteurs sur ballons (CREAM [Brinet et al. 2008]), que les détecteurs au sol (AUGER [Abraham et al. 2004]). L'utilisation de l'effet de Čerenkov au sol se fait également pour l'astronomie γ . Le principe est de détecter la lumière Čerenkov émise dans l'atmosphère par des particules relativistes produites suite à l'interaction de photons de très haute énergie avec les molécules de l'atmosphère.

1.4 Conclusion

Le parti a été pris ici de raconter une histoire de la découverte du RC, mais également celle des particules du RC au cours de leur transport dans la Galaxie. Le but ici n'était pas d'introduire la propagation galactique pour l'étudier par la suite mais de s'en servir pour souligner les motivations scientifiques liées à l'étude du RC. Cette introduction nous a permis de souligner l'importance de l'étude de la modulation solaire, nécessaire pour une bonne interprétation galactique des données du RC à basse énergie. Cela nous a également permis de souligner l'importance de la compréhension de l'environnement local pour l'analyse des

données enregistrées. Enfin, nous avons pu introduire différents processus physiques utilisés dans la détection des particules du RC.

L'accent a été mis sur la richesse du rayonnement cosmique, à la fois sur la diversité des processus impliqués lors de leur propagation dans la Galaxie, mais également sur la multiplicité des méthodes développées pour les étudier.

Dans la suite de cet exposé, les notions avancées ici seront reprises à travers trois chapitres. Nous commencerons avec la mesure du flux de protons avec l'expérience AMS-02. Cela nous permettra de détailler les détecteurs utilisés et de mettre l'accent sur la redondance des mesures effectuées. Nous utiliserons le catalogue de méthodes de détection développé précédemment. Une section sera dédiée à la reconstruction des flux de protons en fonction du temps. Dans un second temps nous nous consacrerons à l'étude de la modulation solaire à partir des mesures du RC effectuées par les expériences satellitaires et sur ballons. Nous proposerons une étude détaillée dans le cas d'un modèle simple de modulation, le *force field*, et nous discuterons certaines pistes pour aller au-delà. Nous continuerons avec une étude de la modulation solaire avec des détecteurs au sol, les moniteurs à neutrons. Nous verrons l'avantage apporté par de tels détecteurs mais également leurs limites. Enfin, nous finirons en faisant le lien entre ces différentes parties en dressant une esquisse de l'état de l'art de la modulation solaire aujourd'hui, du contexte dans lequel nous nous trouvons, et des perspectives pour les années à suivre. Le but global étant de permettre au lecteur de se faire son propre avis sur la thématique de la modulation solaire, et particulièrement sur l'usage du modèle du *force field*.

2

Mesure du flux de protons avec l'expérience AMS-02

Sommaire

2.1	Introduction	41
2.1.1	Indices d'un changement de pente dans les flux de protons et d'héliums	41
2.1.2	Activité solaire et changement de polarité	43
2.2	Le détecteur AMS-02	44
2.2.1	Le trajectographe et l'aimant permanent	45
2.2.2	Le temps de vol	47
2.2.3	Le RICH	48
2.2.4	Le TRD	50
2.2.5	Le calorimètre	51
2.2.6	Conclusion	52
2.3	Reconstruction du flux de protons avec AMS-02	52
2.3.1	Calcul du flux	52
2.3.2	Sélection des évènements	53
2.3.3	Calcul de l'acceptance du détecteur	55
2.3.4	Calcul du temps de mesure	55
2.3.5	Unfolding	56
2.3.5.1	La problématique du <i>unfolding</i>	56
2.3.5.2	La méthode de <i>unfolding</i>	59
2.3.6	Estimation des erreurs systématiques, validations, et résultats	63
2.3.6.1	Estimation des erreurs systématiques	63
2.3.6.2	Tests de validation	67

2.3.6.3	Flux de protons AMS-02	68
2.4	Caractérisation de la cassure du spectre à 300 GV	69
2.4.1	Cassure du spectre et modélisation	69
2.4.2	Construction de la fonction de vraisemblance et modélisation des incertitudes	70
2.4.3	Ajustement par MCMC et résultats	72
2.4.3.1	Mise en place du MCMC	72
2.4.3.2	Résultats	72
2.4.3.3	Interprétations	75
2.5	Dépendance temporelle des flux de protons	77

2.1 Introduction

L'expérience AMS-02 est un détecteur issu de la physique des particules, installé sur la station spatiale internationale (ISS) depuis mai 2011, et prenant des données en continu depuis cette date. L'objectif principal de l'expérience est de mesurer, avec une grande précision, les flux des particules chargées du RC, jusqu'à $Z=28$, de 0.5 GeV jusqu'à quelques TeV. Comme nous avons pu le justifier tout au long de l'introduction, la mesure de ces flux est pertinente pour la modélisation du RC dans la Galaxie. Ils permettent de mettre des contraintes sur les paramètres de propagation (voir Eq. (1.11)), ainsi que d'étudier la détection indirecte de matière noire (voir chapitre 1). La mesure des flux du RC sur plusieurs années avec une statistique importante permet également une étude précise de la modulation solaire (voir chapitre 3).

Nous détaillons, dans ce chapitre, la mesure du flux de protons par l'expérience AMS-02 [Aguilar et al. 2015a], en insistant sur ses contributions qui sont l'algorithme de *unfolding*, correspondant à la déconvolution de la réponse en énergie du détecteur, et la caractérisation du spectre obtenu.

Avant de présenter le détecteur et l'estimation des flux de protons, nous discutons ici brièvement du contexte scientifique dans lequel s'effectue l'étude en question en abordant le changement de pente à haute énergie ($\gtrsim 100$ GeV/n), ainsi que le contexte de modulation solaire dans lequel évolue le détecteur AMS-02.

2.1.1 Indices d'un changement de pente dans les flux de protons et d'héliums

Comme nous l'avons expliqué dans l'introduction, la forme du flux des RC mesurée au niveau de la Terre est la conséquence des différents effets de propagation galactiques et locaux. La modulation solaire étant effective à basse énergie ($\lesssim 100$ GeV/n), les structures présentes à haute énergie sont les conséquences exclusives de la propagation galactique. Le terme de propagation fait ici référence à la fois aux sources du RC et au transport des particules dans la Galaxie.

Plusieurs expériences ont mis en évidence un probable changement de pente dans les flux de protons et d'héliums. Tout d'abord, l'expérience CREAM a mesuré ces flux à haute énergie (> 3 TeV) et observe une pente différente des flux des expériences de plus basse énergie [Ahn et al. 2010]. Ce comportement est illustré sur la figure 2.1. Les flux présentés sont multipliés par $E^{2.75}$ afin de mettre en évidence ce changement de pente. Les flux de basses énergies semblent plats au-dessus de 100 GeV et les flux de l'expérience CREAM montrent une légère inclinaison témoignant d'un changement de pente entre les deux. L'effet est plus marqué pour les noyaux d'hélium (symboles vides) que pour les protons (symboles pleins).

Dans un second temps, l'expérience PAMELA a mesuré les flux de protons et d'héliums jusqu'à une énergie de 1.2 TeV, et a mis en évidence la première observation directe du changement de pente [PAMELA Collaboration et al. 2011]. La figure 2.2 montre les résultats obtenus par la collaboration PAMELA. Les lignes vertes correspondent à des modèles en lois de puissance entre 30 GV¹ et 240 GV. Les lignes rouges correspondent à des modèles prenant en compte le changement de pente. En prenant en compte les erreurs systématiques de détec-

1. La rigidité $R=pc/Ze$ s'exprime en GV.

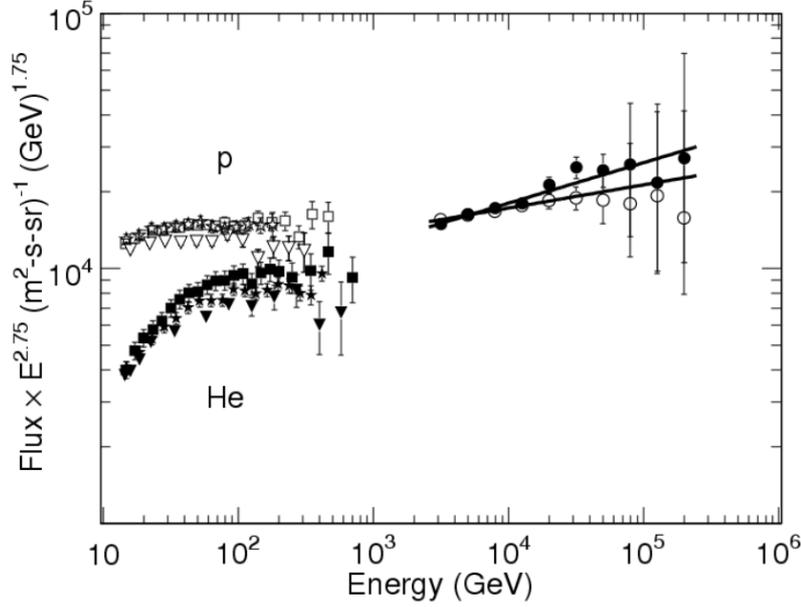


FIGURE 2.1: Flux de protons et d'héliums mesurés par le détecteur CREAM [Ahn et al. 2010]. Les flux sont multipliés par $E^{2.75}$. Cette figure illustre un changement de pente entre les flux mesurés par CREAM et ceux des expériences de plus basse énergie [AMS Collaboration et al. 2000a,b; Haino et al. 2004; Boezio et al. 2003].

tion et d'analyse, PAMELA exclue la simple loi de puissance à 95% de niveau de confiance pour les deux espèces avec une rigidité de transition $\mathcal{R}_b^p = 232_{-30}^{+35}$ GV pour les protons et $\mathcal{R}_b^{He} = 243_{-31}^{+27}$ GV pour les héliums. Il est notable que la transition entre ces deux lois de puissance s'effectue à des rigidités compatibles entre les deux espèces. Ceci est un point clé pour l'interprétation du phénomène observé. Pour la collaboration PAMELA, la transition entre ces deux lois de puissance est abrupte, le passage de l'une à l'autre se fait *instantanément* (pour la résolution en énergie du détecteur).

Enfin, l'expérience FERMI, met également en avant un changement de pente dans le flux de protons [Ackermann et al. 2014]. Pour effectuer cette mesure, le télescope FERMI détecte les photons γ produits dans les gerbes atmosphériques lorsque les particules du RC rentrent dans l'atmosphère terrestre. Le spectre de photons ainsi mesuré dépend uniquement de la section efficace de production des γ et du flux du RC incident. Le spectre de photons est supposé provenir très majoritairement des flux de protons et des héliums. En estimant le flux de noyaux d'hélium grâce à d'autres expériences, la collaboration FERMI reconstruit le flux de protons correspondant. Ils utilisent deux estimateurs proposant des valeurs de changement de pente légèrement différentes mais toutes deux compatibles avec les observations de PAMELA [Ackermann et al. 2014].

Ces trois premières observations mettent en avant un changement de pente dans les spectres de protons et d'héliums, observés indirectement pour les expériences CREAM et FERMI, et sensiblement à la limite des énergies détectées pour l'expérience PAMELA. La mesure du flux de protons entre 1 GV et 2 TV par l'expérience AMS-02 permet donc de sonder très précisément la zone d'intérêt.

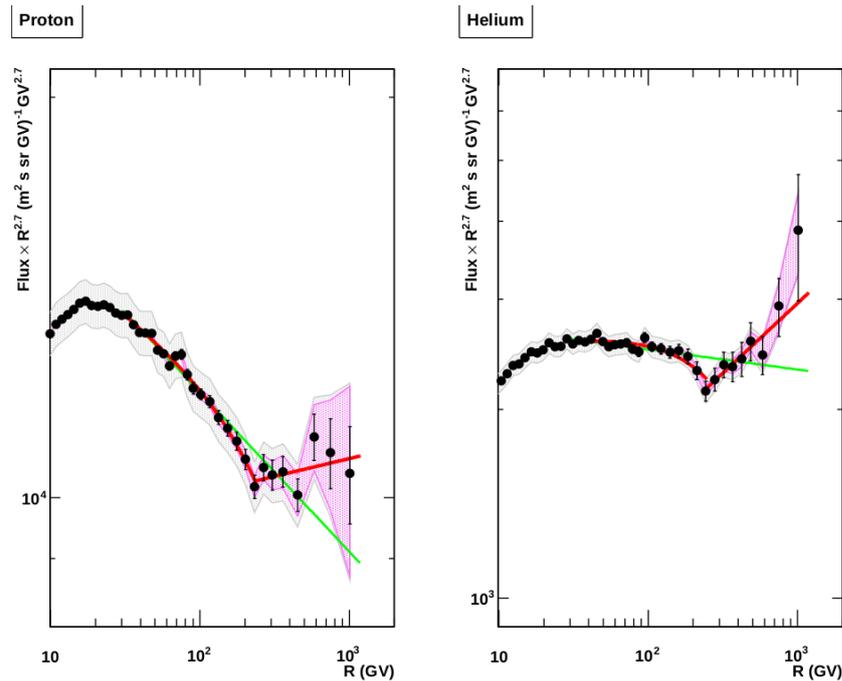


FIGURE 2.2: Flux de protons (à gauche) et des héliums (à droite) mesurés par le détecteur PAMELA. Les flux sont multipliés par $R^{2.7}$. Pour les deux espèces, un changement de pente autour de ~ 200 GV est visible. Figures issues de [PAMELA Collaboration et al. 2011].

2.1.2 Activité solaire et changement de polarité

La longue période de prise de données réalisée par le détecteur AMS-02 est propice à l'étude de la modulation solaire. La stratégie d'étude de ce phénomène est expliquée dans le chapitre 3, le but ici est simplement de montrer que l'expérience AMS-02 se déroule à une période pertinente pour l'étude de la modulation.

L'intensité de la modulation solaire suit le cycle d'activité solaire, qui est de 11 ans. Tous ces 11 ans, la polarité du champ magnétique solaire change, inversant les pôles. La période de prise de données de l'expérience AMS-02 couvre un changement de polarité solaire [McIntosh et al. 2014]. La date de fin de changement de celle-ci est estimée entre juin 2012 et juillet 2013. En effet, lors du changement de polarité, le Soleil passe par un état transitoire, et l'établissement d'une situation stable peut prendre un temps différent pour le pôle nord et le pôle sud.

Ce changement de polarité peut être cherché dans les données du RC de basse énergie pour voir s'il est nécessaire d'avoir un modèle le prenant en compte ou non. Le fait d'avoir une expérience TOA², de très haute précision, mesurant en continu le flux du RC pendant un changement de polarité est un contexte inédit pour l'étude de la modulation solaire. Dans l'optique de tester si le modèle du *force field* reproduit correctement les données récentes (voir chapitre 3) et de haute précision, les flux du RC issus du détecteur AMS-02 représentent un

2. TOA est l'acronyme de *Top of atmosphere*, et désigne les expériences satellites et ballons mesurant directement le flux du RC.

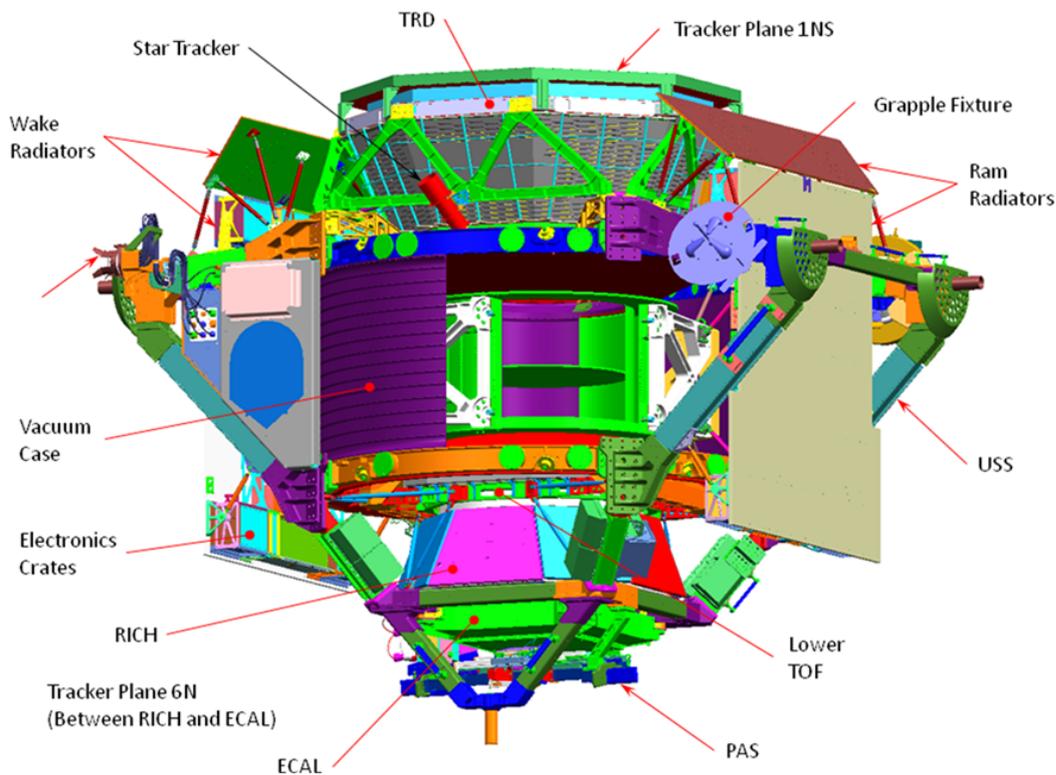


FIGURE 2.3: Illustration du détecteur AMS-02. Les différents éléments sont fléchés. Nous nous intéresserons exclusivement aux sous-détecteurs et ne parlerons pas des éléments servant au fonctionnement de l'expérience, comme le *Star Tracker*, ou encore les modules électroniques. L'image est issue du site <http://www.ams02.org>.

échantillon pertinent. De plus, l'aspect généraliste du détecteur permet de mesurer les flux de différentes espèces, permettant un test des modèles de modulation plus global qu'en utilisant uniquement les flux de protons et d'héliums.

Pour conclure cette brève introduction sur le contexte dans lequel AMS-02 prend des données, on peut dire qu'il s'agit d'une période pleine d'intérêt, à la fois pour l'étude du comportement à basse énergie, mais également pour la confirmation d'un éventuel changement de pente à plus haute énergie. Que ce soit pour la propagation locale, dans la cavité solaire, ou galactique, AMS-02 devrait donc apporter des réponses fortes dans les années à venir.

2.2 Le détecteur AMS-02

Après avoir motivé la mesure des flux du RC par une expérience de très haute précision, nous décrivons ici le fonctionnement du détecteur AMS-02. La figure 2.3 en présente une vue d'ensemble. Ce dernier pèse 8.4 tonnes, pour un volume de 64 m³. Comme nous le verrons dans la section dédiée au trajectographe, le détecteur est composé d'un aimant permanent produisant un champ de 0.15 Tesla, 4000 fois supérieur au champ magnétique terrestre. Le détecteur a été construit entre 1999 et 2010, faisant suite au prototype AMS-01. Le site officiel

de l'expérience, <http://www.ams02.org>, montre l'ampleur du projet, et le déroulement de la conception du détecteur au cours de ces dix ans.

Le but du détecteur est d'identifier et de caractériser les particules issues du RC le traversant. Pour cela, il mesure la charge électrique de la particule Z , son énergie E , sa vitesse β , son facteur de Lorentz γ , et également sa rigidité magnétique $\mathcal{R} = pc/Ze$. L'ensemble de ces quantités vont permettre de reconstruire les flux des différentes composantes du RC. Nous allons voir que certaines quantités sont mesurées par différents sous-détecteurs, permettant ainsi une mesure redondante et robuste.

2.2.1 Le trajectographe et l'aimant permanent

Le trajectographe et l'aimant permanent constituent l'élément le plus important pour la mesure du flux de protons. Le trajectographe (*tracker* en anglais) est l'élément central du détecteur. Grâce à l'aimant permanent qui l'entoure, la trajectoire des particules le traversant est courbée, permettant la mesure du signe de leur charge électrique et leur rigidité magnétique. Il s'agit du seul élément du détecteur permettant de séparer les particules de leurs antiparticules.

L'aimant permanent est constitué de 64 éléments de Nd-Fe-B, formant une structure toroïdale de un mètre de haut et 1.1 mètre de diamètre. Le champ magnétique a été mesuré en 120000 positions grâce à des sondes de Hall, ce qui permet une interprétation précise des trajectoires de particules détectées. La mesure de ces trajectoires se fait avec le trajectographe. Celui-ci est composé de 9 plans et la figure 2.4 présente leur disposition. Les plans 3 à 8 définissent le trajectographe interne (*inner tracker*). Les deux derniers plans (1 et 9) sont placés en périphérie du détecteur pour avoir un bras de levier plus important.

Chaque plan est constitué de détecteurs en silicium. Les électrodes servant à la collecte des charges positives et négatives sont placées orthogonalement, ce qui permet un codage spatial bidimensionnel du point de passage de la particule. En considérant le point d'interaction dans chaque plan du trajectographe, nous disposons d'un échantillonnage de sa trajectoire. Sa reconstruction permet d'extraire différentes informations :

- La rigidité à partir de la courbure de la trajectoire. La rigidité magnétique est définie comme $\mathcal{R} [\text{GV}] = 0.3B [\text{T}] \rho [\text{m}]$, où B est le champ magnétique en Tesla et ρ le rayon de courbure de la trajectoire en mètre.
- La charge de la particule. L'énergie d'ionisation déposée dans le détecteur est proportionnelle à Z^2 . Ainsi, il y a deux estimateurs de charge de la particule par plan du trajectographe (un pour chaque ligne de collecte de charges).
- Détermination du signe de la charge $Z/|Z|$ grâce au sens de courbure de la trajectoire. Dans le champ magnétique de l'aimant, la particule est soumise à la force de Lorentz, dont le sens dépend du signe de sa charge électrique. Ainsi les protons et les antiprotons ont des courbures opposées.
- L'association avec les signaux des autres détecteurs. Il peut y avoir, par exemple, plusieurs signaux dans le détecteur Čerenkov en-dessous du trajectographe. L'utilisation de la trajectoire issue du trajectographe peut permettre de sélectionner le signal le plus pertinent.

La figure 2.5 illustre la courbure de la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique. La rigidité s'exprime en fonction du sagitta (voir figure 2.5) comme [Baldini

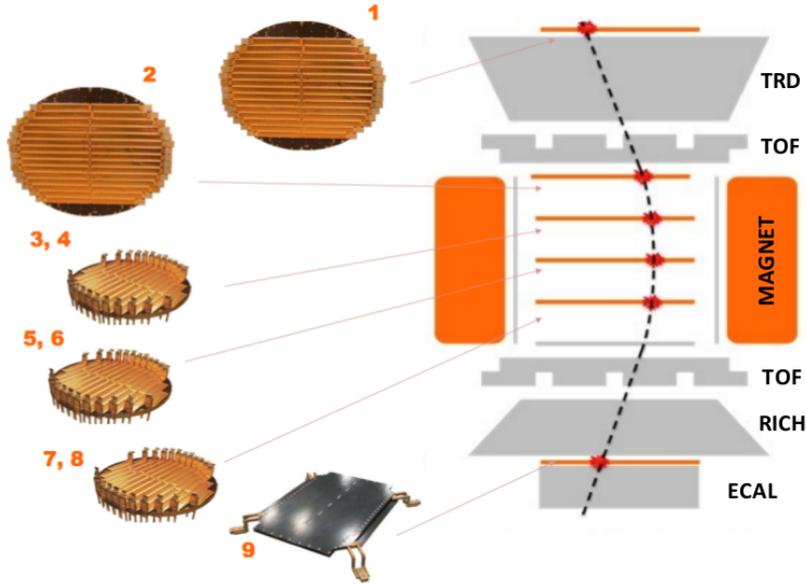


FIGURE 2.4: Illustration montrant la disposition des différents plans du trajectographe. 3 paires sont placées à l'intérieur de l'aimant (plans 3 à 8), le plan numéro 2 est placé juste au-dessus de ce dernier. Les plans 1 et 9 sont placés en périphérie du détecteur, respectivement tout en haut et juste avant le calorimètre. L'image est issue de la thèse de Pierre Saouter [Saouter 2014].

2014] :

$$\mathcal{R} = 0.3B \text{ [T]} \rho \text{ [m]} \approx \frac{37.5 B \text{ [T]} L^2 \text{ [m}^2\text{]}}{s \text{ [mm]}} \text{ GV.} \quad (2.1)$$

Cette estimation ne fait pas intervenir des éléments plus complexes comme le schéma d'ajustement de la trajectoire ou le nombre de plans du trajectographe détectant le passage de la particule, pris en compte pour la mesure de la rigidité. La résolution du détecteur en rigidité est liée à la résolution sur le sagitta, elle même liée à la résolution spatiale du trajectographe. Cette dernière est de $10 \mu\text{m}$ dans la direction où le champ magnétique courbe la trajectoire (direction Y) et de $30 \mu\text{m}$ dans la direction orthogonale (X). Ainsi, on a :

$$\frac{\sigma_{\mathcal{R}}}{\mathcal{R}} = \frac{\sigma_s}{s} \propto \mathcal{R}, \quad (2.2)$$

car σ_s , la résolution du détecteur sur la mesure du sagitta, est constant. L'équation (2.2) permet de définir le *MDR* (en anglais *Maximum Detectable Rigidity*), correspondant à la rigidité maximale détectable par l'instrument, pour laquelle l'erreur sur la rigidité mesurée est de 100%. Pour les protons, la valeurs typique du MDR est de quelques TV. La description de la résolution du détecteur faite ici est simplifiée et ne prend pas en compte les effets d'interaction de la particule dans le détecteur. En effet, ces interactions peuvent légèrement dévier la particule détectée et ainsi biaiser la détermination de sa rigidité en modifiant la trajectoire reconstruite. Nous verrons l'effet de ces deux composantes sur la résolution en rigidité du trajectographe dans la section sur le *unfolding*.

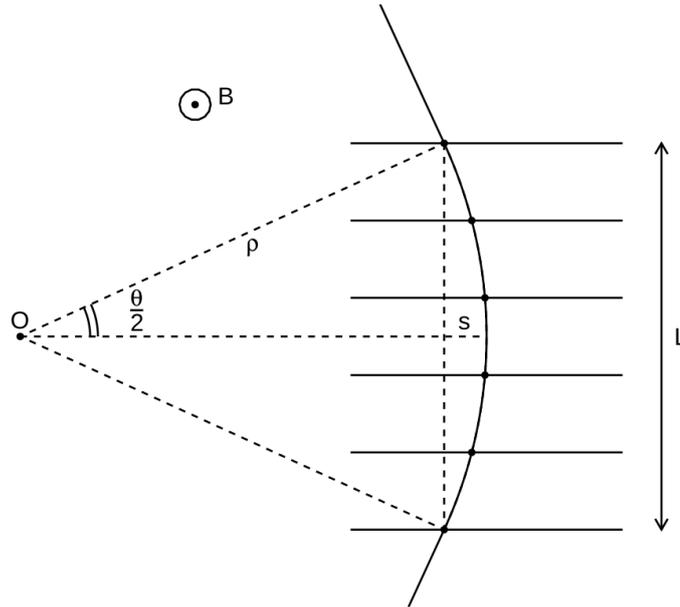


FIGURE 2.5: Schéma illustrant la courbure de la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme. L est la taille de la zone dans laquelle le champ magnétique est effectif. ρ le rayon de courbure de la particule, θ l'angle de déflexion et s le sagitta de la trajectoire. Figure issue de [Baldini 2014].

Le trajectographe permet donc de mesurer la charge de la particule (valeur absolue et signe) ainsi que sa rigidité \mathcal{R} .

2.2.2 Le temps de vol

Le temps de vol, ToF pour *Time of Flight* en anglais, est constitué de 4 plans de scintillateurs organiques. Le principe de la scintillation a été expliqué en introduction (voir section 1.3.2.3) et ne sera pas repris ici. Les scintillateurs utilisés ont une très bonne résolution temporelle. Deux plans sont placés au-dessus de l'aimant (UToF) et deux en-dessous (LToF). Chaque plan est constitué de raquettes de scintillateurs connectées à des photomultiplicateurs. La figure 2.6 montre l'agencement des deux plans inférieurs du ToF . L'estimation de la position du point de passage de la particule détectée dans le ToF se fait grâce à la différence de temps entre les signaux collectés par les PMs aux deux extrémités d'un même scintillateur. En cumulant cette information dans le UToF et le LToF, il est possible d'estimer la célérité $\beta = v/c$ de la particule détectée. La résolution temporelle du ToF est de 180 ps pour $Z = 1$ et est inférieure à 100 ns pour $Z \leq 2$, ce qui permet de différencier les particules montantes et descendantes et de mesurer β avec une précision de 4% pour les protons.

Étant donnée la très bonne résolution temporelle du ToF , sa grande acceptation et sa grande efficacité, il est également utilisé comme système de déclenchement (*trigger* en anglais). Il existe différents niveaux de *trigger* dans AMS-02 répartis en deux catégories. Tout d'abord le *trigger* non biaisé, qui requiert simplement du signal dans 3 plans du ToF . Ce *trigger* a une efficacité d'environ 99.8% et son rôle principal est le calcul des efficacités des autres *trigger*.

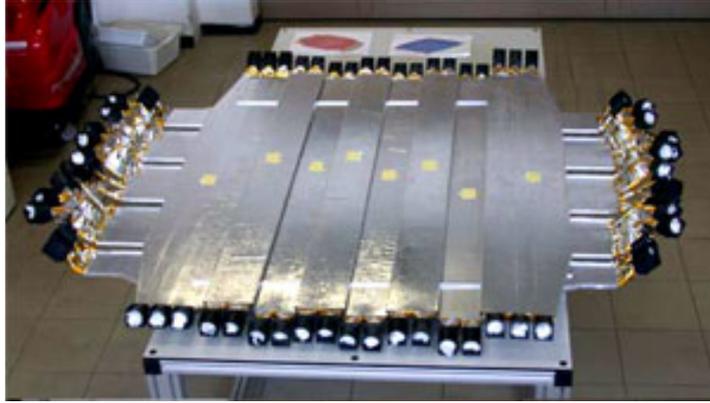


FIGURE 2.6: Photo des deux plans inférieurs du *ToF*. Le même type de disposition est utilisé pour le UToF. L'ensemble de ces quatre plans permet une mesure de la célérité de la particule détectée ainsi que l'établissement d'un système de déclenchement. L'image est issue de <http://www.ams02.org>.

Les évènements déclenchant ce *trigger* sont très nombreux. Afin de ne pas produire un volume de données trop important un facteur d'échelle de 1% est appliqué à ces évènements. Le deuxième type de *trigger* comprend l'ensemble des *trigger* physiques. Ils ont chacun des caractéristiques précises et seul le *Single charged trigger* est décrit ici. Il correspond à un signal dans tous les plans du *ToF* et aucun signal dans les compteurs anti-coïncidence. Ces derniers sont des photomultiplicateurs positionnés sur les parois latérales du détecteur. Ils permettent de rejeter les évènements où la particule rentre (ou sort) par le côté du détecteur. Ces compteurs anti-coïncidence ont une efficacité supérieure à 99.99%. Cela permet d'avoir des évènements propres où la particule a une trajectoire verticale. Les évènements interagissant dans le détecteur et produisant une particule secondaire sortant du détecteur n'activent pas le *Single charged trigger*. Il existe au total 6 *trigger* physiques permettant de détecter différentes particules du RC.

Le rôle de *ToF* est donc à la fois de mesurer le β de la particule détectée, et de proposer un système de déclenchement pour l'acquisition des données. Le dépôt d'énergie dans les scintillateurs permet également une mesure de la valeur absolue de la charge de la particule.

2.2.3 Le RICH

Le RICH (pour *Ring Imaging Cerenkov*) est un sous-détecteur basé sur l'effet Čerenkov expliqué en introduction (voir section 1.3.2.5). Il est localisé sous le LToF et permet une mesure très précise de β . Celle-ci permet une estimation de la masse des particules comme :

$$m = ZR \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}. \quad (2.3)$$

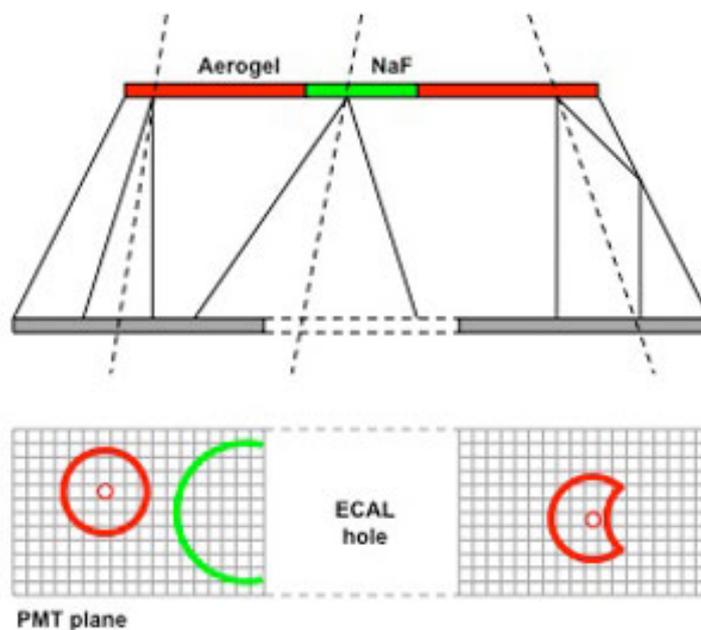


FIGURE 2.7: Schéma de principe du RICH. La particule incidente traverse un milieu radiateur (aérogel ou NaF) et produit un cône de lumière par effet Čerenkov. Ce dernier est détecté grâce à des photomultiplicateurs. La reconstruction de l'anneau permet d'estimer l'ouverture du cône et donc la célérité de la particule. L'image est issue du site <http://www.ams02.org>.

La mesure de la masse faite à partir de l'équation (2.3) peut être utilisée pour la séparation isotopique des éléments (séparer les protons et les ^2H par exemple³). Le fonctionnement du RICH est présenté sur la figure 2.7. Un milieu radiateur permet l'émission d'un cône de lumière Čerenkov. Ce cône est projeté sur un plan de photomultiplicateurs, qui, en reconstruisant l'anneau associé, permet d'estimer son ouverture. Celle-ci est directement liée à la célérité de la particule incidente et à l'indice de réfraction du radiateur (voir équation (1.20)). Un miroir est placé sur les bords du RICH pour améliorer le pouvoir de collection du signal. Ainsi, la forme à reconstruire n'est pas nécessairement la simple intersection entre un plan et un cône (voir figure 2.7). Par ailleurs, un trou est présent au centre du RICH pour laisser passer les particules du RC vers le calorimètre, placé en-dessous. Le milieu radiateur est séparé en deux parties avec, en périphérie, l'aérogel (indice de réfraction de 1.05) et au centre le NaF (indice de 1.33). Ces deux matériaux permettent de sonder des régions en β différentes et sont donc complémentaires l'un de l'autre. La précision de la mesure en β est de l'ordre de 0.1% pour les protons et l'aérogel.

Le RICH permet également une mesure de la charge des particules. En effet, le nombre de photons dans l'anneau Čerenkov est proportionnel à Z^2 . Ce phénomène est illustré par la figure 2.8, où on peut observer que plus Z est grand, plus le nombre de coup dans l'anneau est important.

3. Dans la suite de l'analyse, la séparation isotopique n'est pas faite. Le résultat est présenté comme le flux de protons mais il faut garder à l'esprit qu'il y a une contamination de la part des ^2H . L'impact de cette contamination dans l'analyse de la modulation solaire est discuté dans le chapitre 3.

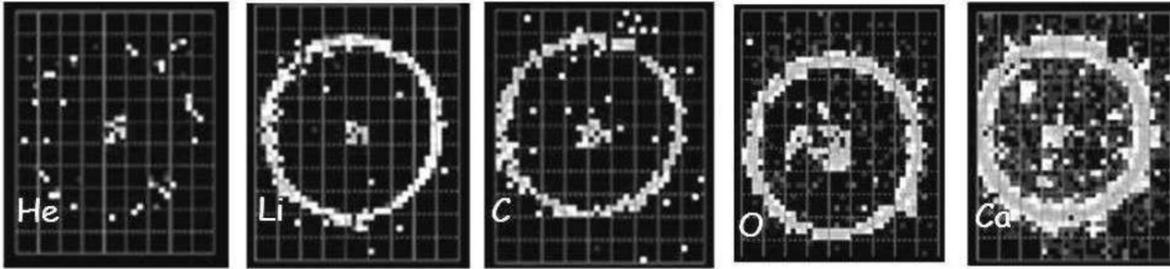


FIGURE 2.8: Anneaux Čerenkov pour différentes espèces du RC. La figure est issue de [Kounine 2012] illustrant l'accroissement du nombre de photons générés dans le RICH en fonction de la charge de la particule détectée.

2.2.4 Le TRD

Le détecteur à transitions de radiations (TRD) est situé dans la partie supérieure de l'instrument. Il a pour but de différencier la composante hadronique (lourde) de la composante leptonique (plus légère) du RC de même charge (électrons et antiprotons ou positons et protons). Ce sous-détecteur est sensible au facteur de Lorentz de la particule, très différent pour un électron et un proton de même énergie. Le TRD est composé de 20 plans identiques, chacun constitué de deux parties. La première est un milieu radiateur de 20 mm d'épaisseur. Ce milieu propose une alternance de matériau avec des constantes diélectriques différentes. Lorsqu'une particule chargée change de matériau, elle émet des rayons X, dont l'intensité est liée à son facteur de Lorentz γ . Le signal est plus intense pour un positon que pour un proton (pour une même énergie). La deuxième partie est composée de tubes de 6 mm de diamètre, rempli de gaz (20% Xe - 80% CO₂). Ces tubes servent à détecter les rayons X émis ainsi que les particules incidentes. Ils sont basés sur le principe de la chambre à fil. Le signal mesuré est constitué de l'énergie déposée par la particule incidente ainsi que celle déposée par les éventuels rayons X produits précédemment. Sous une différence de potentiel, les charges créées sont collectées par des électrodes. Les tubes sont disposés en trois blocs. Les blocs 1 et 3 sont orthogonaux au bloc 2, permettant ainsi un codage spatial de la trajectoire de la particule. La discrimination du TRD entre hadrons et leptons chute pour un proton avec un $\gamma \gtrsim 300$, pour lequel l'émission de photon X devient significative. Cela correspond à une rigidité $\mathcal{R} \approx 300$ GV. Le TRD va donc permettre de différencier les protons et le positons. Cette information est nécessaire pour la mesure du flux de positons ou le calcul de la fraction positonique (il y a 1000 protons pour un positon, il faut donc être capable de bien identifier les protons pour ne pas biaiser la mesure), mais a un intérêt limité pour la mesure de flux de proton, ceux-ci étant largement majoritaires dans le RC.

Le TRD permet donc de discriminer hadrons et leptons et mesure également la valeur absolue de sa charge électrique, estimée grâce au dépôt d'énergie dans le gaz.

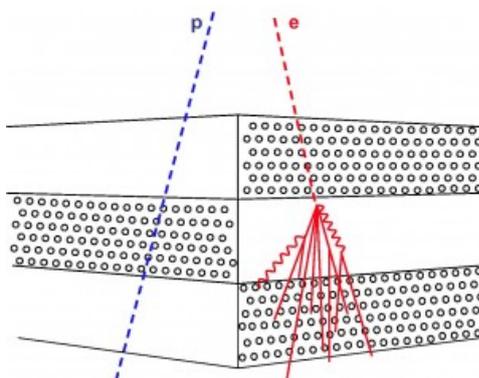


FIGURE 2.9: Schéma de principe du calorimètre électromagnétique de l'expérience AMS-02. L'électron interagit dans le plomb, créant une gerbe électromagnétique qui est détectée par les fibres scintillantes. Le schéma représente également un proton n'interagissant pas dans le détecteur. L'image est issue du site <http://www.ams02.org>.

2.2.5 Le calorimètre

Le dernier élément de l'expérience AMS-02 présenté ici est le calorimètre électromagnétique. Il est situé à l'extrémité du détecteur car il réalise une mesure destructive de l'énergie de la particule.

Le calorimètre utilisé dans AMS-02 est dit à échantillonnage. Il alterne les couches de plomb, dans lesquelles les particules incidentes vont interagir, et les couches de fibres scintillantes servant à détecter les produits de l'interaction précédente. Le principe de base est montré sur la figure 2.9. Le réseau de fibres scintillantes est orienté selon deux directions orthogonales ce qui permet une localisation spatiale du point d'interaction. Lorsqu'un lepton pénètre dans le calorimètre, il va interagir dans le plomb et induire une gerbe électromagnétique. L'interaction se fait principalement par effet bremsstrahlung, produisant des photons. Ceux-ci produisent ensuite d'autres électrons et positons par création de paires. L'ensemble des particules ainsi créées sont donc d'autres leptons ainsi que des photons. L'interaction d'un photon initial dans le calorimètre se fait de la même façon en commençant par une création de paire. L'interaction des hadrons (principalement des protons et des héliums) dans le calorimètre peut également donner lieu à la création de gerbes de particules, de type hadronique. La différence de forme entre les deux types de gerbes permet d'identifier la nature de la particule incidente, faisant ainsi la différence entre leptons et hadrons. En combinant l'information venant du calorimètre et celle du TRD, la réjection des protons atteint un seuil de $\approx 10^{-6}$.

Le calorimètre permet également une mesure de l'énergie de la particule incidente. Pour des leptons ayant une énergie inférieure au TeV, la gerbe électromagnétique produite est entièrement contenue dans le calorimètre. La mesure de l'énergie déposée est proportionnelle à l'énergie totale.

Ce sous-détecteur, dédié à l'étude des leptons et des photons, ne joue pas un rôle principal dans l'analyse du flux de protons présentée dans ce chapitre. Il intervient toutefois dans le calcul de certaines efficacité.

2.2.6 Conclusion

Le détecteur AMS-02 permet de caractériser l'ensemble des propriétés des particules détectées. La gamme de rigidité de fonctionnement de l'appareil est [~ 0.5 GV; ~ 2 TV], intervalle dans lequel il est possible de mesurer le flux de l'ensemble du RC jusqu'à $Z = 28$. La mesure précise de l'énergie et de la vitesse permet d'établir une estimation de la masse, point clé pour la séparation isotopique. La collaboration AMS-02 a déjà publié des résultats de haute précision comme la mesure de la fraction de positon [Accardo et al. 2014], la mesure du flux de protons [Aguilar et al. 2015a] (que nous allons discuter maintenant) et des héliums [Aguilar et al. 2015b].

2.3 Reconstruction du flux de protons avec AMS-02

La mesure du flux de protons détaillée ici a donné lieu à une publication de la collaboration AMS-02 [Aguilar et al. 2015a]. L'accent est volontairement mis sur mes contributions principales que sont le *unfolding*, déconvolution de la résolution en énergie du détecteur, et la caractérisation du changement de pente au-dessus de 200 GV.

2.3.1 Calcul du flux

Pour reconstruire le flux de protons à partir de l'identification des particules détectées par AMS-02, on définit un ensemble d'intervalles (*bins* en anglais) en rigidité $[\mathcal{R}_i; \mathcal{R}_{i+1}]_{i \in \{0, N_{bin}\}}$. Le flux est estimé dans chacun de ces intervalles comme :

$$\Phi_i = \frac{N_i}{A_i \epsilon_i^{\text{trigger}} T_i \Delta \mathcal{R}_i}, \quad (2.4)$$

où l'indice i désigne un bin en rigidité, N_i le nombre de protons dans ce bin, A_i l'acceptance effective du détecteur, $\epsilon_i^{\text{trigger}}$ l'efficacité du *trigger*, T_i le temps de mesure et $\Delta \mathcal{R}_i$ l'intervalle de rigidité considéré. Dans le cas où N_i est corrigé des effets de migration le flux reconstruit est dit déconvolué, et dans le cas contraire, on le nomme mesuré. Le flux ainsi calculé correspond au nombre de particules par seconde, par mètre carré, par unité d'angle solide et par unité d'énergie. Le but va donc être d'établir des critères de sélection des événements, basés sur l'identification des particules, et d'estimer l'acceptance effective du détecteur pour cette sélection. Ces deux étapes, ainsi que le calcul du temps de mesure, sont décrites en détails dans la suite. La quantité $\Delta \mathcal{R}_i$ est fixée par le choix de l'ensemble des bins sur lesquels est calculé le flux. Ceux-ci sont pris en accord avec la résolution du détecteur. Une simulation complète du détecteur a été développée par la collaboration AMS-02 à l'aide de la librairie C++ GEANT4 [Geant4 Collaboration et al. 2003; Allison et al. 2006]. Elle modélise tous les éléments de l'instrument et permet de simuler leur réponse lors de la traversée des particules. Ces particules sont générées à toutes les rigidités accessibles et la résolution du détecteur est déterminée en comparant la rigidité reconstruite par la simulation et la rigidité générée. La simulation est également utilisée pour estimer l'acceptance du détecteur. Il est donc important de s'assurer que la simulation reproduit le plus fidèlement possible la physique présente dans les données. Pour cela des tests sont effectués comme la comparaison avec des tests faisceau :

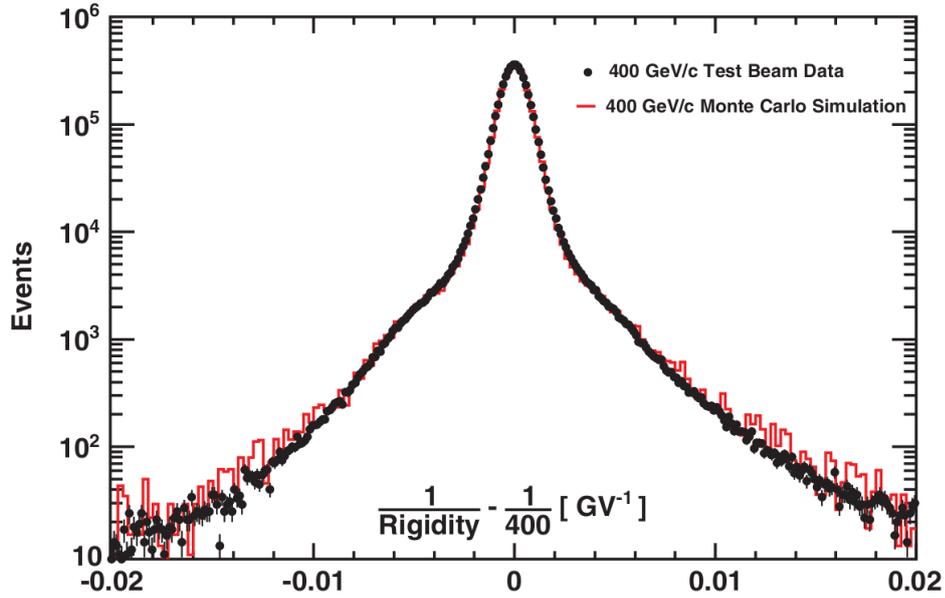


FIGURE 2.10: Figure montrant la résolution du détecteur pour une rigidité de 400 GV. Les points correspondent aux données issues du test faisceau. Les lignes correspondent à la simulation Monte Carlo du détecteur. L'accord entre les deux courbes témoigne de la bonne description du détecteur dans la simulation. La figure est issue de [Aguilar et al. 2015a].

avant d'avoir été mis en place sur l'ISS, le détecteur a été testé au CERN où des faisceaux monoénergétiques de protons ont pu valider le bon fonctionnement de la simulation. La figure 2.10 montre le très bon accord entre les données et la simulation pour la description de la résolution du détecteur. La forme de la courbe obtenue est discutée dans la partie dédiée au *unfolding*.

2.3.2 Sélection des évènements

La sélection des évènements correspondant aux protons est un point clé de l'analyse. Celle-ci est faite en appliquant des coupures sur les grandeurs mesurées par le détecteur. Nous détaillons ici les différentes sélections effectuées :

- De bonnes conditions de mesures. Ces critères ne sont pas spécifiques à l'identification des particules mais traduisent les conditions dans lesquelles fonctionne le détecteur. Elles seront développées dans la partie sur le calcul du temps de mesure.
- Au moins un *trigger* physique activé.
- $\beta_{ToF} > 0.3$, permet de s'assurer que la particule est descendante.
- Présence de signal dans les plans L1, L2, L3 ou L4, L5 ou L6, L7 ou L8, et L9 du trajectographe pour garantir la bonne reconstruction de la trajectoire de la particule.
- $\chi^2_{\text{TRKInner-Y}} < 10$ et $\chi^2_{\text{TRKFS-Y}} < 10$. Ces deux quantités sont issues de l'algorithme de reconstruction de la trajectoire. Dans celui-ci, un ajustement est fait faisant intervenir un χ^2 . Les deux χ^2 sur lesquels est appliquée la sélection ici correspondent à la qualité

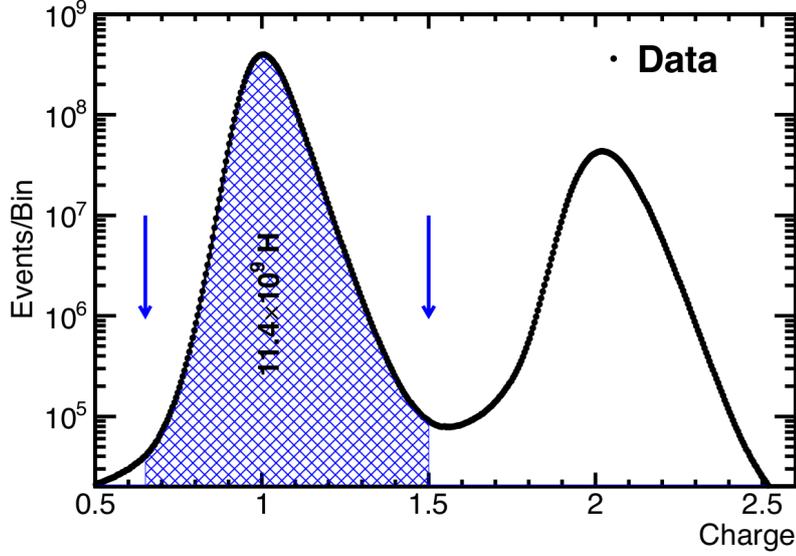


FIGURE 2.11: Figure montrant la distribution de la charge des particules détectées, mesurée par le trajectographe interne. Les valeurs de coupures choisies (ici $0.7 < Z_{TRKInner} < 1.5$) sont telles qu'un maximum de protons est accepté en rejetant le plus possible les héliums.

de l'ajustement dans la direction de courbure de la trajectoire (dénotée par la lettre Y). $TRKInner$ correspond au trajectographe interne englobant les plans L2 à L8, alors que $TRKFS$ vient de *Full Span tracker* et désigne les 9 plans du trajectographe. Ce critère de sélection permet de s'assurer que la trajectoire est bien reconstruite sur l'ensemble du détecteur.

- La charge mesurée est compatible avec celle d'un proton $Z = +1$. Le signe de la charge est assuré par une sélection sur le sens de courbure dans le trajectographe et l'amplitude de la charge est contrôlée à travers les quantités $Z_{TRKInner}$, Z_{TRKL1} , Z_{TRKL9} et Z_{TOF} . Les coupures sont prises comme $0.5 < Z_{TOF} < 3$, $0.7 < Z_{TRKInner} < 1.5$, $0.6 < Z_{TRKL1} < 1.9$ et $0.6 < Z_{TRKL9} < 1.9$. Les valeurs choisies sont issues des distributions des charges dans les sous-détecteurs correspondants. Le principe pour le cas du trajectographe interne est montré sur la figure 2.11.
- Sélection des particules au-dessus de la coupure géomagnétique. Afin de s'assurer que les particules détectées sont bien issues directement du RC, il est demandé que la rigidité mesurée soit supérieure à $1.2 \times R_{cutoff}$, où R_{cutoff} est la rigidité de coupure maximale dans le champ de vue du détecteur. Celle-ci est estimée en faisant du *backtracing* de particules simulées, aux différentes position du détecteur, dans le champ magnétique terrestre issu de l'IGRF. Cela permet de s'assurer que l'ensemble du champ de vue est bien accessible aux particules du RC.
- $m > 0.5 \text{ GeV}/c^2$. Cet estimateur de la masse fait intervenir la charge de la particule, sa rigidité et sa vitesse comme montré par l'équation (2.3). La vitesse utilisée est celle du *ToF*. Cette condition, utilisée à basse énergie, permet de s'affranchir des pions créés dans la partie supérieure du détecteur, dont la contamination est effective seulement en-dessous de 2 GV.

L'ensemble de ces coupures de sélection permet d'avoir un échantillon composé de $3 \cdot 10^8$ protons. La contamination des autres espèces est estimée à moins de 2% pour le ^2H [Papini et al. 2004; AMS Collaboration et al. 2002] et à moins de 0.5% pour les noyaux créant des protons par interactions dans le détecteur. Ces estimations sont données à la rigidité où elles sont les plus importantes (~ 1 GV), et sont totalement négligeables au-delà de 10 GV. La sélection d'évènements faite ici est également appliquée pour le calcul de l'acceptance effective dont nous allons parler maintenant.

2.3.3 Calcul de l'acceptance du détecteur

L'évaluation de l'acceptance effective se fait en deux étapes. La première consiste à évaluer l'acceptance à l'aide de la simulation Monte Carlo du détecteur. La deuxième étape consiste à corriger l'acceptance obtenue en la multipliant par le ratio de l'efficacité calculée à partir des données sur l'efficacité calculée à partir de la simulation, pour chacune des coupures. Cette méthode permet d'évaluer l'efficacité de l'ensemble des coupures simultanément et donc de prendre en compte les éventuelles corrélations. L'alternative est d'estimer l'efficacité des coupures à partir des données. Pour cela, on sélectionne un échantillon de protons le plus pur possible en appliquant toutes les sélections sauf celle dont on veut estimer l'efficacité. Cette méthode est répétée pour toutes les coupures. L'avantage de cette technique est l'utilisation directe des données sans passer par une simulation pas nécessairement représentative de la réalité. Le point faible est l'estimation individuelle des efficacités. La nécessité d'avoir un échantillon pur de protons ne permet pas de tester l'ensemble des efficacités simultanément. De plus, l'estimation de la partie purement géométrique de l'acceptance se fait toujours avec la simulation.

L'approche faite ici est un mélange de ces deux méthodes. L'acceptance effective (comportant la partie géométrique ainsi que l'efficacité des coupures de sélection) se fait à partir de la simulation et est corrigée a posteriori par le ratio des efficacités estimées dans les données sur l'efficacité estimée dans la simulation. Ce ratio est calculé pour chacune des coupures individuellement. L'hypothèse est ainsi faite que la correction apportée présente moins de corrélation que les efficacités elles-mêmes. Le calcul de l'efficacité du *trigger* se fait directement dans les données pour prendre en compte les effets de détections multiples et la contamination d'un signal *propre* par une particule rentrant dans le détecteur simultanément.

L'acceptance, les ratios correctifs des efficacités et l'efficacité du trigger sont présentés dans la section dédiée au calcul des erreurs systématiques.

2.3.4 Calcul du temps de mesure

Le dernier terme à calculer dans l'équation (2.4) est le temps de mesure T_i . Ce temps de mesure dépend de la rigidité car le détecteur bouge avec l'ISS dans le champ géomagnétique. Comme expliqué dans l'introduction, ce champ magnétique repousse les particules de basse énergie, les rendant non détectables. La rigidité limite en-deçà de laquelle les particules sont repoussées par le champ magnétique correspond à la rigidité de coupure. Celle-ci dépend de la latitude à laquelle se trouve le détecteur. Les différentes rigidités ne sont pas toutes accessibles en même temps.

La figure 2.12 montre l'effet de la coupure géomagnétique à différentes latitudes et comment le temps de mesure final dépend de la rigidité. Pour le calculer, on regarde à chaque seconde, quelles sont les bins de rigidité entièrement au-dessus de la rigidité de coupure ; pour chacun d'entre eux, on ajoute une seconde, multipliée par le temps de vie (*Livetime*), au temps de mesure. Le temps de vie est le rapport entre le temps actif du *trigger* et le temps total. En effet, quand le *trigger* est déclenché, un temps mort dû à l'électronique suit la détection, pendant lequel aucune autre détection n'est réalisable.

Comme montré sur la figure 2.12, le temps de mesure au-dessus de $\mathcal{R} \sim 30$ GV est constant, ce qui correspond à des rigidités toujours supérieures à la rigidité de coupure. On peut également observer une zone, dans l'hémisphère sud, où les particules ne sont jamais acceptées. Cette zone s'appelle l'anomalie atlantique sud (ayant pour acronyme anglo-saxon *SAA*) et correspond à la pénétration de l'atmosphère par une ceinture de radiation. Les particules piégées à l'intérieur de cette zone sont détectées par l'instrument qui est saturé. Afin de garder une mesure la plus propre possible, cette zone est exclue de l'analyse. Pour cela on utilise le temps de vie. Si le taux d'évènements déclenchant le système d'acquisition est trop élevé, le temps de vie chute. C'est exactement ce qui arrive dans la *SAA*, les particules ayant une rigidité inférieure à la coupure géomagnétique (celle issues de la ceinture de radiation) déclenchent le *trigger* et saturent le détecteur, le rendant indisponible pour les particules du RC. Les secondes passées dans l'anomalie atlantique sud ne sont pas sélectionnées. Enfin, il est demandé au détecteur de pointer dans une direction comprise dans un cône d'ouverture angulaire de 20 degrés autour du zénith.

2.3.5 Unfolding

2.3.5.1 La problématique du *unfolding*

Le flux mesuré précédemment est fonction de la rigidité mesurée et ne tient aucunement compte de la résolution en énergie du détecteur. En effet, une particule avec une rigidité $\mathcal{R}_{\text{true}}$ est mesurée avec une rigidité \mathcal{R}_{rec} . L'écart entre ces deux quantités est lié à la résolution en rigidité du trajectographe. Le flux mesuré est donc le résultat du produit de convolution entre la fonction de résolution en énergie du détecteur et le flux *vrai*, tel que :

$$J(\mathcal{R}_{\text{rec}}) = \int_{-\infty}^{+\infty} J^{\text{true}}(\mathcal{R}_{\text{true}}) P(\mathcal{R}_{\text{rec}}|\mathcal{R}_{\text{true}}) d\mathcal{R}_{\text{true}}, \quad (2.5)$$

avec $J(\mathcal{R}_{\text{rec}})$ le flux mesuré, $J^{\text{true}}(\mathcal{R}_{\text{true}})$ le flux *vrai* en fonction de la rigidité *vraie*, et $P(\mathcal{R}_{\text{rec}}|\mathcal{R}_{\text{true}})$ la probabilité de mesurer une particule de rigidité \mathcal{R}_{rec} étant donnée la rigidité vraie $\mathcal{R}_{\text{true}}$. Le but est de comprendre l'impact de cet effet de résolution sur le flux mesuré et de mettre au point une méthode numérique permettant d'estimer le flux *vrai* en fonction du flux mesuré. Cette déconvolution porte le nom de *unfolding*. En pratique, la mesure du flux est réalisée sur des bins de rigidité. On peut donc utiliser la notation matricielle qui permet d'exprimer la relation (2.5) comme un produit :

$$J_i = \sum_j M_{ij} \times J_j^{\text{true}}, \quad (2.6)$$

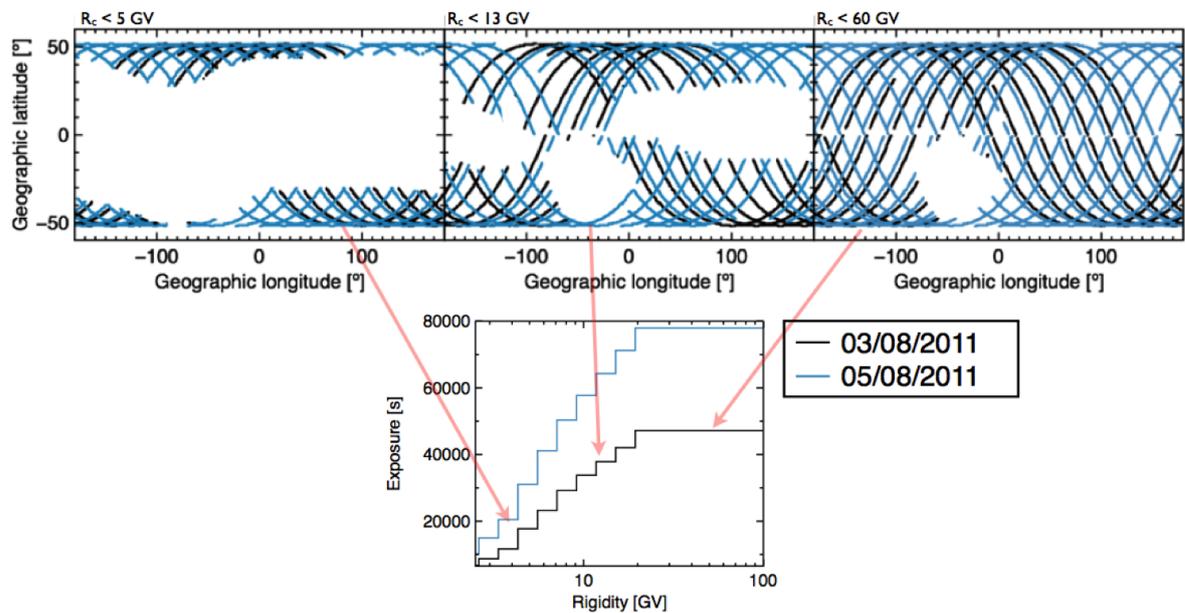


FIGURE 2.12: Figure montrant la sensibilité du détecteur AMS-02 à la rigidité de coupure. Les trois figures du haut montrent les zones de détection pour des rigidités inférieures à des rigidités de coupures fixées. Ainsi la première figure montre que pour détecter des particules en-dessous de 5 GV, il faut que le détecteur soit proches des pôles. La figure du bas montre les temps de mesures en fonction de la rigidité associés pour deux jours différents. On observe dans les deux cas qu'au-dessus de $\mathcal{R} \sim 30$ GV, le temps de mesure est fixe. Cela correspond à la rigidité de coupure maximale. Au-dessus de cette valeur limite les particules ne peuvent plus être piégées par le champ géomagnétique. La figure est issue d'une présentation interne à la collaboration.

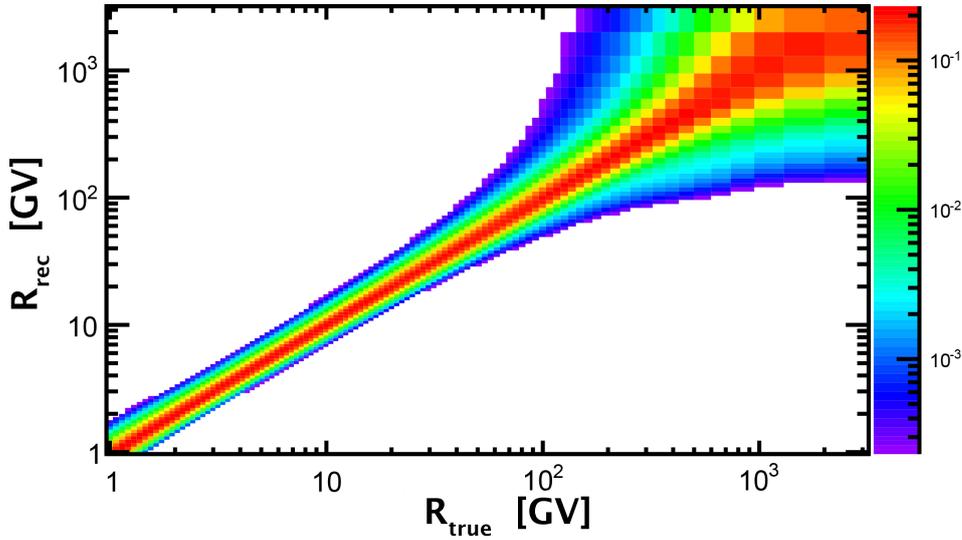


FIGURE 2.13: Figure montrant la matrice de migration. L'axe x représente la rigidité *vraie* et l'axe y la rigidité mesurée. Le code couleur correspond à la probabilité de migration.

avec J_i (J_j^{true}) la valeur du flux mesuré (*vrai*) dans le i -ème (j -ème) bin en rigidité, et M_{ij} la probabilité de mesurer la rigidité dans le bin i sachant que sa rigidité *vraie* est contenue dans le bin j .

L'estimation de la matrice de migration se fait grâce à la simulation Monte Carlo du détecteur. L'analyse décrite précédemment est appliquée pour sélectionner les protons et on construit la matrice à partir de la rigidité *vraie* (celle avec laquelle les particules sont générées) et la rigidité mesurée. La figure 2.13 montre la matrice de migration obtenue pour la reconstruction du flux de protons. Nous verrons dans la partie dédiée à la méthode permettant de s'affranchir de cet effet de convolution les détails techniques sous-jacents à la construction de cette matrice. On observe une moins bonne résolution quand la rigidité augmente, se traduisant par une matrice de migration plus large. Cet effet a déjà été discuté et provient en partie de la résolution spatiale finie du trajectographe. La rigidité maximale détectable peut être estimée à partir de la construction de cette matrice, et vaut 1.8 TV pour l'analyse du flux de protons. Cette rigidité est calculée en considérant les 9 plans du trajectographe, elle est plus faible si on considère uniquement les plans internes (L2-L8). Les deux plans externes (L1 et L9) permettent d'augmenter le bras de levier pour la mesure de la courbure de la trajectoire.

La forme du flux en loi de puissance est un point clé de l'effet de la résolution en énergie d'AMS-02. En effet, les événements détectés avec une rigidité plus faible que \mathcal{R}_i vont venir peupler les bins j , tels que $j \leq i$. Du fait de la forme en loi de puissance, leur contenu est de base plus important que celui du bin i , et l'impact d'une telle migration sera modéré. En revanche, les événements détectés avec une rigidité supérieure à \mathcal{R}_i , viennent peupler les bins j tels que $j \geq i$. Leur contenu est à la base plus faible que celui du bin i et l'impact de la migration est important. Ainsi, la résolution du détecteur provoque une migration des

évènements entraînant une surpopulation des bins de haute énergie et donc une diminution de l'indice spectral du flux mesuré par rapport à celui du flux *vrai*.

2.3.5.2 La méthode de *unfolding*

Le but est d'établir une procédure permettant de corriger l'effet de la résolution du détecteur et de produire une estimation du flux *vrai*. La première approche que l'on peut vouloir tester utilise la notation matricielle présentée dans l'équation (2.6). Il s'agit de l'inversion de la matrice de migration. En effet, on peut simplement écrire :

$$J^{\text{true}}_j = \mathcal{M}_{ij}^{-1} \times J_i. \quad (2.7)$$

Cowan explique dans son cours d'analyse de données [Cowan 1998] que cette solution ne peut apporter de résultats satisfaisants. En effet, la matrice de migration a des valeurs propres faibles, et l'inversion amplifie les fluctuations statistiques présentes dans le flux mesuré. De façon plus expérimentale, on peut dire que les structures du flux *vrai* ont tendance à être lissées lors de la convolution avec la réponse du détecteur. L'effet inverse se produit lors du processus de *unfolding* : l'inversion de la matrice de migration interprète les fluctuations statistiques du flux mesuré comme des structures lissées et les amplifie, produisant un résultat non-acceptable. De plus, la matrice de migration dont nous disposons est une estimation de la vraie fonction de résolution. La statistique limitée de la simulation dont nous disposons fait que les fluctuations de la matrice de migration viennent s'ajouter à celles du flux mesuré.

Nous proposons ici une méthode itérative permettant de reconstruire une estimation du flux *vrai* à partir de la mesure et de la matrice de migration reconstruite à partir de la simulation Monte Carlo du détecteur. Il s'agit de la méthode qui a été retenue par la collaboration pour le *unfolding* du flux de protons et des héliums [Aguilar et al. 2015a,b] et qui a été l'objet de ma première année de thèse. La méthode est inspirée de celle établie par Kondor [Kondor 1983], et adaptée à l'expérience AMS-02 pour produire les meilleurs résultats possibles.

Le processus se déroule suivant les étapes suivantes :

1. Choix d'un flux J^0 qui sert de point de départ à la procédure. On considère également l'acceptance effective A qui comporte à la fois le terme géométrique et l'efficacité des coupures de sélection.
2. Calcul de l'acceptance convoluée correspondante $\tilde{A}_i^j = \frac{1}{J_i} \sum_k J_k^k A_k \mathcal{M}_{ik}$. L'indice j désigne le rang de l'itération concernée, alors que les indices i et k désignent des bins de rigidité.
3. Régularisation de l'acceptance convoluée par ajustement d'une fonction *spline*. La nouvelle acceptance régularisée s'écrit $\tilde{A}_{\text{reg}}^j = \text{Spline}(\tilde{A}^j)$.
4. Si \tilde{A}_{reg}^j a convergé (différence négligeable par rapport à $\tilde{A}_{\text{reg}}^{j-1}$) le processus s'arrête et J^j est considéré comme le flux déconvolué, sinon le processus reprend à l'étape 2 avec $J^{j+1} = \frac{N_{\text{mes}}}{T \epsilon^{\text{trigger}} \tilde{A}_{\text{reg}}^j \Delta \mathcal{R}}$. Cette relation s'applique pour chaque bin de rigidité.

La méthode fait intervenir différentes notions clés : tout d'abord la condition initiale J^0 . Si le processus est convergent, le choix initial doit avoir un impact limité. Afin de faciliter cette

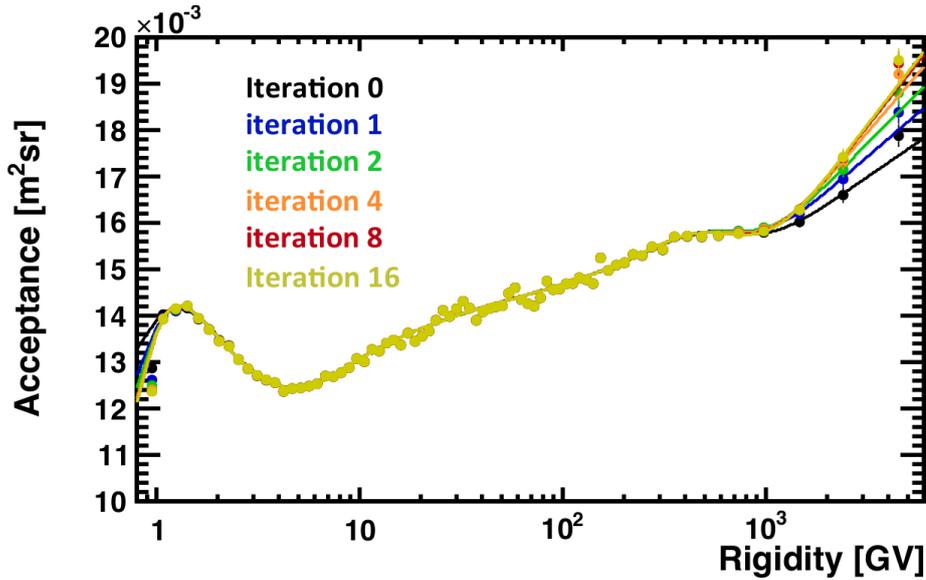


FIGURE 2.14: Figure montrant les acceptances calculées dans la méthode de *unfolding*. Les marqueurs représentent les acceptances estimées et les traits pleins les fonctions *splines* ajustées. Différentes itérations sont proposées. On voit que la convergence semble atteinte après 8 itérations.

convergence, nous choisissons comme condition initiale le flux mesuré dans la reconstruction du flux de proton. Ce choix se justifie par le faible effet de convolution attendu (observable sur la largeur de la matrice de migration). Ensuite, la notion de régularisation permet d'éviter la propagation des fluctuations statistiques dans le processus. L'acceptance est ajustée par une fonction *spline* pour en proposer une description lisse. Le détail du fonctionnement des *splines* est proposé en annexe (voir Annexe 5.2) afin de ne pas surcharger le corps du texte. La position en abscisse des différents nœuds est fixe et le seul degré de liberté restant est leur position en ordonnée. La figure 2.14 montre les acceptances obtenues pour différentes itérations ainsi que les fonctions de régularisation associées. On peut voir que l'absence de structures à petite échelle en rigidité fait de la description lisse par les *splines* est une hypothèse raisonnable. Les différentes acceptances ajustées au cours du processus ont une forme similaire ce qui permet de s'assurer de la stabilité des ajustements effectués. La convergence du processus est estimée à partir de la différence entre les acceptances de deux itérations successives. Il est demandé que la différence maximale à travers l'ensemble des bins soit inférieure à 0.1%.

L'estimation de la matrice de migration est un point clé du processus de *unfolding*. Une première estimation peut être réalisée à partir de la simulation du détecteur. Cette matrice présente des fluctuations statistiques et le choix a été fait de la modéliser pour s'affranchir de cette limitation. Le but est de paramétriser la distribution des rigidités mesurées pour chacun des bins de rigidité *vraie*. La figure 2.15 montre la paramétrisation, à l'aide de la somme de 3 gaussiennes, de cette distribution pour une rigidité *vraie* de 400 GV. La distribution paramétrisée est $1/\mathcal{R}_{\text{rec}} - 1/\mathcal{R}_{\text{true}}$. L'accord entre la simulation, les données issues de tests faisceau et le modèle ajusté est bon, décrivant une bonne paramétrisation de la résolution du détecteur. Une fois cet ajustement effectué sur l'ensemble des bins de rigidité *vraie*, on trace l'évolution de chacun des paramètres du modèle en fonction de celle-ci. Modéliser l'évolution

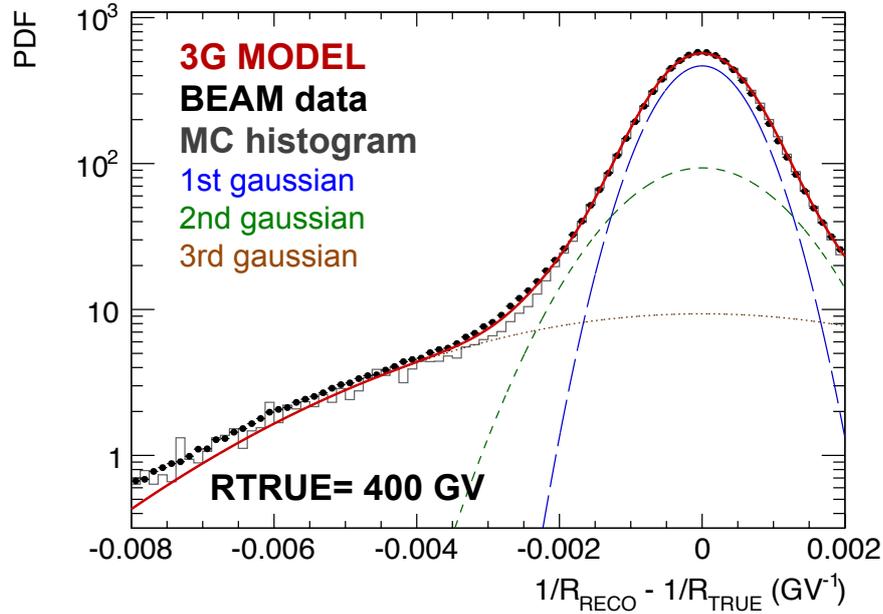


FIGURE 2.15: Figure montrant la résolution du détecteur pour une rigidité vraie de 400 GV. Pour estimer cette résolution on regarde la distribution $\frac{1}{R_{\text{rec}}} - \frac{1}{R_{\text{true}}}$. L'histogramme en ligne continue représente la simulation Monte Carlo du détecteur, les marqueurs pleins le test sur faisceau et les courbes un modèle, composé de trois gaussiennes, ajusté sur la simulation.

de ces paramètres permet de générer une matrice de migration dépourvue de fluctuations statistiques.

Les paramètres du modèle sont la valeur moyenne et l'écart-type de la gaussienne centrale (nommée 1st gaussienne sur la figure 2.15), le rapport des amplitudes des gaussiennes numéro 2 et 1, le rapport des amplitudes des gaussiennes numéro 3 et 2, et la moyenne et l'écart-type des gaussiennes numéro 2 et 3. Le dernier degré de liberté (amplitude de la première gaussienne) est absorbé par la condition de normalisation de la fonction (on ajuste une densité de probabilité). L'ajustement de l'ensemble de ces paramètres en fonction de la rigidité se fait avec des *splines* pour en avoir une description continue. L'ajustement est présenté sur la figure 2.16. Le paramètre central de la première gaussienne (premier cadre de la figure 2.16) permet de se rendre compte que la valeur moyenne de la mesure de rigidité est biaisée pour les faibles valeurs ($\lesssim 2$ GV). Ceci est dû à la perte d'énergie des protons incidents par interactions dans le détecteurs. Au-delà de quelques GV, ce paramètre tend vers 0, ce qui montre qu'en moyenne la rigidité mesurée est la même que la rigidité *vraie*. La gaussienne centrale modélise la résolution spatiale du trajectographe. Les gaussiennes numéro 2 et 3 paramétrisent les queues de distribution de la fonction de résolution de la figure 2.15. Cette partie de la fonction de résolution est due aux interactions multiples dans le détecteur (*multiple scattering* en anglais) déviant la trajectoire du proton initial et modifiant ainsi la mesure de sa rigidité.

La matrice de migration est estimée à partir de cette fonction de résolution mais également à partir du flux. En effet, le contenu de chacun des bin est pondéré pour être représentatif de la répartition des événements dans celui-ci. L'estimation de la matrice de migration est donc

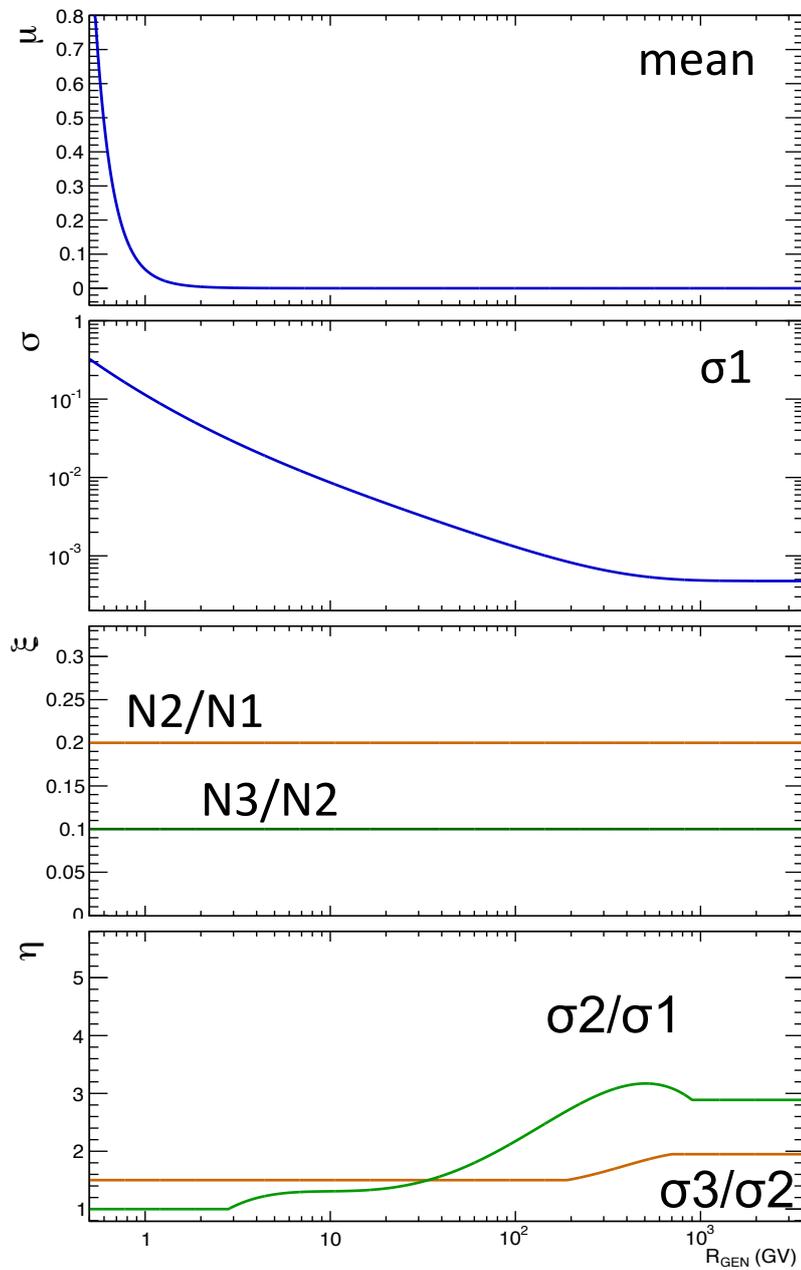


FIGURE 2.16: Figure montrant l'ajustement des paramètres de modélisation de la résolution en rigidité d'AMS-02. Ces fonctions permettent de générer une matrice de migration dépourvue de fluctuations statistiques. Les deux premières figures présentent les paramètres de la gaussienne centrale. Les deux dernières présentent les paramètres des gaussiennes plus larges paramétrisant les queues de distribution visibles sur la figure 2.15. Voir le corps du texte pour la discussion.

dépendante de la forme du flux considérée. Dans le processus de *unfolding* énoncé précédemment, la matrice peut être reconstruite à chaque itération en étant pondérée par le flux J^j . Le résultat de ce processus permet d'estimer un flux *vrai* grâce auquel une matrice de migration fixe est calculée. Le processus de *unfolding* se déroule ensuite comme présenté avec cette nouvelle estimation de la matrice de migration. Des tests ont été effectués pour estimer la systématique liée au fait que la matrice soit recalculée à chaque itération ou soit prise comme fixe. Le résultat en sortie ne présente pas de variations significatives.

La méthode présentée ici a été validée sur des données simulées. Une validation consistant à utiliser une autre méthode, dite de *forward unfolding* [Albert et al. 2007], produisant un écart inférieur à 0.5% sur le flux obtenu, a également été réalisée. Cet écart est considéré par la suite comme une erreur systématique bien que négligeable devant les autres sources d'incertitudes. Les principaux avantages de la méthode développée ici sont le temps de calcul très réduit, le contrôle de ce qui se passe à chaque itération, et le schéma de régularisation requérant peu d'hypothèses.

2.3.6 Estimation des erreurs systématiques, validations, et résultats

Les différentes étapes de l'analyse ont été explicitées dans les sections précédentes. Différents choix ont été faits durant la mesure du flux de protons, et les erreurs systématiques associées doivent être estimées. Il n'existe pas de méthodologie fixe pour l'estimation de ces dernières, contrairement au calcul des erreurs statistiques⁴. Cette étape est la plus délicate du processus d'analyse en physique car il s'agit de justifier l'ensemble des choix effectués.

2.3.6.1 Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques portent sur le calcul de l'acceptance du détecteur, l'efficacité du *trigger*, la procédure de *unfolding*, et également la calibration absolue de la rigidité.

Acceptance

La première systématique que nous décrivons est celle sur l'acceptance du détecteur. L'acceptance effective obtenue dans l'analyse explicitée précédemment est présentée sur la figure 2.17. Elle comporte la partie géométrique de l'acceptance et l'efficacité des coupures de sélection. Elle est ajustée par une fonction *spline* (courbe verte), qui va permettre d'estimer l'incertitude systématique associée. Pour cela, on calcule la différence relative entre le modèle ajusté et l'acceptance. Cette différence est elle-même ajustée par une fonction *spline* paramétrisant ainsi l'erreur systématique liée à la description de l'acceptance. Ce procédé est illustré par la figure 2.17, où l'on observe une erreur systématique inférieure au %. Cela peut sembler faible mais doit être comparé aux erreurs statistiques qui sont beaucoup plus faibles. Ces dernières augmentent fortement avec la rigidité pour atteindre la valeur seuil de $\sim 1\%$ à 2 TV (voir figure 2.19).

L'erreur sur l'acceptance comporte également les corrections entre simulation Monte Carlo et données. En effet, dans le processus d'estimation de l'acceptance, celle-ci se fait à partir de la simulation Monte Carlo, puis elle est corrigée par le rapport des efficacités issues des

4. On parle d'ailleurs de calcul pour les erreurs statistiques et d'estimation pour les erreurs systématiques.

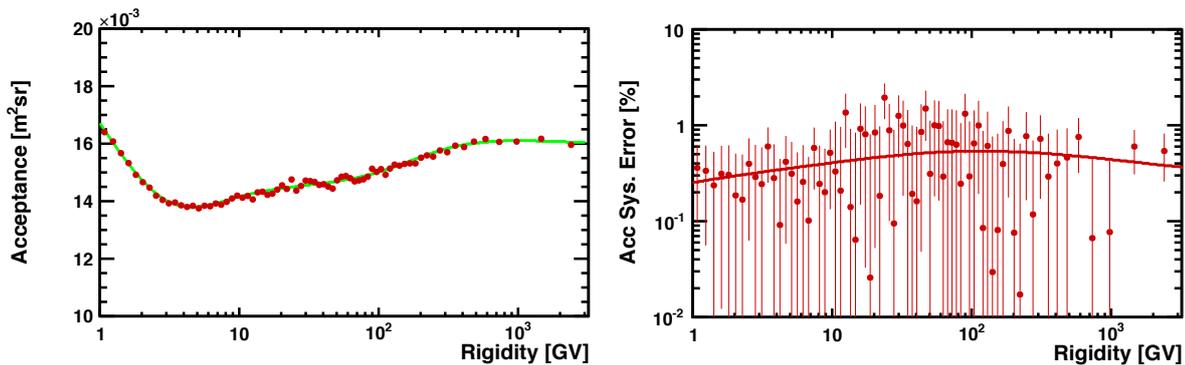


FIGURE 2.17: À gauche : figure montrant l'acceptance effective du détecteur AMS-02 pour l'analyse du flux de protons. Les marqueurs représentent l'acceptance calculée à partir de la simulation et la courbe représente l'ajustement qui en est fait à partir d'une fonction *spline*. À droite : figure montrant l'écart relatif entre l'acceptance effective calculée grâce à la simulation Monte Carlo du détecteur et l'ajustement par une fonction *spline*. Cet écart est lui-même ajusté par une fonction *spline* qui sert à paramétriser l'erreur systématique associée à l'acceptance.

données et de la simulation. Pour estimer l'incertitude liée à chacune de ces corrections, la même stratégie que pour l'acceptance effective est adoptée. Les rapports sont ajustés par une fonction *spline* ; l'écart entre cette modélisation et les points de données sert de base à une nouvelle fonction *spline*, qui modélise l'erreur systématique associée. L'estimation de l'incertitude liée à ces facteurs de correction est majoritaire dans le bilan des erreurs sur l'acceptance, et s'élève à plus de 1% sur l'ensemble des rigidités sondées.

La dernière source d'erreur liée à l'estimation de l'acceptance provient de l'incertitude sur les sections efficaces inélastiques $\sigma(p + \text{Al})$ et $\sigma(p + \text{C})$. En effet, le détecteur est majoritairement composé de carbone et d'aluminium, et les sections efficaces inélastiques interviennent dans la simulation Monte Carlo du détecteur servant à l'estimation de l'acceptance effective. Ces sections efficaces ont une incertitude de $\sim 10\%$ à 1 GV, 4% à 300 GV, et 7% à 1.8 TV [Letaw et al. 1983; Carroll et al. 1979; Denisov et al. 1973; Bellettini et al. 1966; Abgrall et al. 2011; Allison et al. 2006]. Afin de propager ces incertitudes, des simulations Monte Carlo ont été réalisées en variant les sections efficaces de $\pm 10\%$. Les différences obtenues sur l'acceptance sont de 1% à 1 GV, 0.6% entre 10 et 300 GV et 0.8% à 1.8 TV.

Trigger

La deuxième quantité dont l'incertitude doit être estimée est l'efficacité du *trigger*. Cette dernière est estimée directement à partir des données. La méthode est similaire à celle présentée précédemment ; l'efficacité du *trigger* est ajustée avec une fonction *spline*, et l'incertitude est estimée à partir de la différence relative entre les données et le modèle. Le résultat est présenté sur la figure 2.18. On peut observer que l'efficacité du *trigger* chute avec la rigidité à partir de ~ 20 GV. L'erreur associée, elle, est de plus en plus importante. La statistique avec laquelle l'efficacité est estimée est nettement plus faible à haute rigidité en raison de la forme du flux en loi de puissance. Cette augmentation de l'erreur systématique associée est donc attendue.

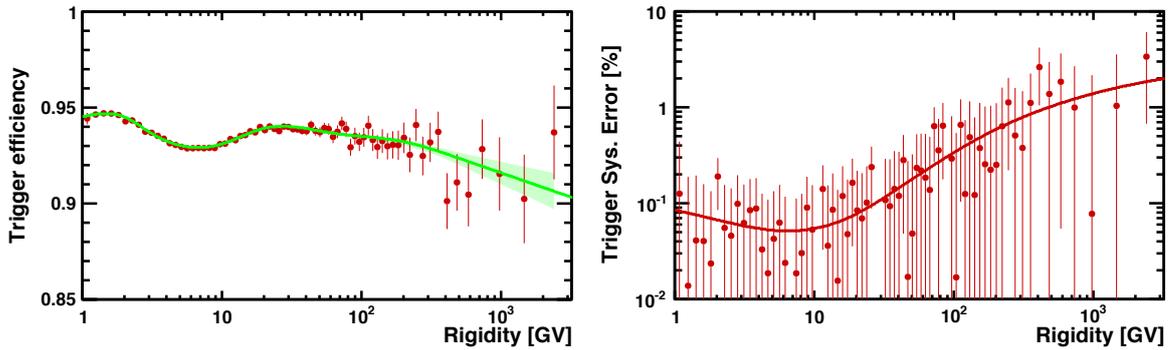


FIGURE 2.18: À gauche : figure montrant l'efficacité du *trigger* estimée directement à partir des données, ainsi que son ajustement par une fonction *spline*. À droite : figure montrant l'écart relatif entre l'efficacité du *trigger* et la modélisation. La paramétrisation de cette différence relative sert à estimer l'incertitude systématique liée à l'efficacité du *trigger*.

Unfolding

L'estimation de l'erreur systématique associée au *unfolding* provient de deux sources, la méthode de *unfolding* à proprement parler, et le choix du schéma de régularisation. Afin d'estimer l'impact des nœuds choisis, un tirage aléatoire de leur nombre et de leur position a été effectué. On réalise plusieurs réalisations de ce tirage aléatoire (>1000). Pour chacune d'entre elles, la procédure de *unfolding* est appliquée et un flux *vrai* est estimé. La dispersion de l'ensemble des flux ainsi reconstruits sert d'estimation à l'erreur systématique liée à la procédure de régularisation.

La deuxième source d'erreur associée au *unfolding* provient de la matrice de migration. La procédure pour estimer cette incertitude consiste à varier l'écart-type de la gaussienne centrale de la fonction de résolution de $\pm 5\%$ et l'amplitude des gaussiennes externes de $\pm 20\%$, et de voir quel impact cela produit sur l'estimation du flux *vrai*. Les variations proposées ici sont établies à partir des différences de rigidité calculées à partir des plans L1 à L8 et L2 à L9 dans les données et la simulation Monte Carlo du détecteur. L'incertitude sur le flux *vrai* est estimée à 1% en-dessous de 200 GV et 3% à 1.8 TV.

Calibration de la rigidité

La dernière source d'erreurs systématiques provient de la calibration absolue de la rigidité. En effet, la rigidité est mesurée suite à la reconstruction de la courbure de la trajectoire de la particule dans le champ magnétique de l'aimant permanent. La question de l'alignement des différents plan du trajectographe et la connaissance du champ magnétique de l'aimant jouent un rôle important dans la détermination de la rigidité. Le champ magnétique a été mesuré en des points fixes et l'incertitude associée à sa connaissance est de 0.25%. De même, les variations de températures induisent une variation du champ magnétique, et l'erreur associée est de 0.1%. En considérant la somme quadratique de ces deux effets sur le flux *vrai*, on obtient une erreur systématique inférieure à 0.5% au-dessus de 2 GV et négligeable en-dessous. L'estimation de l'incertitude liée à l'alignement des plans du trajectographe se fait en comparant le

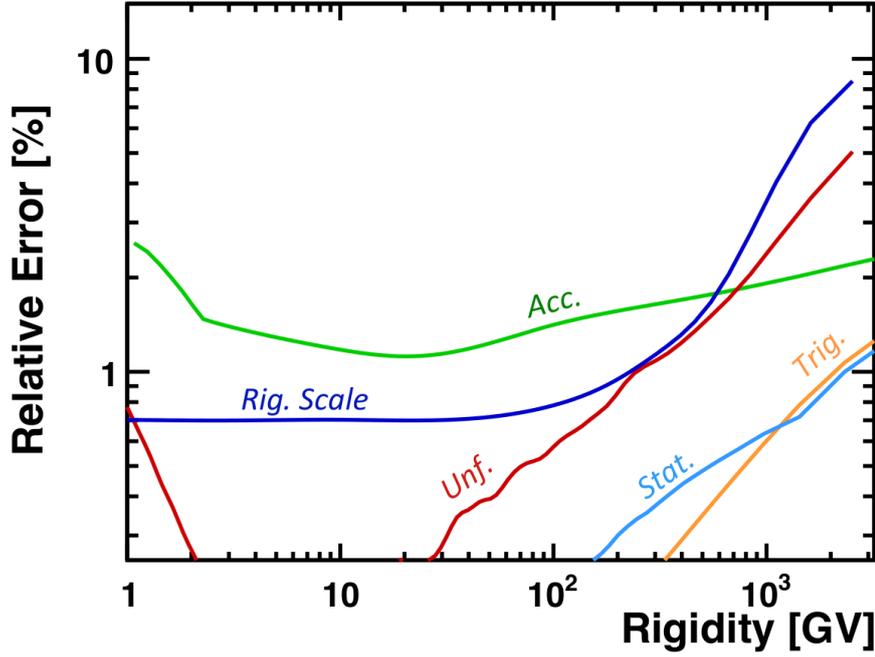


FIGURE 2.19: Figure montrant la contribution des différentes sources d’incertitudes. L’erreur associée au flux *vrai* est la somme quadratique de l’ensemble des sources d’incertitudes. Les différentes contributions sont l’erreur sur l’estimation de l’acceptance (*Acc.*), sur l’échelle absolue de rigidité (*Rig. scale*), sur le unfolding (*Unf.*), sur l’efficacité du trigger (*Trig.*) et l’incertitude statistique (*Stat.*).

rapport E/p pour les électrons et les positons, avec E l’énergie mesurée par le calorimètre et p l’impulsion mesurée par le trajectographe [Aguilar et al. 2013; Accardo et al. 2014]. L’estimation de ces quantités pour les leptons aboutit à une incertitude sur l’inverse de la rigidité de $\delta = 1/26 \text{ TV}^{-1}$. Afin de propager cette incertitude sur l’estimation du flux *vrai*, l’analyse est refaite en changeant la mesure de rigidité comme :

$$\frac{1}{\bar{\mathcal{R}}} = \frac{1}{\mathcal{R}} \pm \frac{1}{26 \text{ TV}}. \quad (2.8)$$

L’équation (2.8), montre que cet effet est significatif pour des rigidités plus importantes. Cela se comprend physiquement : plus la rigidité de la particule est grande, moins sa trajectoire sera courbée dans le champ magnétique de l’aimant, et plus la détermination de la courbure, et donc de la rigidité, sera sensible à la bonne connaissance de l’alignement des plans du trajectographe.

Synthèse

L’ensemble de ces contributions sont ajoutées quadratiquement et présentées sur la figure 2.19. On peut voir que la mesure est dominée par les erreurs systématiques. Jusqu’à $\sim 300 \text{ GV}$, l’erreur associée à l’estimation de l’acceptance effective est dominante. Les incertitudes liées à la calibration absolue de la rigidité et au *unfolding* deviennent prépondérantes à

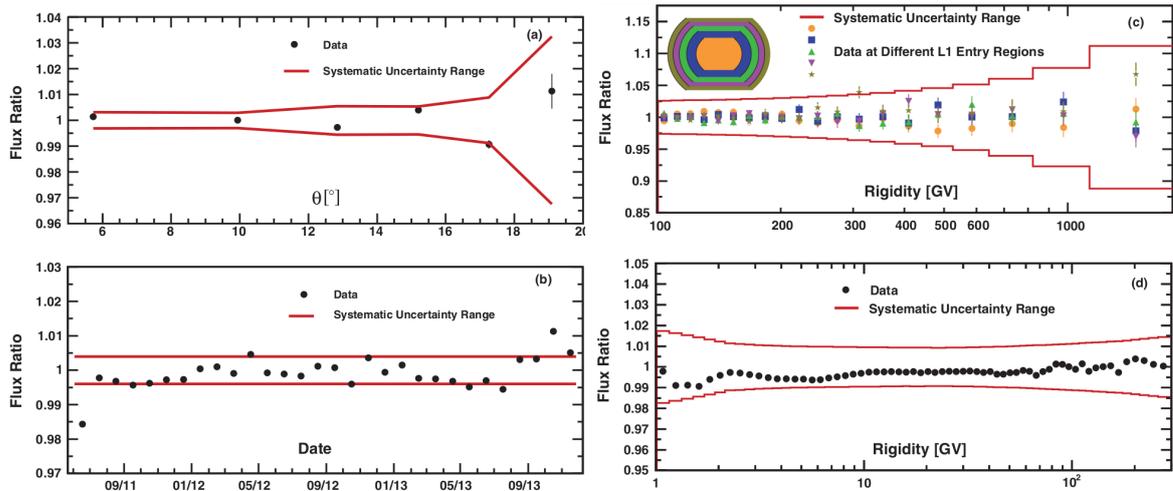


FIGURE 2.20: *Figure (a)* : ratio entre le flux pour certaines valeurs d'angle d'incidence des particules et le flux de référence. Les flux sont pris au-dessus de 30 GV. *Figure (b)* : variation du flux au-dessus de 45 GV en fonction du temps. La différence est prise par rapport au flux de l'analyse principale. *Figure (c)* : différence entre le flux de l'analyse principale et des flux estimés en fonction du point de passage de la particule dans le plan L1 du trajectographe. *Figure (d)* : différence entre le flux de l'analyse principale et le flux mesuré en considérant uniquement le trajectographe interne (plans L2 à L8). La figure est issue de [Aguilar et al. 2015a].

plus haute rigidité. Nous avons déjà justifié cela pour la calibration de la rigidité. Pour le *un-folding*, cela est également attendu puisqu'il s'agit des rigidités pour lesquelles la convolution avec la réponse du détecteur devient significative, comme on peut le voir sur la figure 2.14.

2.3.6.2 Tests de validation

Pour s'assurer de la validité de l'estimation des erreurs statistiques et de la stabilité de l'estimation du flux *vrai*, certaines vérifications ont été effectuées. La figure 2.20 présente quatre de ces vérifications.

- La première vérification est la dépendance en fonction de l'angle d'incidence de la particule détectée. La comparaison se fait entre le flux de l'analyse principale et les flux calculés pour différentes valeurs d'angles d'incidence entre 6 et 20 degrés. Les flux sont intégrés entre 30 GV et 1.8 TV. On peut voir qu'ils sont tous compris dans les systématiques associées.
- La deuxième vérification effectuée est la stabilité du flux mesuré en fonction du temps. La figure 2.20 présente l'évolution temporelle du flux intégré de 45 GV à 1.8 TV. Cela permet de s'affranchir en partie de l'évolution du flux due à la modulation solaire. On observe tout de même une évolution du flux en fonction du temps, tout à fait compatible avec l'erreur systématique associée.
- La troisième vérification est la comparaison des flux obtenus en fonction du point de passage de la particule dans le premier plan du trajectographe. Le plan L1 a été découpé en surface d'aires égales pour maintenir une statistique comparable pour l'en-

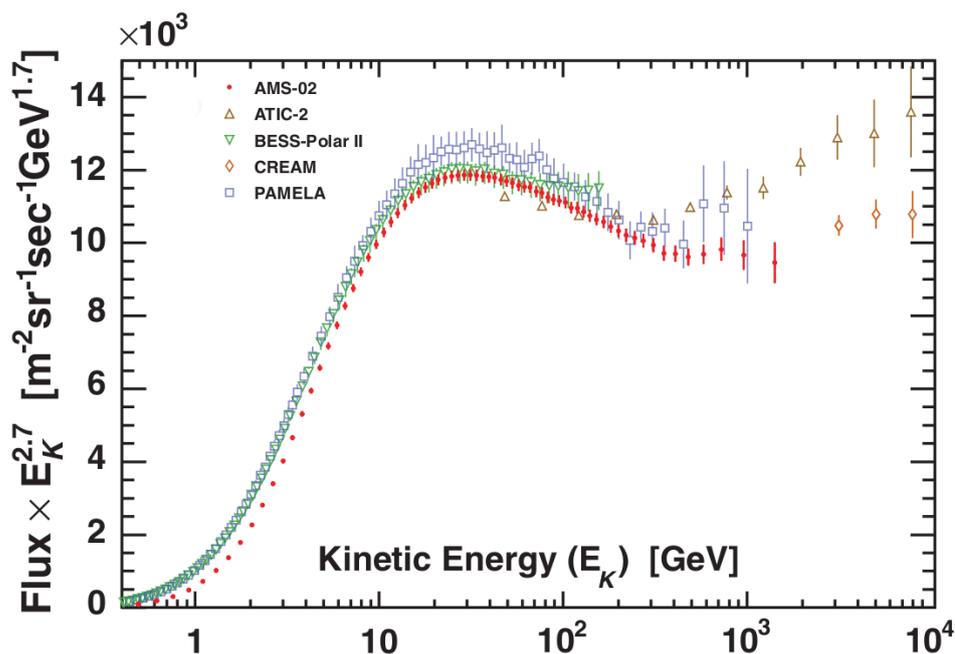


FIGURE 2.21: Figure montrant le résultat obtenu pour l'estimation du flux de protons avec l'expérience AMS-02. Le flux est proposé en fonction de l'énergie cinétique $E_k = \sqrt{\mathcal{R}^2 + m_p^2} - m_p$, avec $m_p = 0.938 \text{ GeV}/c^2$ la masse du proton. Les flux des expériences PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011], CREAM [Ahn et al. 2010], BESS-POLARII [Abe et al. 2016] et ATIC-2 [Panov et al. 2009] sont également présentés à des fins de comparaisons. Les flux sont multipliés par $E_k^{2.7}$ pour des raisons de visibilité. La figure est issue de [Aguilar et al. 2015a].

semble des flux. Là encore, les flux sont compatibles avec l'erreur systématique associée.

- Enfin, la dernière vérification présentée est la comparaison avec le flux reconstruit en utilisant seulement le trajectographe interne pour la mesure de la rigidité. En ne considérant pas les plans L1 et L9 du trajectographe, le bras de levier pour la mesure de la rigidité est plus court ce qui entraîne un MDR de l'ordre de $\sim 300 \text{ GV}$. C'est pourquoi la dernière vérification de la figure 2.20 ne montre pas la comparaison jusqu'à 1.8 TV.

On peut observer sur la figure 2.20 que toutes les vérifications sont comprises dans les systématiques associées, témoignant d'une estimation conservatrice de celles-ci.

2.3.6.3 Flux de protons AMS-02

La figure 2.21 montre le flux obtenu en fonction de l'énergie cinétique, ainsi que la comparaison aux estimations d'autres expériences. Le passage de la rigidité à l'énergie cinétique se fait dans l'hypothèse isotopique où l'ensemble des noyaux d'hydrogène sont des protons. La contamination isotopique des deutons n'est pas considérée. Le comportement des différents flux mesurés entre 100 GV et $\sim 2 \text{ TV}$ n'est pas affecté par cette approximation.

À basse énergie, le flux mesuré par AMS-02 semble plus faible que celui estimé par PAMELA et BESS-POLARII. Ces deux expériences ont effectué leur mesure à une période où la

modulation solaire était plus faible, il est donc attendu que le flux de protons qu’elles mesurent soit plus important (voir chapitre 4). Entre ~ 10 GeV et ~ 100 GeV, la mesure d’AMS-02 est tout à fait compatible avec celle de BESS-POLARII, alors que celle de PAMELA est légèrement au-dessus. La collaboration PAMELA a publié un correctif à leur estimation de flux de protons, le diminuant de $\sim 3.2\%$ [PAMELA Collaboration et al. 2013b].

Au-dessus de ~ 100 GeV, on peut observer le changement de pente dans le flux estimé par AMS-02. Ce changement de pente semble être compatible avec le flux mesuré à plus haute énergie par l’expérience CREAM, et les erreurs plus faibles que celles de l’expérience PAMELA permettent une meilleure définition de ce changement de pente.

2.4 Caractérisation de la cassure du spectre à 300 GV

L’estimation du flux de protons présentée dans la section précédente semble valider l’hypothèse de changement de pente à haute énergie mise en avant par les expériences CREAM [Ahn et al. 2010], PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011] et FERMI [Ackermann et al. 2014]. La mesure de très haute précision proposée par l’expérience AMS-02 offre donc un test de qualité pour valider ou non cette hypothèse. L’approche officielle choisit par la collaboration AMS-02 est l’utilisation d’une méthode de vraisemblance profilée pour ajuster un modèle de flux sur les données et rejeter l’hypothèse de la simple loi de puissance [Aguilar et al. 2015a]. Dans cette section, je présente mon travail basé sur l’inférence bayésienne. Le modèle utilisé est le même et la mise en place de la fonction à minimiser est identique à l’analyse officielle. La différence réside dans la méthode de résolution et, plus généralement, dans l’interprétation de la notion de probabilité.

2.4.1 Cassure du spectre et modélisation

La description du changement de pente se fait avec un modèle de flux ajusté sur les données. Il s’agit d’une paramétrisation sous la forme de deux lois de puissance avec une transition paramétrisable entre elles. L’impact de la modulation solaire sur le flux mesuré est modélisé avec l’approximation du *force field*, expliqué en détail dans le chapitre 3. L’ajustement est fait entre 45 GV et 1.8 TV. Cela permet de garder le maximum d’informations en excluant la zone où la sensibilité à la modulation solaire est la plus importante, et donc de s’affranchir du biais lié au modèle de modulation. De plus, la forme du flux en-dessous de ~ 50 GV est inconnue, et l’hypothèse de la loi de puissance n’est pas valide (voir la discussion sur la paramétrisation du flux interstellaire dans le chapitre 3).

Le modèle utilisé prend la forme :

$$J_{\text{model}} = C \left(\frac{\mathcal{R}}{45 \text{ GV}} \right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}_0} \right)^{\Delta\gamma/s} \right]^s, \quad (2.9)$$

avec γ l’indice spectral à basse rigidité, \mathcal{R}_0 la rigidité de transition entre les deux lois de puissance, $\Delta\gamma$ la différence entre les indices à haute et basse rigidité, et s la dureté de la transition. Étant donné le changement de pente observé, on a $\Delta\gamma > 0$; l’indice spectral à haute rigidité s’écrit $\gamma_2 = \gamma + \Delta\gamma > \gamma$. Le paramètre s modélise la dureté de la transition

entre les deux lois de puissance. Pour $s = 1$, le modèle est équivalent à la somme de deux lois de puissance alors que pour $s \rightarrow 0$, la transition est instantanée en \mathcal{R}_0 . La mesure du changement de pente par l'expérience PAMELA se base sur la paramétrisation $s \rightarrow 0$ avec une discontinuité de la dérivée du flux à la transition entre les deux lois de puissance [PAMELA Collaboration et al. 2011]. L'équation (2.9), plus générale, permet ainsi de tester l'hypothèse de changement de pente dans le spectre de protons. Une fois l'ajustement effectué, il est facile de tester l'hypothèse $\Delta\gamma = 0$ pour quantifier le degré de confiance lié à l'observation du changement de pente.

2.4.2 Construction de la fonction de vraisemblance et modélisation des incertitudes

L'algorithme de *unfolding* décrit précédemment permet d'estimer le flux *vrai* sur lequel on souhaite ajuster le modèle de flux IS présenté dans l'équation (2.9). Cette méthode numérique a des difficultés à reproduire des structures abruptes à petites échelles de rigidité, et afin de pouvoir tester l'hypothèse de transition instantanée entre deux lois de puissance, le choix a été fait de convoluer le modèle avec la résolution en rigidité du détecteur, et de l'ajuster sur le flux mesuré. Cela permet également de s'affranchir de l'erreur systématique associé à la méthode de *unfolding*. L'ajustement du modèle se fait par minimisation de la fonction de χ^2 prenant en compte les corrélations éventuelles entre les points de données :

$$\chi^2(\vec{\theta}) = \sum_{i,j} \left(I(\mathcal{R}_i) - I_{\text{modél}}(\mathcal{R}_i | \vec{\theta}) \right) \sigma_{ij}^{-1} \left(I(\mathcal{R}_j) - I_{\text{modél}}(\mathcal{R}_j | \vec{\theta}) \right), \quad (2.10)$$

avec i et j des indices de bins de rigidité, $I(\mathcal{R}_i)$ l'intégrale du flux mesuré sur le bin de rigidité \mathcal{R}_i , $\vec{\theta}$ l'ensemble des paramètres du modèle, $I_{\text{modél}}(\mathcal{R}_i)$ l'intégrale sur le bin de rigidité \mathcal{R}_i du modèle de flux convolué, et σ la matrice de covariance modélisant la corrélation entre les points de données. Celle-ci comporte l'information de certaines incertitudes associées au flux mesuré, les autres sont modélisées par des paramètres de nuisance. Ces paramètres s'ajoutent à ceux du modèle et sont contraints par une mesure externe. Pour illustrer cela, nous prendrons le cas de l'incertitude liée à l'alignement des plans du trajectographe. On a pu montrer dans la section précédente que celle-ci produisait une incertitude sur l'inverse de la rigidité de $1/26 \text{ TV}^{-1}$. La rigidité devient alors :

$$\frac{1}{\mathcal{R}_{\text{new}}} = \frac{1}{\mathcal{R}} + \frac{p_{\text{Align}}}{26 \text{ TV}}, \quad (2.11)$$

avec p_{Align} , le paramètre de nuisance associé à l'alignement des plans du trajectographe. D'après la mesure externe faite sur l'alignement du trajectographe la valeur moyenne a priori du paramètre p_{Align} est nulle et sa déviation standard est de 1. Dans l'approche fréquentiste utilisée dans l'analyse officielle du flux de protons, cette contrainte est prise en compte en modifiant directement la fonction de vraisemblance. Les contraintes prises sont gaussiennes et cela se traduit en ajoutant un terme p_{Align}^2 dans l'expression du χ^2 . Dans l'approche bayésienne développée ici, la prise en compte des paramètres de nuisance se fait plus naturellement en

choisissant le prior de chaque paramètre. Cette modélisation des systématiques par des paramètres de nuisance est étendue à d'autres sources d'incertitudes :

- Les erreurs systématiques liées à l'estimation de la matrice de migration sont modélisées avec deux paramètres de nuisance, décrivant l'incertitude sur la largeur de la gaussienne centrale avec le paramètre p_{MDR} , et l'amplitude des queues de distribution avec le paramètre p_{Tail} . Les contraintes appliquées à ces paramètres sont respectivement de 5% pour p_{MDR} et 20% pour p_{Tail} (ces valeurs correspondent à celles utilisées dans la section précédente pour estimer l'erreur induite par la modélisation de la fonction de résolution sur le flux mesuré).
- L'incertitude liée à la probabilité d'interaction dans le détecteur est modélisée par un paramètre de nuisance sur l'amplitude du flux avec une contrainte de 1%. Le paramètre de nuisance correspondant est p_{norm} .
- L'incertitude liée à la modulation solaire est décrite avec le paramètre p_{DPhi} . Il permet de modéliser la déviation du flux mesuré à partir de 45 GV (borne inférieure à partir de laquelle l'ajustement est effectué) à une loi de puissance. Le paramètre de modulation solaire est pris comme :

$$\phi = 600 + 200 \times p_{\text{DPhi}} \quad \text{MV.} \quad (2.12)$$

La valeur centrale et la contrainte sur p_{DPhi} sont estimées à partir des moniteurs à neutrons (voir chapitre 4).

Les autres sources d'incertitudes sont prises en compte dans la matrice de covariance σ . Il s'agit des erreurs sur l'acceptance, les corrections entre les données et la simulation, et l'efficacité du *trigger*. Pour calculer ces incertitudes, un ajustement avec une fonction *spline* est réalisé. Cet ajustement permet d'estimer la matrice de covariance associée à chaque source d'erreurs systématiques à partir de l'inégalité de Cramer-Rao-Frechet⁵. En pratique on considère que la borne de Cramer-Rao-Frechet est atteinte. La matrice de covariance globale de l'équation (2.10) est estimée comme la somme de chacune de ces matrices individuelles, avec :

$$\sigma = \sigma_{\text{Acceptance}} + \sigma_{\text{Corrections}} + \sigma_{\text{Trigger}} + \sigma_{\text{Stat}}, \quad (2.13)$$

avec σ_{Stat} la matrice de covariance associée aux erreurs statistiques. Celle-ci est diagonale, c'est-à-dire sans corrélation entre les points. L'équation (2.13) fait également l'hypothèse que les différentes sources d'erreurs prises en compte ici ne sont pas corrélées entre elles. Cette hypothèse n'est pas nécessaire pour les erreurs modélisées avec les paramètres de nuisance. La prise en compte des erreurs de mesure se fait en deux parties, en estimant la matrice de covariance des sources d'incertitudes pour lesquelles cela est possible, et en les paramétrisant par des paramètres de nuisance pour les autres.

5. L'inégalité de Cramer-Rao-Frechet fait le lien entre la covaricance entre deux éléments x_i et x_j , et la fonction de vraisemblance \mathcal{L} associée : $\text{cov}(x_i, x_j) \geq -1/E(\partial^2 \mathcal{L} / \partial x_i \partial x_j)$.

2.4.3 Ajustement par MCMC et résultats

Le principe de fonctionnement d'un MCMC est expliqué en annexe (voir annexe 5.1), et seuls certains concepts clés sont repris ici comme la prise en compte naturelle des erreurs systématiques.

2.4.3.1 Mise en place du MCMC

Le MCMC est un algorithme basé sur l'inférence bayésienne, reliant la densité de probabilité des paramètres d'un modèle à la fonction de vraisemblance utilisée. Ce lien se fait grâce au théorème de Bayes :

$$P(\vec{\theta} | \text{data}) \propto \mathcal{L}(\text{data} | \vec{\theta}) \times P(\vec{\theta}), \quad (2.14)$$

avec $P(\vec{\theta} | \text{data})$ la densité de probabilité (PDF) multidimensionnelle des paramètres $\vec{\theta}$ du modèle, $\mathcal{L}(\text{data} | \vec{\theta})$ la fonction de vraisemblance traduisant l'accord entre les données et le modèle, et $P(\vec{\theta})$ la densité de probabilité a priori des paramètres utilisés. Cette densité a priori permet d'inclure dans l'ajustement des connaissances a priori sur les paramètres, et notamment les contraintes sur les paramètres de nuisance. La densité de probabilité a priori est prise comme le produit des priors de chacun des paramètres. Le MCMC échantillonne directement la PDF multidimensionnelle à l'aide de chaînes construites par génération de nombres aléatoires. La fonction de vraisemblance est prise comme $\log(\mathcal{L}) = -0.5\chi^2(\vec{\theta})$. Ici, l'algorithme prend en compte l'ensemble des paramètres du modèle de flux utilisé, ainsi que les paramètres de nuisances, chacun associé à un prior gaussien centré en zéro avec un écart-type de un. Les paramètres modélisant le flux (voir Eq.(2.9)) sont pris avec un prior plat. Ce choix permet de sonder un grand intervalle de valeurs sans contrainte particulière. En sortie, l'algorithme MCMC propose directement les PDF marginalisées à une ou deux dimensions de l'ensemble des paramètres.

2.4.3.2 Résultats

Les PDF obtenues sont présentées sur la figure 2.22. Les paramètres \mathcal{R}_0 et s ont été remplacés par $\log_{10}(\mathcal{R}_0)$ et $\log_{10}(s)$, permettant de sonder plus facilement, et plus rapidement, un large éventail de valeurs possibles. Une valeur centrale et un contour de crédibilité peuvent être extraits à partir des PDF. Cela peut être effectué de différentes façons. Dans le chapitre 3, les estimateurs sont construits à partir de la notion de quantiles ; la valeur centrale est prise comme la médiane et les contours de crédibilité comme les quantiles associés. La stratégie adoptée ici est différente, la valeur centrale correspond à la valeur la plus probable (maximum de la PDF multidimensionnelle). Pour calculer l'intervalle de crédibilité à $X\%$, on cherche les valeurs x_{\min} et x_{\max} , telles que $\text{PDF}(x_{\min}) = \text{PDF}(x_{\max})$ et que :

$$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \text{PDF}(x) dx = \frac{X}{100}. \quad (2.15)$$

La figure 2.23 illustre les résultats obtenus pour les paramètres du modèle de flux. Le code couleur utilisé est commun pour l'ensemble des PDF présentées dans cette section et les trois nuances de vert correspondent aux contours de confiance à 68%, 95% et 99.7%. Les valeurs

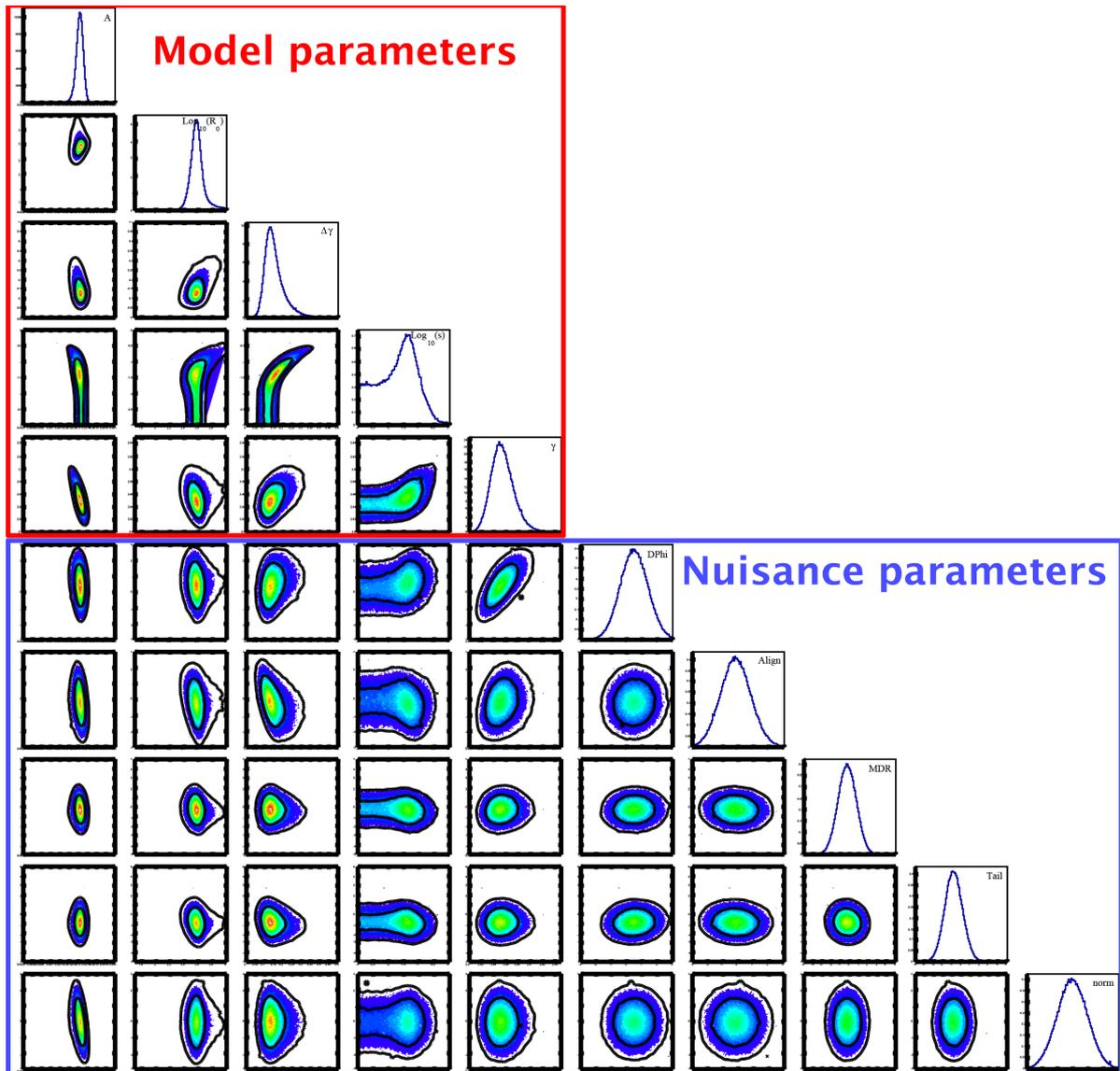


FIGURE 2.22: Figure montrant les PDF 1D et 2D obtenues à la suite du MCMC. Cette figure est à but illustratif pour montrer au lecteur ce que l'on peut extraire de l'algorithme. Sur la diagonale, les 5 premiers paramètres (dans le cadre rouge) décrivent le modèle de flux à proprement parler, alors que les 5 derniers représentent les paramètres de nuisance. Le reste des figures correspond aux corrélations entre les paramètres.

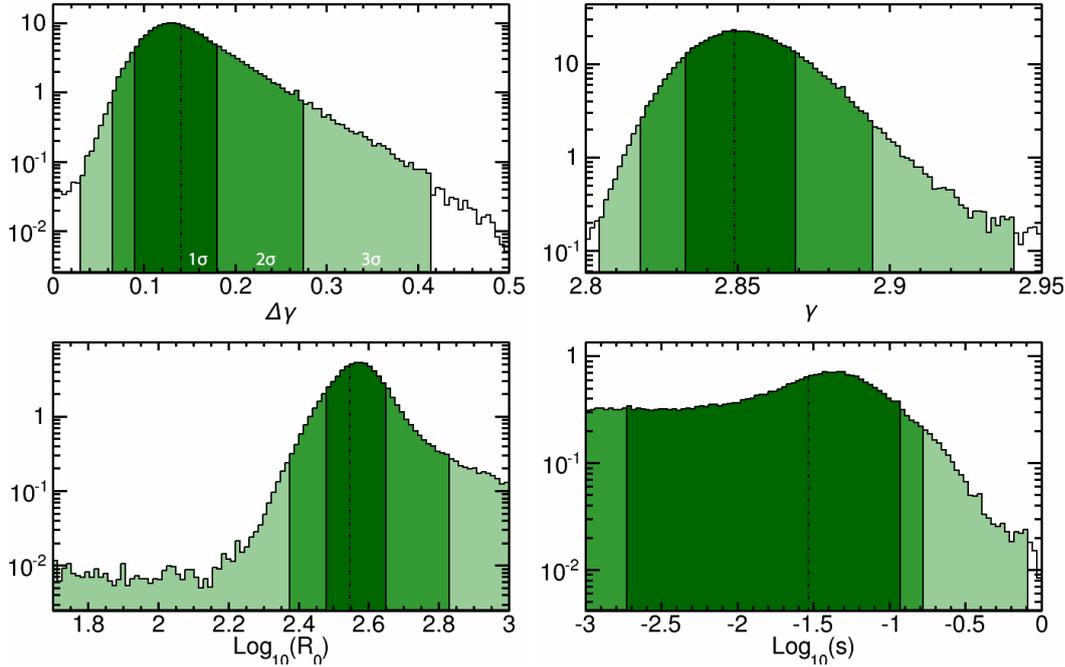


FIGURE 2.23: Figure montrant les PDF 1D des paramètres du modèle de flux : $\Delta\gamma$, γ , $\log_{10}(\mathcal{R}_0)$ et $\log_{10}(s)$. Les couleurs correspondent aux contours de crédibilité à 68%, 95% et 99.7%. Les lignes pointillées correspondent aux paramètres les plus probables.

centrales sont illustrées par les lignes pointillées, et les erreurs associées aux paramètres sont calculées à partir de ces valeurs centrales. La PDF de γ est proche d'une distribution gaussienne alors que celle de $\log_{10}(s)$ présente une forte asymétrie. Les données semblent exclure facilement les grandes valeurs de s ($s \gtrsim 1$), réfutant ainsi l'hypothèse de la somme des deux lois de puissance (correspondant à $s = 1$), mais elles ont beaucoup plus de difficultés à exclure les basses valeurs. Ainsi, l'hypothèse de la collaboration PAMELA consistant en une transition instantanée, équivalente à $s = 0$, ne peut être exclue significativement à plus de $\sim 2\sigma$.

La PDF du paramètre $\Delta\gamma$ permet de tester l'hypothèse du changement de pente. En effet, la valeur $\Delta\gamma = 0$ est rejetée à plus de 3σ , validant ainsi la mise en évidence du changement de pente dans le flux de protons par l'expérience AMS-02. Sur cette PDF, la valeur centrale ne correspond pas à la valeur maximum de la PDF 1D. C'est également le cas pour le paramètre $\log_{10}(s)$. Cela provient de corrélations non linéaires entre différents paramètres, comme par exemple les paramètres s et $\Delta\gamma$ (voir figure 2.22).

Des valeurs numériques pour la rigidité de transition entre les deux lois de puissances et la différence d'indice spectral sont répertoriées dans le tableau 2.1 et sont comparées à celles de l'analyse officielle AMS et de la collaboration PAMELA. Les valeurs de \mathcal{R}_0 sont très proches pour l'analyse officielle et l'étude présentée ici, et à la limite de la compatibilité avec celles de PAMELA. Les valeurs du paramètre $\Delta\gamma$ sont compatibles entre elles : la valeur extraite de cette analyse est légèrement supérieure à celle proposée par la collaboration AMS-02. Cela s'explique en partie par le choix de l'estimateur de la valeur centrale. Quoiqu'il en soit, les

	Analyse MCMC	Analyse officielle	PAMELA
\mathcal{R}_0 [GV]	353^{+82}_{-53}	336^{+95}_{-52}	232^{+35}_{-30}
$\Delta\gamma$	$0.151^{+0.037}_{-0.048}$	$0.133^{+0.056}_{-0.037}$	0.18 ± 0.08

TABLE 2.1: Valeurs des paramètres $\Delta\gamma$ et \mathcal{R}_0 issues de l’analyse MCMC, de l’analyse officielle [Aguilar et al. 2015a] et de l’analyse PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011]. Pour l’analyse officielle, les différentes sources d’incertitudes sont sommées quadratiquement sans corrélation. Pour l’analyse de la collaboration PAMELA, l’erreur sur $\Delta\gamma$ est calculée comme la propagation des erreurs données sur les deux indices spectraux (la propagation se fait sans corrélation).

erreurs extraites de l’analyse MCMC permettent de confirmer celles obtenues par l’analyse officielle, basée sur une approche fréquentiste.

La figure 2.24 montre les PDF obtenues pour les paramètres de nuisance, qui ont tous un prior gaussien avec une moyenne nulle et un écart-type unitaire. Si les incertitudes sont bien modélisées par ces paramètres, et que les contraintes externes sont bien estimées, les données ne devraient pas apporter de contraintes supplémentaires. Pour chaque paramètre, la valeur nulle est compatible à 1σ . Une légère déviation non significative peut être observée pour le paramètre de nuisance sur l’amplitude des queues des gaussiennes extérieures de la fonction de résolution (ν_{Align} sur la figure 2.24). Cet écart traduit probablement une description limitée de l’incertitude systématique associée. L’utilisation d’un unique paramètre pour décrire l’amplitude des deux gaussiennes périphériques semble limitée. L’utilisation d’un paramètre pour chacune des gaussiennes semble être à privilégier. Ce constat a posteriori a donné lieu à différents tests, mais l’ajustement réalisé restant de bonne qualité, l’analyse est gardée comme telle.

2.4.3.3 Interprétations

La caractérisation du changement de pente observé par l’expérience AMS-02 par un algorithme MCMC a fait partie de mes travaux de thèse. Je n’ai pas mené l’interprétation physique de ces résultats, me concentrant sur l’étude de la modulation solaire présentée dans le chapitre suivant. Je trouvais néanmoins intéressant d’aborder le sujet, même succinctement, afin de donner un aperçu des conséquences de cette mesure. La discussion de ce paragraphe est extraite de l’étude réalisée par Nicola Tomassetti [Tomassetti 2015]. Nous avons pu indiquer dans l’introduction que la forme du flux au-dessus de ~ 100 GeV/n était la conséquence des effets d’accélération et de transports des particules du RC dans la Galaxie. Les modèles standards de propagation prédisent une forme en loi de puissance pour l’accélération et pour la diffusion. Ainsi, on s’attend à avoir un spectre en loi de puissance $J_{\text{IS}}^p \sim \mathcal{R}^{-\delta-\nu}$, avec ν l’indice spectral provenant de l’accélération et δ l’indice spectral venant de la diffusion. L’étude des flux d’espèces primaires et du rapport B/C permet d’apporter des contraintes sur les valeurs de ν et δ . Ainsi, on a $\delta \approx 0.3 - 0.7$ et $\nu \approx 2 - 2.2$.

Le changement de pente observé n’est pas décrit par cette modélisation simple, et différentes pistes sont étudiées. La cause de cette structure est soit de la source du RC (processus d’accélération), soit des processus de propagation. Tomassetti propose de modéliser la diffusion des particules du RC par deux coefficients de diffusion différents, traduisant la présence de deux halos diffusifs distincts. Le résultat obtenu pour les protons est présenté sur la fi-

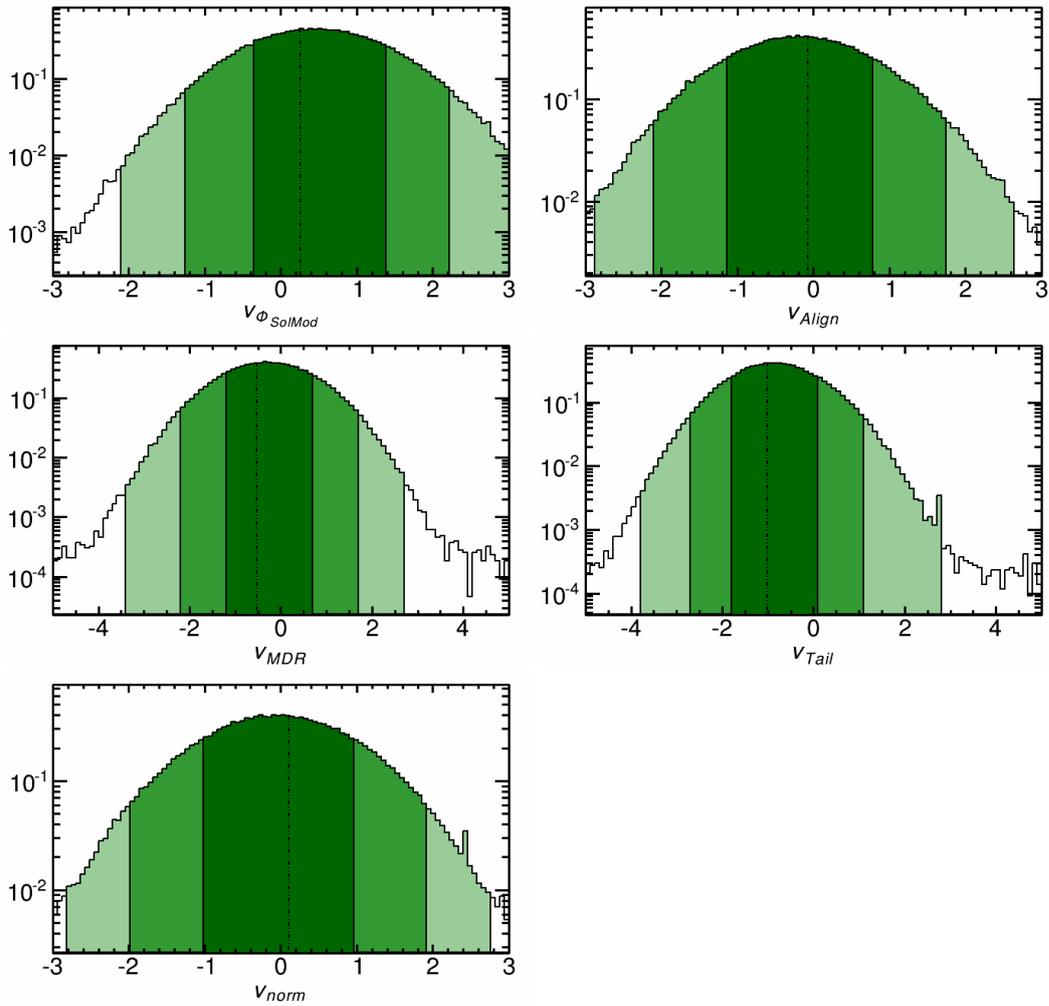


FIGURE 2.24: Figure montrant les PDF 1D des paramètres de nuisance. Les calculs de contours de crédibilité montrent une erreur caractéristique associées aux paramètres de nuisance de l'ordre de l'unité. Cela montre que les paramètres de nuisance sont essentiellement contraints par leur prior.

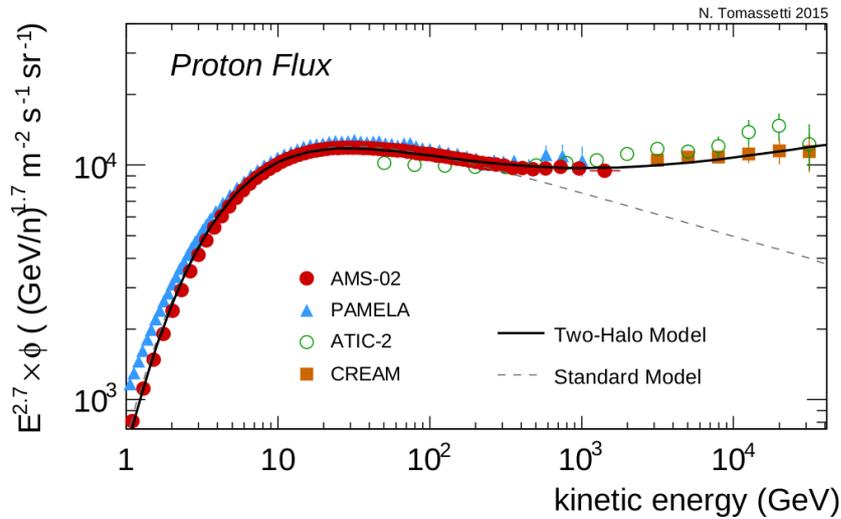


FIGURE 2.25: Figure montrant l’ajustement des données avec un modèle de diffusion à deux halos. La comparaison est faite avec un modèle classique à un seul halo diffusif. Figure issue de [Tomassetti 2015].

gure 2.25. On peut voir que le changement de pente est très bien modélisé par le modèle à deux halos. Le modèle standard ne reproduit pas le changement de pente et devient incompatible avec les données de l’expérience CREAM.

L’étude porte également sur d’autres messagers comme le rapport B/C, le flux de lithium, ou encore le rapport \bar{p}/p . Les données existantes ne permettent pas de discriminer significativement les deux modèles (standard et avec deux zones de diffusion) pour ces quantités.

L’interprétation proposée ici est une explication possible pour décrire le changement de pente observé par AMS-02 dans le flux de protons. D’autres explications peuvent être apportées se basant sur l’accélération des particules du RC dans les sources [Blasi et al. 2012], ou sur des sources locales [Erlykin et Wolfendale 2015; Kachelrieß et al. 2015]. Les mesures faites par AMS-02 devraient donc permettre d’apporter de nouvelles informations à ce sujet.

2.5 Dépendance temporelle des flux de protons

La grande statistique enregistrée par le détecteur AMS-02 permet d’estimer les flux de protons sur une base mensuelle. Cette étude est une extension de l’analyse principale décrite précédemment. Je n’ai pas réalisé cette analyse, mais utilise les flux produits dans le chapitre 3 pour tester la validité de l’hypothèse du *force field* avec les données AMS-02. Dans l’analyse de référence, certaines quantités sont estimées directement à partir des données et il est donc important de s’assurer de leur stabilité au cours du temps.

Dans l’expression de l’estimation du flux (voir Eq.(2.4)), l’acceptance est estimée à partir de la simulation Monte-Carlo du détecteur, puis corrigée par le rapport des efficacités de chacune des coupure de sélection calculée dans les données et dans la simulation. La stabilité dans le temps des différentes efficacités a été étudiée et seules les efficacités correspondant

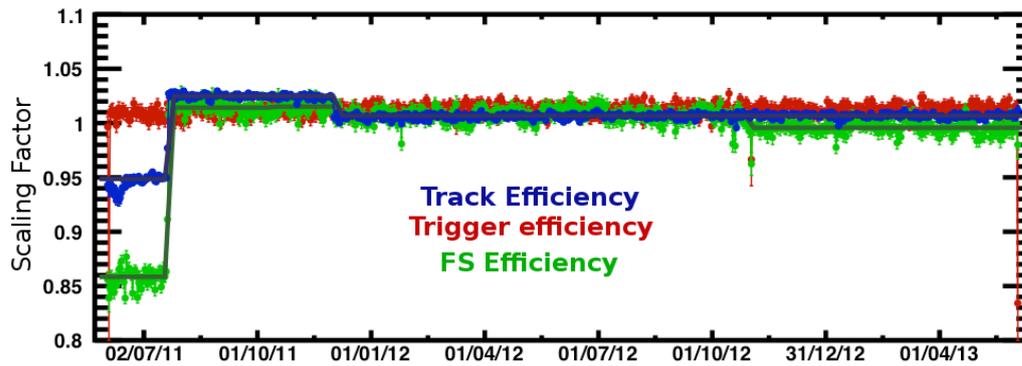


FIGURE 2.26: Figure montrant l'évolution temporelle de trois efficacités calculées à partir des données. Les efficacités sont normalisées arbitrairement, seule la dépendance nous intéressant ici. La courbe bleue est l'efficacité de la présence d'une trace dans le trajectographe. La courbe verte est l'efficacité dite *full span*, correspondant au cas où la particule passe dans les neuf plans du trajectographe. La courbe rouge est l'efficacité de *trigger*.

à la reconstruction de la trajectoire dans le trajectographe et à la configuration *Full Span* (correspondant à une trajectoire passant par les plans 1 et 9 du trajectographe) ont montré une dépendance temporelle. Cela est illustré sur la figure 2.26, où l'on peut observer des structures dans les efficacités estimées en fonction du temps. La première (en août 2011) correspond à un changement du programme de gestion de trace dans le trajectographe. On peut voir que le nouveau traitement du signal du trajectographe améliore l'efficacité liée à la reconstruction de la trace. Ce changement a un effet sur l'efficacité de la configuration *Full Span*. La deuxième dépendance temporelle (en décembre 2011) correspond à une perte d'un morceau du plan 2 du trajectographe. Cet évènement a un impact sur l'efficacité de reconstruction de la trace et sur l'efficacité *Full Span*. Enfin, en novembre 2012, une perte d'un élément du plan 1 du trajectographe est visible sur l'efficacité *Full Span*. Cet évènement n'affecte pas l'efficacité de reconstruction de la trace qui porte sur le trajectographe interne, ne comprenant pas le plan 1. L'efficacité du *trigger*, directement estimée à partir des données, est représentée par la courbe rouge sur la figure 2.26. Celle-ci est constante au cours du temps, montrant une stabilité dans les évènements détectés au cours du temps.

Chacune des quantités potentiellement dépendante du temps a été validée et la procédure utilisée dans l'analyse principale peut être réutilisée pour l'estimation des flux mensuels. Il est à noter que la procédure de *unfolding* est sensible aux fluctuations statistiques présentes à haute rigidité. Le fait d'établir des flux mensuels rend ces fluctuations plus importantes. Le but ici est d'estimer la partie basse énergie des flux mensuels pour pouvoir étudier la modulation solaire. Ainsi, l'estimation des flux est limitée jusqu'à 50 GV, ce qui est suffisant pour le but recherché, et qui permet de s'affranchir de la perte statistique qui est sensible à haute rigidité. Pour des flux mensuels, les erreurs systématiques sont encore dominantes jusqu'à 50 GV. Pour le cas où on souhaiterait estimer les flux sur une résolution temporelle plus fine, l'analyse pourrait être légèrement modifiée en considérant simplement les 7 plans internes

du trajectographe, ce qui produirait une estimation de la rigidité valide jusqu'à ~ 300 GV et permettrait d'accepter plus d'évènements.

Les flux ainsi obtenus sont utilisés à la fin du chapitre 3, dans le but de tester le modèle du *force field* avec des données de hautes précisions et une résolution temporelle mensuelle. Ce type d'étude est également développée au sein de la collaboration AMS-02 et des données mensuelles de protons et d'héliums seront publiées officiellement.

3

Étude de la modulation solaire et détermination des flux interstellaires

Sommaire

3.1	Modulation solaire et modélisations	83
3.1.1	De l'équation de diffusion au modèle du <i>force field</i>	83
3.1.2	Avantages et limitations du <i>force field</i>	88
3.1.2.1	Les limites d'un modèle simple	88
3.1.2.2	Un modèle simple, mais qui reproduit les données	89
3.1.3	Qu'y a-t-il au-delà du <i>force field</i> ?	90
3.2	Détermination des flux interstellaires de protons et d'héliums	92
3.2.1	Motivations pour l'étude de J_{IS} et de la modulation solaire	92
3.2.2	Dégénérescence entre J_{IS} et modulation solaire	93
3.2.3	Comment établir le lien entre J_{IS} et J_{TOA}	94
3.2.3.1	Le modèle de flux IS	94
3.2.3.2	Sélection des données	95
3.2.3.3	Ajustement par Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC)	97
3.3	Résultats	100
3.3.1	PDFs des paramètres du modèle	100
3.3.1.1	Trois sous-analyses possibles	100
3.3.1.2	Validité de l'approximation du <i>force field</i> pour les données moyennées sur de longues périodes	102
3.3.1.3	PDFs des niveaux de modulation et paramètres des flux IS	103
3.3.2	Flux IS et contours de crédibilité	106
3.3.2.1	Contours de crédibilité des flux IS	106

3.3.2.2	Forme paramétrique du flux médian et des contours de crédibilité	108
3.3.3	Comparaisons avec les études précédentes	108
3.3.4	Conclusion	114
3.4	Impact des données AMS-02	115
3.4.1	Détermination de la modulation solaire avec AMS-02	116
3.4.2	Au-delà du <i>force field</i>	117

Nous avons détaillé les motivations de l'étude du RC en soulignant l'importance de la modulation solaire pour l'interprétation des données : l'interaction entre le plasma solaire et les particules du RC modifie les flux formés lors de la propagation dans la Galaxie.

Dans ce chapitre, nous expliciterons l'équation du *force field*, qui permet une description simple de cet effet. Nous détaillerons la procédure utilisée pour estimer les flux interstellaires de noyaux d'hydrogènes et d'héliums, ainsi que les niveaux de modulation associés aux expériences qui les ont mesurés. Les nouveautés de l'analyse utilisée seront mis en avant. Enfin nous discuterons d'un modèle de modulation plus complexe au regard des données du détecteur AMS-02.

3.1 Modulation solaire et modélisations

Nous avons vu dans l'introduction que le soleil émettait un plasma figeant les lignes de champ magnétique solaire. Cela a permis de définir la notion de cavité solaire, zone à l'intérieur de laquelle les particules du RC interagissent avec le champ magnétique solaire.

3.1.1 De l'équation de diffusion au modèle du *force field*

L'équation (1.17), établie par Gleeson et Axford [Gleeson et Axford 1967] donne l'évolution de la densité de particules différentielle en énergie U en fonction du vent solaire V et du coefficient de diffusion κ . Cette équation peut être reformulée en fonction de l'impulsion de la particule incidente, p , en considérant la fonction de distribution dans l'espace des phases $F_0(r, p)$, telle que :

$$F_0(r, p) = v \frac{U}{4\pi p^2} = \frac{J}{p^2}, \quad (3.1)$$

avec J le flux de particules, et v la vitesse de la particule. La nouvelle formulation de l'équation (1.17) devient alors :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 V F_0 - r^2 \kappa \frac{\partial F_0}{\partial r} \right) = \frac{1}{3p^2 r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 F_0). \quad (3.2)$$

L'équation (3.2) est l'approximation stationnaire du transport des particules du RC dans la cavité solaire dans le cadre d'une symétrie sphérique. Elle est le résultat des travaux de Parker, Gleeson, Axford, et Jokipii à la fin des années 1960 [Parker 1965; Gleeson et Axford 1967; Jokipii et Parker 1967, 1970; Gleeson 1969]. La densité de courant $S_p(r, p)$, vérifiant l'équation (1.18) peut être écrite en fonction de l'impulsion comme :

$$S_p(r, p) = -4\pi p^2 \left(\frac{Vp}{3} \frac{\partial F_0}{\partial p} + \kappa \frac{\partial F_0}{\partial r} \right). \quad (3.3)$$

Les équations et quantités extraites jusqu'ici sont générales et valides dans le cas de l'approximation de la symétrie sphérique. L'obtention d'une solution complète sans autre approximation passe par une résolution numérique de l'équation (3.2). L'approximation du *force field* propose une alternative analytique au problème de la modulation solaire. Celle-ci consiste à supposer S_p tendant vers zéro pour les particules ayant une énergie cinétique supérieure à

200 MeV/n. Cette condition peut être validée par le calcul numérique mais également par des observations de variations de l'intensité du RC au sol [McCracken et Rao 1966]. Cette première approximation correspond physiquement à une équation de continuité dans l'espace des phases. Cette hypothèse nous amène à l'équation suivante :

$$\frac{pV}{3} \frac{\partial F_0}{\partial p} + \kappa \frac{\partial F_0}{\partial r} = 0. \quad (3.4)$$

L'équation (3.4) devient une équation aux dérivées partielles du premier ordre, avec F_0 comme variable, qui peut être réécrite en fonction de la rigidité $\mathcal{R} = \frac{pc}{Ze}$:

$$\frac{\partial F_0}{\partial r} + \frac{V\mathcal{R}}{3\kappa} \frac{\partial F_0}{\partial \mathcal{R}} = 0. \quad (3.5)$$

Dans l'équation (3.5), la rigidité a la dimension d'un potentiel, souvent exprimé en MV ou GV, et le coefficient $v\mathcal{R}/\kappa$ a la dimension d'un potentiel par unité de longueur. L'analogie avec l'électrostatique justifie l'appellation *force field*.

La seconde hypothèse du *force field* est la possibilité de séparer le coefficient de diffusion κ en une dépendance spatiale et une dépendance en énergie. Il s'agit de la première hypothèse réellement forte du modèle du *force field*. Gleeson et Axford reconnaissent que rien ne justifie fondamentalement cette hypothèse [Gleeson et Axford 1968]. L'argument apporté est basé sur des observations [O'Gallagher et Simpson 1967] indiquant que κ est séparable d'une telle façon entre $1.0 \leq r \leq 1.6$ unités astronomiques. Cette séparation se paramétrise comme :

$$\kappa(r, \mathcal{R}) = \kappa_1(r) \times \kappa_2(\mathcal{R}) \times \beta. \quad (3.6)$$

L'équation (3.5) est résolue grâce à la méthode des caractéristiques qui consiste à chercher une surface s sur laquelle $F_0 = \text{constante}$, de telle sorte que :

$$\frac{dF_0}{ds} = \frac{dF_0}{dr} \frac{dr}{ds} + \frac{dF_0}{d\mathcal{R}} \frac{d\mathcal{R}}{ds} = 0. \quad (3.7)$$

L'identification terme à terme entre les équation (3.5) et (3.7), permet d'établir $dr/ds = 1$, et donc de dire $dr = ds$, ainsi que $d\mathcal{R}/ds = V\mathcal{R}/(3\kappa)$. La surface sur laquelle F_0 est constante est prise comme la bordure de la cavité solaire. En effet, le flux interstellaire est supposé homogène et isotrope. Sur cette surface, on note r_b la variable d'espace et \mathcal{R}_b la variable de rigidité. On peut alors écrire :

$$\frac{d\mathcal{R}}{ds} = \frac{V\mathcal{R}}{3\kappa_1(r)\kappa_2(\mathcal{R})\beta}, \quad (3.8)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\kappa_2(\mathcal{R})\beta}{\mathcal{R}} d\mathcal{R} = \frac{V}{3} \frac{dr}{\kappa_1(r)}, \quad (3.9)$$

$$\Leftrightarrow \int_{\mathcal{R}}^{\mathcal{R}_b} \frac{\kappa_2(\mathcal{R}')\beta}{\mathcal{R}'} d\mathcal{R}' = \int_r^{r_b} \frac{V}{3} \frac{dr'}{\kappa_1(r')} \equiv \phi(r). \quad (3.10)$$

L'équation (3.10) fait intervenir l'intégrale, de la bordure de la cavité solaire jusqu'au point considéré (par exemple la Terre), de la quantité $V/3\kappa_1(r')$. La quantité obtenue après intégra-

tion est appelée potentiel de modulation solaire, et représente l'unique paramètre du *force field*. Il permet de faire le lien entre les quantités interstellaires et les quantités mesurées sur Terre.

L'énergie totale de la particule s'écrit :

$$E^2 = \mathcal{R}^2 Z^2 + E_0^2, \quad (3.11)$$

avec E_0 l'énergie au repos¹. Ainsi, $2E dE = 2Z^2 \mathcal{R} d\mathcal{R}$, et :

$$d\mathcal{R} = \frac{1}{Z\beta} dE. \quad (3.12)$$

L'équation (3.9) peut être réécrite comme :

$$\frac{1}{Z\beta} \frac{dE}{dr} = \frac{V\mathcal{R}}{3\kappa_1\kappa_2\beta}, \quad (3.13)$$

$$\Leftrightarrow dE = Z \frac{\mathcal{R}}{\kappa_2} \frac{V}{3\kappa_1} dr. \quad (3.14)$$

Dans l'équation (3.14), κ_2 est pris comme égal à \mathcal{R} . Ce résultat peut être motivé par des observations locales [Jokipii 1966]. Il s'agit de la seconde hypothèse forte du *force field*, qui permet une écriture très simple du modèle :

$$dE = Z \frac{V}{3\kappa_1} dr, \quad (3.15)$$

$$\Leftrightarrow \int_E^{E_p} dE' = Z \int_r^{r_p} \frac{V}{3\kappa_1} dr', \quad (3.16)$$

$$\Leftrightarrow E_p - E = Z\phi, \quad (3.17)$$

qui établit le lien entre l'énergie de la particule à son arrivée dans la cavité solaire, et l'énergie qu'elle a sur Terre. Ce lien se fait à travers l'unique paramètre du modèle $\phi(t)$. Le lien avec le potentiel électrostatique peut être encore une fois fait ici, car le couplage se fait de manière similaire.

Le théorème de Liouville permet d'exprimer la conservation de la quantité F_0 au cours de la propagation de la particule dans la cavité solaire [Gleeson et Axford 1968]. Ainsi :

$$F_0(r, p) = F_0(r_p, p_p). \quad (3.18)$$

1. Les notations sont ici prises dans le système d'unités naturelles avec $c=1$.

En utilisant les équations (3.1) et (3.18), le lien entre le flux IS et le flux sur Terre peut être établi :

$$\frac{J(r, E)}{p^2} = \frac{J(r_p, E_p)}{p_b^2}, \quad (3.19)$$

$$\Leftrightarrow J(r, E) = \frac{E^2 - E_0^2}{E_p^2 - E_0^2} J(r_p, E_p), \quad (3.20)$$

$$\Leftrightarrow J(r, E) = \frac{E^2 - E_0^2}{(E + Z\phi)^2 - E_0^2} J(r_p, E + Z\phi). \quad (3.21)$$

Les équations (3.21) et (3.17) sont les deux équations du *force field* permettant de lier les quantités mesurées sur Terre et celles en dehors de la cavité solaire. Par la suite, le flux extérieur à la cavité, $J(r_p, E_p)$, sera noté $J_{\text{IS}}(E_{\text{IS}})$, et le flux mesuré sur Terre, $J(r, E)$, sera noté $J_{\text{TOA}}(E_{\text{TOA}})$. L'acronyme *IS* signifie interstellaire et *TOA* signifie *Top Of Atmosphere*, soit "en haut de l'atmosphère". Cela désigne les flux du RC mesurés grâce à des détecteurs sur satellites ou sur ballons qui s'affranchissent de l'interaction du flux dans l'atmosphère terrestre. Le *force field* fait donc le lien entre les quantités IS et les quantités TOA. Les équations peuvent être réécrites avec ces nouvelles notations, et deviennent donc :

$$E_{\text{IS}} = E_{\text{TOA}} + Z\phi, \quad (3.22)$$

$$J_{\text{TOA}}(E_{\text{TOA}}) = \frac{E_{\text{TOA}}^2 - E_0^2}{E_{\text{IS}}^2 - E_0^2} J_{\text{IS}}(E_{\text{IS}}). \quad (3.23)$$

Le développement présenté ici permettant d'obtenir les équations (3.23) est issu à la fois du travail originel et historique de Gleeson et Axford [Gleeson et Axford 1968], mais également d'une approche plus moderne proposée par Gleeson et Urch [Gleeson et Urch 1973], et reprise par Caballero-Lopez et Moraal [Caballero-Lopez et Moraal 2004]. Nous verrons par la suite que les valeurs typiques de ϕ s'étalent entre 300 MV et 1600 MV. La modulation solaire est un effet qui touche principalement les basses énergies, et son effet devient faible pour des énergies supérieures à quelques dizaines de GeV, comme on peut le voir sur la figure 3.1. Pour quantifier précisément cet effet, nous utilisons les flux IS déterminés dans la prochaine section. La variation du flux due à la modulation solaire à une énergie cinétique par nucléon $E_{k/n}$ donnée, et pour un niveau de modulation ϕ se calcule comme :

$$\frac{\Delta J}{J}(E_{k/n}, \phi) = 100 \times \left(\frac{J_{\text{IS}}(E_{k/n}) - J_{\text{TOA}}(E_{k/n}, \phi)}{J_{\text{IS}}(E_{k/n})} \right). \quad (3.24)$$

Des abaques peuvent être établies à partir de l'expression (3.24), et sont présentées sur la figure 3.1. Comme attendu, la modulation solaire a un effet prédominant à basse énergie, qui croît avec ϕ . Pour les protons, l'effet à 100 GeV/n est encore de 3% pour $\phi = 600$ MV. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, il s'agit de l'ordre de grandeur de l'incertitude associée au flux de protons mesuré par AMS-02. Ces abaques permettent de nous rendre compte que même si la modulation solaire agit principalement à basse énergie, la haute précision des données récentes pousse à modéliser cet effet jusqu'à une énergie de l'ordre de la centaine de

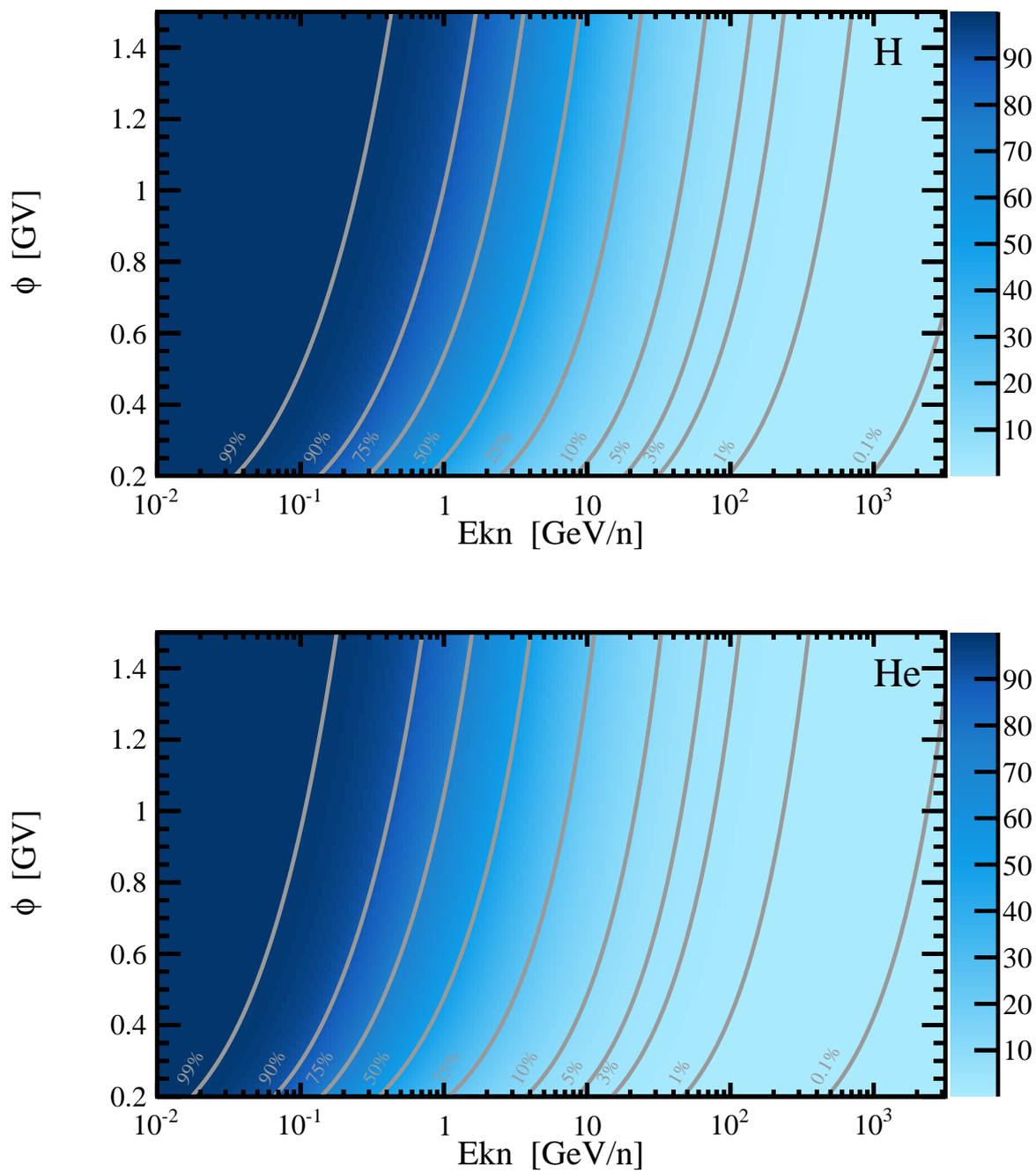


FIGURE 3.1: Abaqués montrant l'amplitude du changement sur les flux IS en fonction de l'énergie cinétique par nucléon et de l'intensité de la modulation solaire. Le panneau du haut montre l'effet sur les protons et celui du bas sur les noyaux d'héliums. Des lignes de niveaux sont tracées à [99, 90, 75, 50, 25, 10, 5, 3, 1, 0.1] %.

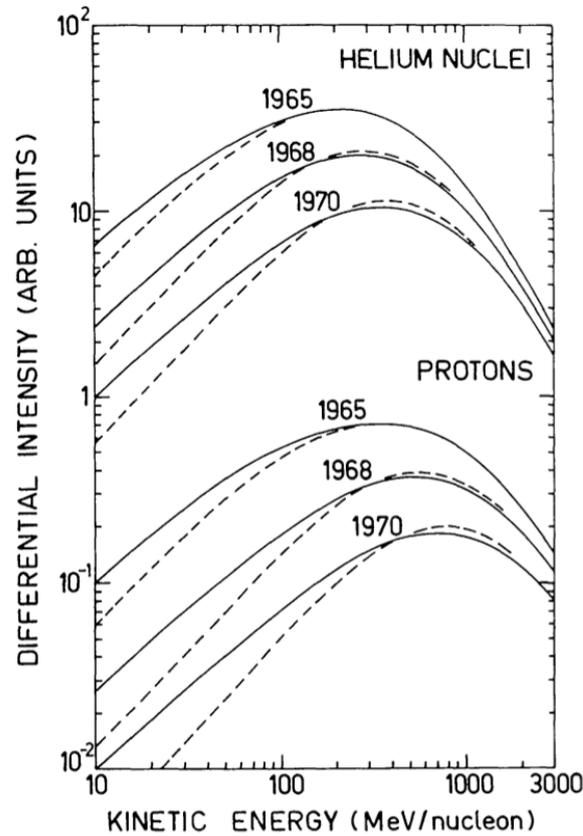


FIGURE 3.2: Différences entre les J_{TOA} issus de solutions numériques (en pointillé) et modèle du *force field* (en trait plein). Les paramètres de propagation choisis sont différents pour les dates représentées afin de coller aux expériences réalisées ces années là. L'analyse, faite sur les flux de protons et d'héliums, est issue de [Gleeson et Urch 1973].

GeV/n. C'est ce qui a été fait dans le chapitre 2, où la caractérisation de la loi de puissance en-dessous du changement de pente prend en compte les effets de modulation solaire.

3.1.2 Avantages et limitations du *force field*

L'explicitation des équations du *force field* faite dans le paragraphe précédent repose sur des hypothèses fortes qui ne sont pas toutes vérifiées. Nous discutons ici des avantages liés à ce modèle simple de modulation et de ses limitations.

3.1.2.1 Les limites d'un modèle simple

La manière la plus simple de voir les limitations du modèle du *force field* est de regarder la différence entre la solution de ce modèle et la solution obtenue par résolution numérique de l'équation de diffusion-convection (1.17). C'est l'approche choisie par Urch et Gleeson [Urch et Gleeson 1972; Gleeson et Urch 1973], montrée sur la figure 3.2. L'accord entre ces deux approches est correct pour $E_{k/n} > 150$ MeV par nucléon, avec des différences très mar-

quées en dessous de cette limite. Cette observation est attendue étant donnée l'hypothèse faite dans le modèle du *force field*, requérant une énergie cinétique par nucléon supérieure à 200 MeV/n. De même, au delà du GeV/n, les deux approches semblent donner des résultats très similaires, ce qui n'est pas surprenant puisque plus l'énergie augmente, moins la modulation est efficace. Reste alors la zone entre 150 MeV/n et 1 GeV/n. Si la différence entre les deux courbes n'est pas grande, la forme de la modulation est assez différente, ce qui fait se croiser les courbes. Nous pouvons également noter que, dans cette région, la différence entre les deux courbes augmente avec l'intensité de la modulation solaire (qui augmente entre 1965 et 1970). L'accord entre le *force field* et la solution numérique semble moins bon pour les fortes modulations.

D'autres arguments physiques peuvent être apportés pour souligner la limitation du *force field*. Nous avons discuté dans l'introduction de la génération d'une spirale de Parker due à la rotation du soleil, et de la nappe de courant ondulée liée à l'angle entre le dipôle magnétique du soleil et son axe de rotation (*tilt angle*). Ces deux effets, qui ont des conséquences sur l'interaction entre le plasma solaire et les particules du RC, ne sont pas pris en compte dans la description à symétrie sphérique proposée par le *force field*. Ils ne sont pas pris en compte non plus dans la résolution numérique de l'équation de diffusion-convection à 1D. Nous verrons plus loin un modèle, basé sur le *force field* qui tente de prendre en compte empiriquement les effets liés au *tilt angle*.

3.1.2.2 Un modèle simple, mais qui reproduit les données

Les limites du *force field* vues au paragraphe précédent poussent à se questionner sur l'intérêt d'utiliser un modèle aussi basique. Le premier argument est observationnel, et sera le point central de ce chapitre : le modèle du *force field* semble reproduire correctement les données du RC mesurées au niveau de la Terre. À titre d'exemple la figure 3.3 montre l'ajustement d'un modèle de flux IS sur des données du RC issues de périodes différentes [Shikaze et al. 2007]. L'ajustement se fait simultanément sur les données protons et héliums². L'accord entre les flux mesurés et ceux issus du *force field* est bon pour l'ensemble des périodes. Un écart notable peut être relevé pour le cas de BESS-TeV (2002), il sera discuté par la suite. Nous approfondirons et validerons cette affirmation dans la suite de ce chapitre.

Le deuxième argument est technique et concerne la rapidité de mise en œuvre du *force field*. Le modèle de modulation est appelé dans un algorithme de minimisation pour ajuster un flux IS sur les données du RC. Le nombre d'appel au modèle peut être élevé (supérieur à 1000) et la formulation analytique du *force field* présente dans ce cas un avantage par rapport à une résolution numérique coûteuse en temps de calcul.

Enfin, le dernier argument que nous avancerons ici, et qui sera une des justifications pour l'étude développée par la suite, est basé sur une démarche pragmatique. Il est toujours possible d'imaginer un modèle plus compliqué, avec plus de paramètres, permettant de modéliser des effets physiques complexes comme la nappe de courant ondulée. Il est toutefois légitime de s'interroger sur la pertinence d'un tel modèle en regard de ce qui est recherché. Si le modèle du *force field* permet de bien décrire l'ensemble des données avec une bonne signification

2. Seuls les flux de protons sont montrés ici afin de ne pas surcharger l'exemple. Le lecteur pourra apprécier l'ajustement du *force field* sur les données héliums dans le papier originel.

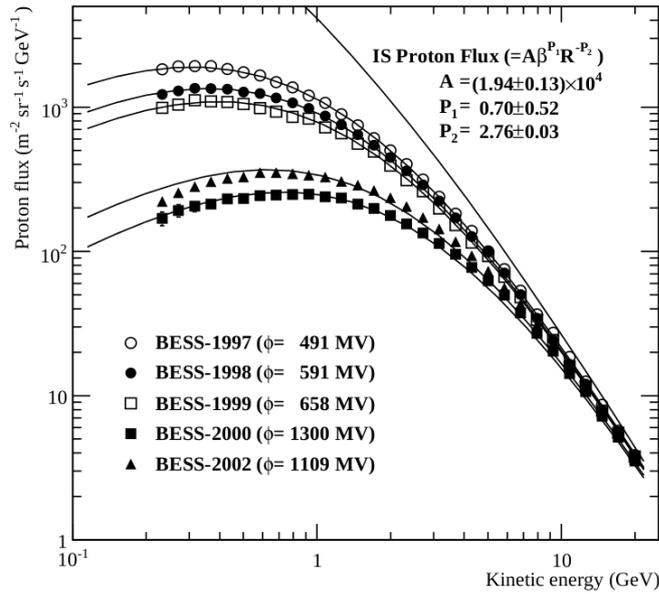


FIGURE 3.3: Flux de protons mesurés par l'expérience BESS. Les mesures sont faites sur 5 années présentant des valeurs de modulation ϕ différentes, ce qui explique la différence entre les flux reconstruits. Le modèle du *force field* est ajusté sur ces données (et celles d'héliums simultanément) permettant une estimation du paramètre de modulation pour chacune de ces périodes [Shikaze et al. 2007].

statistique, pourquoi vouloir utiliser un modèle plus complexe à la place qui nécessitera par ailleurs de nombreux paramètres supplémentaires sans qu'ils soient bien connus.

3.1.3 Qu'y a-t-il au-delà du *force field* ?

Comme nous l'avons déjà dit, la première approche consiste à résoudre numériquement l'équation de diffusion-convection. Cela peut être fait à 1D dans le cadre de la symétrie sphérique. La même équation de diffusion-convection peut être résolue dans le cas bidimensionnel en considérant les dimensions radiales et longitudinales. Cette description permet de prendre en compte des effets plus fins comme les spirales de Parker évoquées en introduction. Cette description permet donc de modéliser plus précisément le transport du vent solaire dans la cavité et donc son interaction avec les particules du RC. Ces modèles permettent une description plus fine de l'interaction entre plasma solaire et RC mais sont (beaucoup) plus coûteux en temps de calcul. Comme dit précédemment, ils sont à mettre en regard de ce qui veut être fait : dans le cas d'études de physique solaire et de compréhension du transport du plasma solaire dans la cavité, ils sont tout à fait justifiés. Cependant, ici nous cherchons simplement un modèle permettant de décrire les données TOA et d'estimer les flux IS. Des codes de propagation à trois dimensions ont également été élaborés pour décrire au mieux les différents effets physiques [Strauss et al. 2012; Maccione 2013]. Cette approche présente les mêmes défauts que l'approche bidimensionnelle : un temps de calcul important, ainsi que des choix ouverts pour fixer certains degrés de liberté.

La seconde approche consiste en un raffinement du modèle du *force field*. Cette approche empirique consiste à modifier le paramètre du *force field*, ϕ , en ajoutant des paramétrisations diverses. Cette stratégie a été utilisée récemment par Cholis [Cholis et al. 2016] et permet de ne plus considérer ϕ comme un paramètre effectif, mais de le relier à des propriétés physiques comme la rigidité de la particule considérée, du champ magnétique solaire, de sa polarité et du *tilt angle*. La paramétrisation choisie par Cholis est :

$$\phi(\mathcal{R}, t) = \phi_0 \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{ nT}} \right) + \phi_1 \text{H}(-qA(t)) \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{ nT}} \right) \left(\frac{1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2}{\beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3} \right) \left(\frac{\alpha(t)}{\pi/2} \right)^4, \quad (3.25)$$

avec $|B_{\text{tot}}|$ et A l'amplitude et la polarité du champ magnétique héliosphérique (mesurée sur Terre), α le *tilt angle*, q la charge de la particule et H la fonction de Heaviside. Ce modèle propose ainsi un paramètre de modulation ϕ qui est fonction de la rigidité. La façon d'utiliser ce paramètre est strictement la même que dans le cas du *force field*. On peut noter que la dépendance temporelle de ϕ se fait à travers $|B_{\text{tot}}|$, A et α , qui sont des quantités mesurées, et que les paramètres ϕ_0 et ϕ_1 , eux, sont constants. Cela a pour conséquence le caractère prédictif du modèle : une fois ϕ_0 et ϕ_1 déterminés (en ajustant le modèle sur des données du RC), la valeur de ϕ peut être prédite suite à la mesure du champ magnétique solaire et du *tilt angle*. Le choix de la fonction de Heaviside pour prendre en compte la polarité magnétique solaire A vient du fait que Cholis ne bénéficie pas d'expériences mesurant des flux lors d'un changement de polarité. L'hypothèse d'un changement brusque de polarité n'a donc aucune conséquence dans son étude.

Soulignons que la partie dépendante de la rigidité, $1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2 / \beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3$ accentue la modulation pour les basses rigidités. En effet, on a :

$$\lim_{\substack{\mathcal{R} \ll \mathcal{R}_0 \\ \mathcal{R} < m}} \frac{1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2}{\beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3} \propto \frac{1}{\mathcal{R}^4}, \quad (3.26)$$

$$\lim_{\mathcal{R} \gg \mathcal{R}_0} \frac{1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2}{\beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3} \propto \frac{1}{\mathcal{R}}. \quad (3.27)$$

Lorsque \mathcal{R} est grand devant \mathcal{R}_0 , la contribution de la partie dépendante en énergie tend vers 0, et on a $\phi \approx \phi_0 \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{ nT}} \right)$, copie conforme du modèle du *force field* (Eq. (3.27)). À l'inverse lorsque \mathcal{R} est petit devant \mathcal{R}_0 , la contribution de la partie dépendante en énergie devient importante et ne peut plus être négligée. Cholis estime la valeur optimale $\mathcal{R}_0 = 0.5 \text{ GV}$ à partir des données récentes du RC.

Dans ce qui suit, nous allons d'abord montrer que l'ensemble des données pré-AMS peut être décrit par le *force field*. Le modèle amélioré présenté ci-dessus sera appliqué aux données mensuelles d'AMS-02.

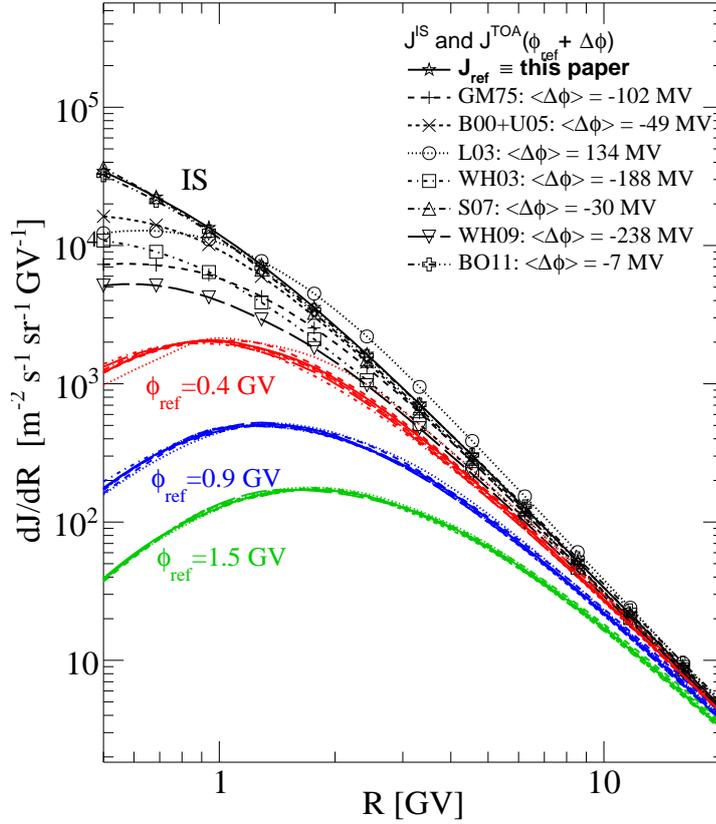


FIGURE 3.4: Différentes paramétrisations du flux IS de protons (en noir) associés à des paramètres de modulation différents peuvent donner le même flux TOA. Des flux TOA sont générés à partir d'un modèle de flux IS et de modulations solaires de références (en rouge, bleu et vert). Des écarts de $\Delta\phi \leq 200$ MV sont obtenus pour reproduire ces flux TOA à partir d'autres modèles de flux IS. La figure est tirée de [Maurin et al. 2015].

3.2 Détermination des flux interstellaires de protons et d'héliums

Le but de cette section est de détailler la procédure de l'analyse de la modulation solaire à partir des données TOA du RC. Cette étude a donné lieu à la publication [Ghelfi et al. 2015]. Nous détaillerons le contexte dans lequel se place cette étude, puis décrirons notre méthodologie de manière générale. Nous expliciterons spécifiquement les points clés de l'analyse, avant de présenter les résultats.

3.2.1 Motivations pour l'étude de J_{IS} et de la modulation solaire

Notre principale motivation pour la détermination des flux IS et l'étude de la modulation solaire est l'interprétation des données du RC, comme nous l'avons déjà vu dans l'introduction. Par exemple, l'interprétation des flux de positons et d'antiprotons avec une contribution venant de l'annihilation de la matière noire est sensible à l'incertitude sur le paramètre

de modulation solaire ϕ [Lavalle et al. 2014]. La détermination des flux IS (du GeV/n au PeV/n) est également importante pour l'estimation de la production secondaire de γ , neutrons, antiprotons et positons [Strong et al. 2007]. Les indices de changement de pente dans les flux de protons et d'héliums par PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011], FERMI [Ackermann et al. 2014], et CREAM [Ahn et al. 2010], confirmés par AMS-02 [Aguilar et al. 2015a,b] (voir chapitre 2) justifient également une estimation précise des flux IS. Les principaux modèles de la littérature, utilisés pour les études de la modulation solaire, se comportent en loi de puissance au-delà de 20 GeV/n et ne prennent pas en compte cet effet [O'Neill 2006; Langner et al. 2003; Burger et al. 2000; Garcia-Munoz et al. 1975; Webber et Higbie 2009; Shikaze et al. 2007]. Des modèles paramétrisant cette structure à haute énergie ont émergé ces dernières années, mais proposent une flexibilité limitée à basse énergie [Donato et Serpico 2011; Lavalle 2011; Aguilar et al. 2015a], problématique pour la description précise de la modulation solaire.

L'étude présentée ici a pour vocation d'introduire le moins d'hypothèses possibles et d'estimer le plus précisément possible les incertitudes sur les flux interstellaires et les paramètres de modulation obtenus. Pour cela nous utiliserons une forme de flux IS dite non-paramétrique³ et un algorithme basé sur l'inférence bayésienne pour estimer les erreurs associées.

3.2.2 Dégénérescence entre J_{IS} et modulation solaire

La première difficulté à laquelle nous devons répondre est la dégénérescence entre flux IS et paramètres de modulation. Tout d'abord, un flux TOA peut être reproduit par différents couples (J_{IS} , ϕ). Ceci est en partie illustré sur la figure 3.4, où la paramétrisation de référence, J_{ref} et celle utilisée par Shikaze (S07) sont de la même forme avec des valeurs de paramètres différentes. De manière générale le choix de paramétrisation du flux IS induit une erreur systématique sur le paramètre de modulation solaire reconstruit de $\Delta\phi \sim 200$ MV (voir figure 3.4). Ces différentes paramétrisations ont déjà été utilisées et produisent des paramètres de modulations non cohérents entre eux [Garcia-Munoz et al. 1975; O'Neill 2006; Shikaze et al. 2007].

Une solution utilisée pour casser cette dégénérescence est d'ajuster simultanément des données recouvrant différentes périodes de temps et donc différentes valeurs de modulation. En effet, des données issues de modulations différentes sonderont des régions du flux IS différentes et permettront de lever cette dégénérescence. La deuxième approche est d'ajuster simultanément différentes espèces. Par exemple, l'expérience AMS-02 mesure simultanément les flux TOA de protons et d'héliums. La stratégie sera de considérer un flux IS pour chaque espèce, ici protons et héliums, et un paramètre de modulation commun pour l'expérience. L'étude se fait sur les protons et les héliums, car il s'agit des espèces les plus abondantes, et qu'il y a de nombreuses expériences mesurant les deux simultanément avec une grande précision.

3. Le terme de non-explicite conviendrait peut-être mieux ici.

3.2.3 Comment établir le lien entre J_{IS} et J_{TOA}

Soit $J_{IS}^{i_{CR}}(\vec{m})$ le modèle de flux IS avec m paramètres pour l'espèce i_{CR} , avec ici $i_{CR} \in \{p, He\}$. Soit $Data_j^{i_{CR}}(E^k)$ le flux TOA mesuré de l'espèce i_{CR} , issu de l'expérience j , à une énergie E^k , et ϕ^j le paramètre de modulation solaire associé à l'expérience j (le vecteur $\vec{\phi}$ contient l'ensemble des valeurs ϕ^j). En pratique, l'élément i_{CR} dépend de j , car toutes les expériences n'ont pas mesuré le flux de protons et d'héliums simultanément. Afin de ne pas surcharger les notations, nous garderons i_{CR} tel que noté précédemment. Il en va de même pour k . Les énergies auxquelles ont été mesurés les flux dépendent de l'expérience et de l'espèce considérée. Enfin, $J_{TOA}(E^k | J_{IS}(\vec{m}; \phi^j))$ représente le flux TOA calculé à partir du modèle de flux IS et du paramètre de modulation ϕ^j . Notre analyse repose sur la minimisation de la fonction :

$$\chi^2(\vec{m}, \vec{\phi}) = \sum_j \sum_{i_{CR}} \sum_k \frac{[J_{TOA}(E^k | J_{IS}(\vec{m}; \phi^j)) - Data_j^{i_{CR}}(E^k)]^2}{(\Delta Data_j^{i_{CR}}(E^k))^2}. \quad (3.28)$$

Trouver le meilleur jeu de paramètres minimisant ce χ^2 permet d'estimer les flux IS et les niveaux de modulation associés.

3.2.3.1 Le modèle de flux IS

Le choix du modèle de flux IS est un point clé de l'analyse comme nous l'avons illustré sur la figure 3.4. Le principal problème est l'absence d'argument fort pour le choix d'une paramétrisation particulière. Chacune tend vers une loi de puissance à haute énergie et a une paramétrisation plus souple à basse énergie [Maurin et al. 2015]. La paramétrisation à basse énergie de ces modèles se fait en général grâce à une puissance de β , qui ne propose pas assez de flexibilité pour décrire de manière satisfaisante la forme des flux TOA [Ghelfi et al. 2015].

Le choix a été fait ici d'opter pour un modèle de flux IS plus souple et permettant de s'adapter facilement à des structures indépendamment de leur position dans le spectre. L'utilisation de fonction *splines* (voir Annexe 5.2) permet ainsi de décrire à la fois de possibles structures à basse énergie ainsi que le changement de pente à haute énergie. L'aspect technique des *splines* est décrit en annexe pour ne pas surcharger la discussion. La notion de *nœuds* y est notamment introduite et ne sera pas redéveloppée ici. Dans notre cas les nœuds ont une position en abscisse (énergie) fixe, alors que la position en ordonnées (valeur du flux) est laissée libre. Nous utilisons dans la suite 6 nœuds fixés à :

$$\{\mathcal{R}_0, \dots, \mathcal{R}_5\} = \{1, 7, 50, 100, 400, 800\} \text{ GV}. \quad (3.29)$$

Le faible nombre de nœuds à basse rigidité se justifie par le fait qu'aucune structure forte n'est attendue dans le flux IS à ces énergies. La position des trois derniers nœuds permet de décrire correctement le changement de pente observé à haute rigidité.

Pour confirmer le nombre de nœuds et leur position, un test de validation a été effectué. Des nœuds ont été ajoutés aléatoirement (en nombre et en position) et l'analyse répétée. L'absence de variation dans les flux IS obtenus indique que le nombre de nœuds est suffisant. Garder un nombre de nœuds faible est important pour l'efficacité de l'ajustement effectué par

la suite. Les nœuds proposés ici représentent donc un bon compromis entre stabilité du modèle et temps de calcul.

3.2.3.2 Sélection des données

Le deuxième point clé de l'analyse est le jeu de données sur lequel sont ajustés les modèles de flux IS. Dans les études précédentes, la justification du choix des expériences se fait généralement sur la date de celles-ci : les expériences les plus récentes sont sélectionnées, sans critère quantitatif. Dans le cas de l'étude faite sur le détecteur BESS [Shikaze et al. 2007], seules les données issues de ce détecteur étaient sélectionnées, le but étant de déterminer le flux IS uniquement avec cette expérience. Ici la démarche adoptée est différente. Nous considérons l'ensemble des données disponibles et nous appliquons un critère de sélection pour savoir lesquelles conserver.

Les données sont récupérées depuis CRDB⁴, une base de données recensant les données du RC [Maurin et al. 2014]⁵. Le critère de sélection fait intervenir la chaîne d'analyse dans son intégralité, c'est-à-dire la minimisation du χ^2 , présenté dans l'équation (3.28), qui se fait, ici, grâce au code MINUIT [James et Roos 1975; James 1994] implémenté dans la librairie ROOT⁶ [Brun et Rademakers 1997], développé par le CERN.

La sélection consiste à exécuter l'analyse sur l'ensemble des données disponibles, puis de calculer a posteriori les χ^2 pour chaque expérience individuellement et d'appliquer une coupure de sélection sur cette variable. Étant donné que l'ajustement se fait simultanément sur l'ensemble des données, les valeurs de χ^2 obtenues sont impactées par l'utilisation de données vouées à ne pas être sélectionnées. Le processus de sélection est donc itératif pour s'assurer de la bonne qualité des données qui passent la coupure. Le χ^2 a posteriori pour chaque expérience prend la forme :

$$\chi_j^2(\vec{m}_{\text{best}}, \phi_{\text{best}}^j, i_{CR}) = \frac{1}{n_{\text{data}}^j} \sum_k \frac{[J_{\text{TOA}}(E^k | J_{\text{IS}}(\vec{m}_{\text{best}}; \phi_{\text{best}}^j)) - \text{Data}_j^{i_{CR}}(E^k)]^2}{(\Delta \text{Data}_j^{i_{CR}}(E^k))^2}, \quad (3.30)$$

avec \vec{m}_{best} et ϕ_{best}^j les paramètres issus de l'ajustement minimisant le χ^2 global (3.28). Il s'agit donc de la distance entre le modèle et un flux, normalisée par le nombre de points de données n_{data}^j pour pouvoir être comparée aux distances des autres expériences. Les χ^2 partiels n'ont pas de signification statistique particulière, ils sont simplement une mesure de distance. Il n'est pas possible d'effectuer un test statistique du χ^2 pour quantifier la compatibilité d'une expérience en particulier. La coupure effectuée sur les χ^2 partiels a été choisie empiriquement. Les expériences remplissant le critère $\chi_j^2 < 2$ sont sélectionnées, les autres sont éliminées. L'acceptation des données héliums suit la procédure que nous venons de décrire, mais une contrainte supplémentaire est ajoutée. Il faut que les données protons de la même expérience

4. <http://lpsc.in2p3.fr/crdb>

5. Depuis que l'analyse a été faite, de nouvelles données ont été ajoutées à la base de données et ne sont donc pas considérées ici. C'est le cas par exemple de l'expérience EPHIN, embarquée sur le satellite SOHO [Kühl et al. 2016], ou certaines données mensuelles de l'expérience PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2013b], ainsi que des données d'expériences sur ballons atmosphériques datant des années 50 et 60.

6. <https://root.cern.ch>

Expériences (date)	$\chi^2_{\text{exp}}(\text{p})$	$\chi^2_{\text{exp}}(\text{He})$
	all \rightarrow cut	all \rightarrow cut
AMS-01 (1998)	0.38 \rightarrow 0.37	7.6
AMS-02 (2011-2013)	1.4 \rightarrow 1.2	0.71 \rightarrow 0.66
<i>BESS93 (1993)</i>	2.9	2.5
BESS97 (1997)	0.12 \rightarrow 0.11	0.44 \rightarrow 0.44
BESS98 (1998)	0.45 \rightarrow 0.43	0.64 \rightarrow 0.65
BESS99 (1999)	0.24 \rightarrow 0.23	0.44 \rightarrow 0.44
BESS00 (2000)	1.1 \rightarrow 1.0	0.83 \rightarrow 0.82
<i>BESS-TEV (2002)</i>	4.5	0.73
BESS-POLARI (2004)	1.5 \rightarrow 1.6	1.1 \rightarrow 1.1
BESS-POLARII (2007)	1.6 \rightarrow 1.5	0.46 \rightarrow 0.49
<i>CAPRICE98 (1998)</i>	6.9	...
<i>IMAX92 (1992)</i>	2.6	2.0
PAMELA (2006-2008)	0.27 \rightarrow 0.26	4.5
PAMELA (2006/11)	0.34 \rightarrow 0.35	...
PAMELA (2007/11)	0.28 \rightarrow 0.29	...
PAMELA (2008/11)	0.22 \rightarrow 0.24	...
PAMELA (2009/12)	0.09 \rightarrow 0.09	...

TABLE 3.1: Expériences récentes sur lesquelles ont été appliquées le critère de sélection. Les données protons et héliums sont présentées dans deux colonnes différentes. Pour chacune, la valeur avant la flèche désigne le χ^2 partiel avant la sélection des données, et la la valeur après, le χ^2 une fois la sélection appliquée. On constate l'évolution des valeurs du χ^2 partiels pour les expériences sélectionnées. Cela est dû au caractère global de l'ajustement, impacté par les données vouées à être supprimées. Les données sont issues de AMS [AMS Collaboration et al. 2000a; Aguilar et al. 2015a,b], BESS [Wang et al. 2002; Shikaze et al. 2007; Aguilar et al. 2015a,b], CAPRICE [Boezio et al. 2003], IMAX [Menn et al. 2000], et PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011, 2013b].

(si elles existent) soient acceptées pour pouvoir accepter les héliums. Ainsi le flux d'héliums de l'expérience BESS-TeV n'est pas accepté malgré le fait que son χ^2 soit inférieur à 2. La mauvaise description des données protons de BESS-TEV se voit également dans l'étude menée par la collaboration BESS sur la figure 3.3.

Le tableau 3.1 présente les résultats principaux de la procédure de sélection. La première chose à noter est la réjection de données récentes comme le flux d'héliums de AMS-01 et de PAMELA (2006-2008). Cela peut être vu également sur la figure 3.5 présentant l'écart entre les modèles ajustés et les données. L'écart entre les données AMS-01, PAMELA (2006-2008) et leur modèle respectif est significativement plus grand que les erreurs associées. Afin de garder un ensemble présentable, seules les expériences récentes (après 1990) sont montrées dans le tableau 3.1 et la figure 3.5. Il s'agit des expériences qui ont le plus de poids dans l'analyse. Sur la figure 3.5, on peut constater que, pour les expériences acceptées, les modèles sont très majoritairement compris dans les barres d'erreurs des données. Néanmoins, à basse énergie, pour certaines expériences, l'accord est moins bon. Cette différence peut venir soit des données elles mêmes, soit des limitations du modèle de modulation. Ce point illustre parfaitement la difficulté principale des analyses de modulation solaire à partir des données

TOA. En cas de désaccord entre les données et le modèle, il n'est pas facile de savoir si le problème vient des données, du modèle de modulation ou du modèle de flux IS. Il peut alors être tentant d'utiliser un modèle de modulation plus complexe, et avec plus de paramètres pour combler ces écarts. Le choix du modèle de flux IS non paramétrique discuté précédemment permet d'éviter, en partie, ce biais.

D'autres expériences ont volontairement été écartées, indépendamment de leur comportement par rapport au critère de sélection afin de limiter le nombre de paramètres libres (un par expérience) :

- À basse énergie (< 1 GeV/n), certaines données respectent le critère de sélection mais n'influencent pas les flux IS obtenus. C'est le cas des données ISEE-MEH [Kroeger 1986], et Voyager⁷ [Webber et Yushak 1983]. Ces données ont donc un poids négligeable dans la procédure d'ajustement et ne sont pas considérées.
- À énergie intermédiaire, des données couvrant un faible intervalle d'énergie et avec de grandes barres d'erreurs sont validées par le critère de sélection. Celles-ci ne sont tout de même pas considérées car elles ont un poids négligeable dans l'analyse. Ce choix s'inscrit toujours dans la politique du faible nombre de paramètres. C'est notamment le cas de certaines expériences sur ballons. Nous nous intéresserons à ces données dans le dernier chapitre de cette thèse (voir chapitre 4).
- À haute énergie (> 10 TeV/n), les effets de la modulation solaire deviennent négligeables. Ces données apportent donc juste des informations sur le flux IS. Elles ne sont pas considérées ici car souvent peu compatibles entre elles. Nous verrons à la fin de ce chapitre que le flux IS obtenu est cohérent avec ces données.

Au final, les données sélectionnées sont les flux de protons et d'héliums (à l'exception de AMS-01 et PAMELA (2006-2008)) des expériences les plus récentes. Les mesures effectuées étant sensées être plus précises, il est compréhensible que seules celles-ci soient conservées à la fin.

3.2.3.3 Ajustement par Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC)

Jusqu'à présent, nous avons décrit le principe général de l'analyse, le modèle de flux IS et la sélection des données. L'utilisation de fonctions *splines* constitue une amélioration importante dans ce type d'étude, et il en va de même de l'utilisation d'un critère quantitatif pour la sélection des données.

Ici nous décrivons l'utilisation d'un MCMC pour réaliser l'ajustement des flux IS de protons et d'héliums et des paramètres de modulation solaire sur les données sélectionnées. Le fonctionnement d'un MCMC est détaillé en annexe (voir annexe 5.1), et nous discuterons ici simplement de sa mise en œuvre.

Les avantages et inconvénients du MCMC

L'utilisation d'un MCMC est coûteuse en temps de calcul et perd très vite en efficacité quand le nombre de paramètres augmente. De plus, dans le cas de paramètres corrélés, la détermination de la matrice de covariance est un point clé de l'efficacité du MCMC. Or, dans notre cas, nous nous attendons à une corrélation entre les paramètres de modulation et le flux

7. Il s'agit ici de l'analyse des données Voyager à une unité astronomique du Soleil.

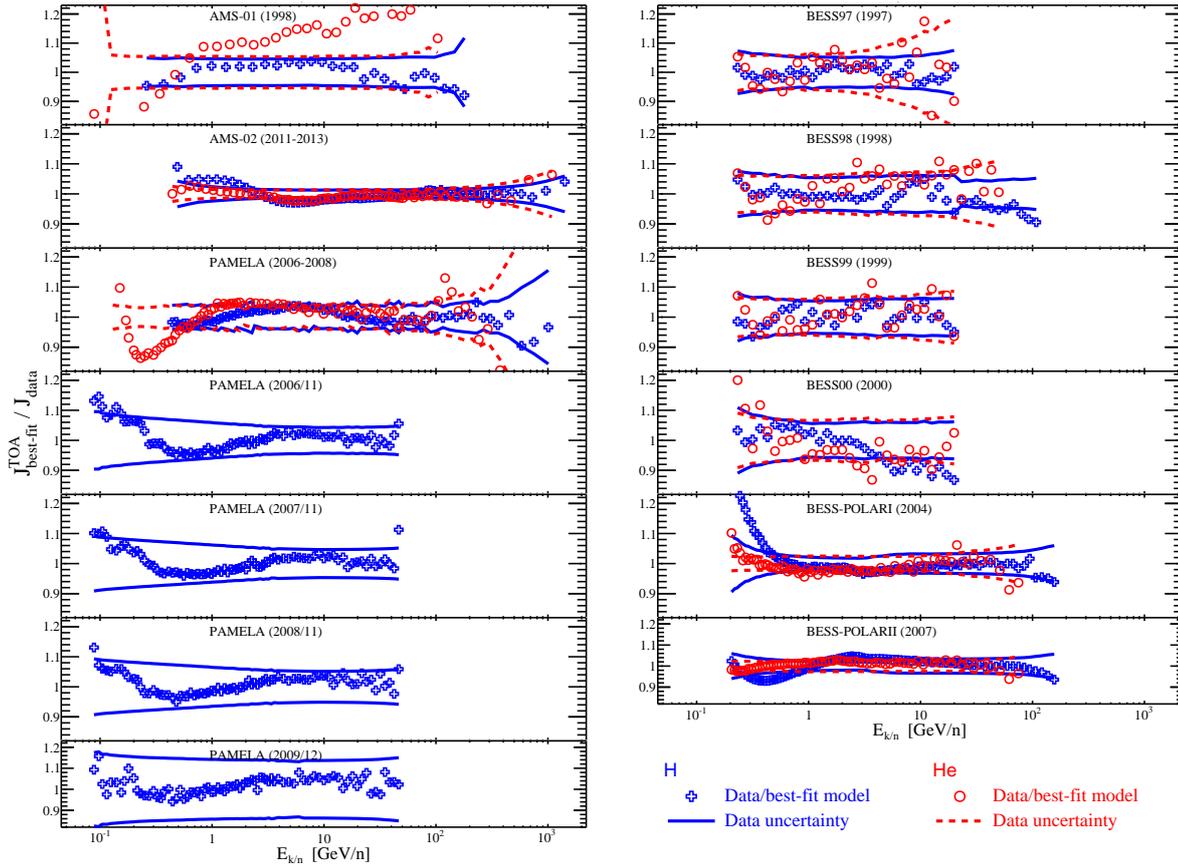


FIGURE 3.5: Rapport des modèles de flux TOA issus de l’ajustement et des données du RC. Seules les expériences ayant validé le critère de sélection sont présentées. Les flux d’héliums des expériences AMS-01 et PAMELA (2006-2008) sont également montrés pour souligner le désaccord entre le modèle et les données. L’information graphique à tirer de cette figure est à mettre en regard de l’information fournie par les χ^2 partiels du tableau 3.1.

IS à basse énergie. Ces différents points permettent de soulever la question suivante : pourquoi utiliser un MCMC ?

Les informations que l'on extrait d'un MCMC sont les PDF 1D et 2D de chacun des paramètres du modèle. Ces objets possèdent beaucoup plus d'informations que simplement une valeur centrale et une erreur à 68% de degré de confiance. L'alternative fréquentiste du MCMC est la vraisemblance profilée qui présente également un temps de calcul important, notamment pour la marginalisation de la PDF multidimensionnelle. Cette étape est prise naturellement en compte dans un MCMC. De plus, un MCMC permet de calculer naturellement les incertitudes sur les modèles de flux IS. En effet, une fois les chaînes construites, nous disposons d'un ensemble de paramètres acceptés. À chaque élément de cet ensemble correspond un modèle de flux IS pour chaque espèce (protons et héliums). En traçant l'ensemble des flux IS acceptés pour chaque énergie, une valeur médiane et des contours de crédibilité à 68%, 95% et 99% peuvent être construits. Il en va de même sur les PDF 1D et 2D des paramètres (comme expliqué en annexe).

L'outil proposé par le MCMC, bien que contraignant d'un point de vue technique, permet donc d'accéder à des résultats complets pour l'estimation des erreurs du flux IS. Nous verrons également dans le dernier chapitre que cette technique permet très facilement de propager les erreurs.

Implémentation et utilisation du MCMC

L'implémentation du MCMC utilisée pour cette étude est celle du code GreAT [Putze et Derome 2014]. L'algorithme demande la définition du modèle à ajuster (avec l'ensemble des paramètres), la matrice de covariance correspondante (optionnelle), la définition de la fonction à évaluer, ici le χ^2 global de l'équation (3.28), et le prior pour chacun des paramètres. Ici, les paramètres sont les niveaux de modulation pour chacune des expériences sélectionnées, ainsi que le niveau des nœuds des *splines* modélisant les flux IS. Les *splines* utilisés sont définis en échelle log – log, correspondant au logarithme en base 10 de la valeur du flux IS au niveau de chacun des nœuds. Le prior sur chacun des paramètres est pris comme plat. Cette hypothèse conservative permet de sonder facilement un large intervalle pour les valeurs des paramètres. On peut donc dénombrer le nombre de paramètres du MCMC comme $N_{par} = N_{IS}^p + N_{IS}^{He} + N_{exp} = 6 + 6 + 13 = 25$.

La modulation solaire étant effective à basse énergie, une corrélation entre les différents niveaux de modulation et les paramètres des flux IS correspondants est attendue. L'utilisation d'une matrice de covariance appropriée permet donc d'augmenter l'efficacité du MCMC. La détermination de cette matrice se fait de manière itérative. Tout d'abord, un premier ajustement est effectué grâce à l'algorithme de minimisation utilisé pour la sélection des données. Cela permet d'estimer convenablement les paramètres optimaux. Ensuite, une première utilisation du MCMC avec des intervalles très restreints autour des valeurs optimales des paramètres est effectuée. Cela permet de garantir que l'algorithme reste dans la région d'intérêt tout en continuant de proposer et d'accepter de nouveaux points. Une nouvelle matrice de covariance peut être calculée à partir des points acceptés. Puis le MCMC est relancé en relâchant la contrainte sur les intervalles des paramètres. L'efficacité est assez faible, et une nouvelle matrice de covariance est calculée. Enfin, le MCMC final est lancé, utilisant la dernière matrice de covariance. Cette procédure permet de s'affranchir des deux inconvénients majeurs

de l'utilisation d'un MCMC : le grand nombre de paramètres et la forte corrélation entre eux. L'estimation de la matrice de covariance ne biaise pas le résultat obtenu si suffisamment de points sont acceptés. Cette dernière impacte juste l'efficacité de l'algorithme.

En raison du grand nombre de paramètres et de leurs corrélations, le nombre de chaînes et leur longueur doivent être importants pour avoir des PDFs représentatives en sortie du MCMC. Ainsi pour cette étude, le nombre de chaînes est de 20 et chacune d'entre elles est composée de 150000 points. 100 réalisations ont été effectuées puis ajoutées, ce qui porte le nombre de chaînes à 2000. En pratique, chaque réalisation est exécutée indépendamment des autres sur une grille de calcul. Le temps nécessaire à la génération des chaînes et de leur analyse (reconstruire les PDFs à partir des points sélectionnés) est de l'ordre de 48 heures avec 100 CPU.

3.3 Résultats

3.3.1 PDFs des paramètres du modèle

3.3.1.1 Trois sous-analyses possibles

Les flux de protons et d'héliums peuvent être ajustés en même temps en supposant des paramètres de modulation communs, ou de manière indépendante afin d'étudier si les paramètres de modulation ajustés sont compatibles entre eux. Les résultats sont présentés sur la figure 3.6. Le premier constat à faire est à propos de la largeur des PDFs, qui permet d'estimer l'incertitude associée aux niveaux de modulation. Cette largeur provient des erreurs des données TOA et de la dispersion entre les données. Celles-ci sont plus importantes pour l'hélium que pour les protons.

La deuxième observation est la différence entre les trois sous-analyses. Les niveaux de modulation issus de l'analyse proton, ϕ_p , sont systématiquement plus faibles que ceux de l'analyse hélium, ϕ_{He} . Il est important de comprendre si cet écart est associé à une limitation du *force field*. Le premier élément à regarder est la qualité de l'ajustement. Pour cela, on regarde le meilleur $\chi^2_{\text{best}}/\text{dof}$ dans chacun des deux MCMC. On trouve 0.26 pour les protons, et 0.71 pour les héliums, témoignant d'un bon ajustement. Dans le cas de l'analyse protons et héliums considérés simultanément, le $\chi^2_{\text{best}}/\text{dof}$ vaut 1.02. Les données des deux espèces peuvent donc être décrites simultanément par le modèle du *force field*. Une autre hypothèse pour expliquer ce biais est la contamination isotopique. En effet, la séparation isotopique est rarement effectuée par les expériences. Ainsi, ce qui est appelé précédemment "protons" correspond en réalité aux protons et deutériums. Il en va de même pour les noyaux d'héliums composés de ^3He et de ^4He . Les équations du *force field* (voir Eq. 3.23) dépendent du rapport Z/A et sont donc sensibles à la composition isotopique de ces deux espèces. La contamination des deutons (de quelques pourcents) et de ^3He (de l'ordre de 20% à 1 GeV/n) [Coste et al. 2012] doit donc être considérée, et est estimée par le processus suivant :

1. Détermination des flux IS de ^2H et ^3He . Pour ce faire, la procédure est la même que celle décrite précédemment :
 - Les flux TOA de ^2H et ^3He sont récupérés sur CRDB.

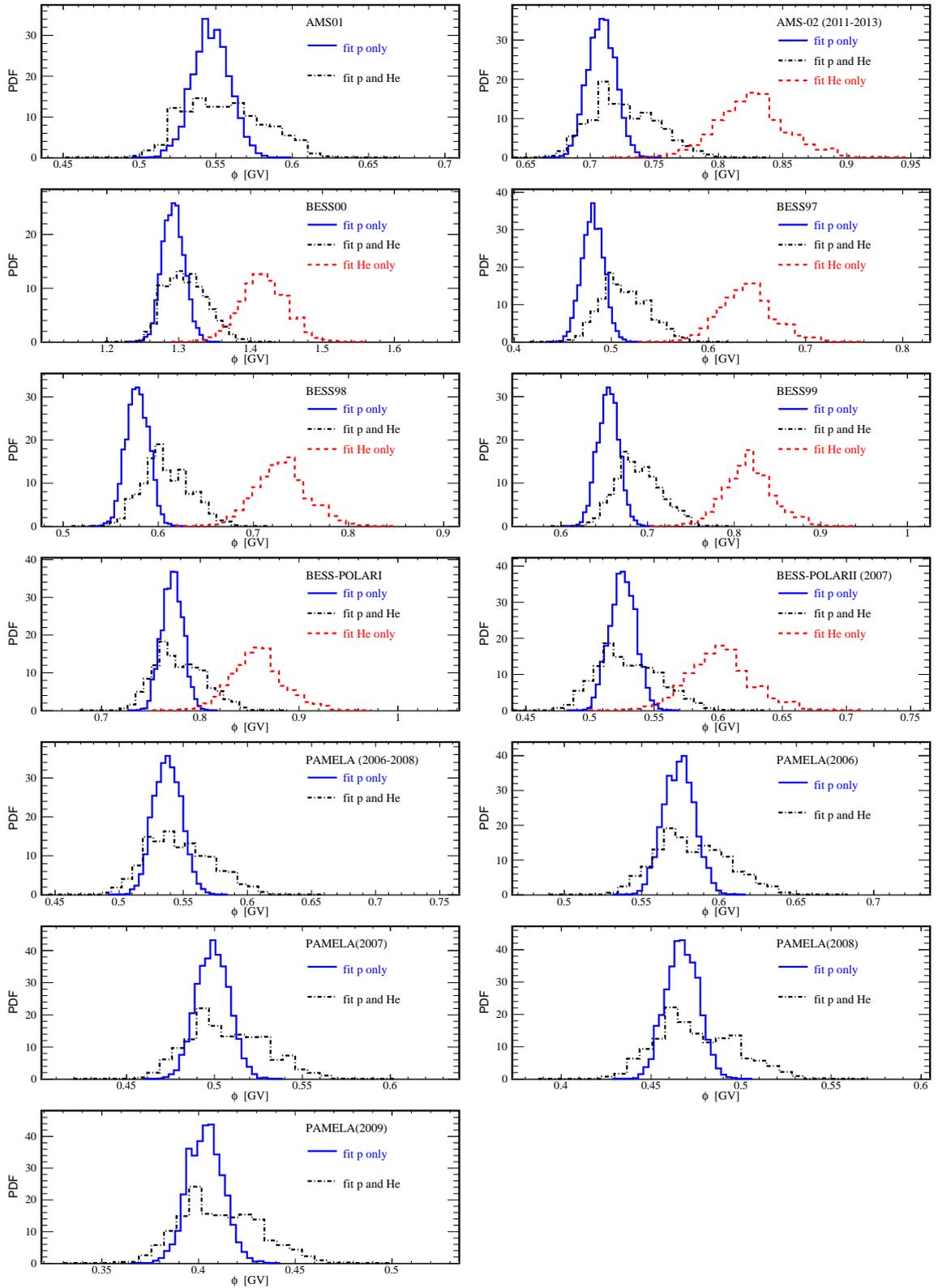


FIGURE 3.6: PDF des paramètres de modulation solaire pour les expériences ayant validé le critère de sélection. L'analyse est faite avec les protons (en bleu), les héliums (en rouge) et les deux simultanément (en noir).

- Les flux IS sont modélisés par des fonctions *splines* avec des nœuds placés à {0.8, 3, 7} GV pour ^2H , et {0.6, 2} GV pour ^3He .
 - Le critère de sélection de l'analyse principale est appliqué ici pour trier les données. Les expériences validant ce critère sont ISEE [Kroeger 1986], CAPRICE [Boezio et al. 1999; Papini et al. 2004], IMAX [de Nolfo et al. 2000], AMS-01 [AMS Collaboration et al. 2002, 2011], et PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2013c].
 - L'ajustement du modèle se fait grâce à l'algorithme de minimisation utilisé pour l'établissement du critère de sélection. En effet, seule la valeur optimale des paramètres nous intéresse ici pour déterminer les flux IS. Le calcul des erreurs n'est pas considéré.
2. Création de données simulées. Les valeurs de ϕ sont extraites de l'analyse principale, définie comme l'analyse considérant les protons et les héliums simultanément. Des données sont simulées à partir des flux TOA, en modulant les flux $J_{\text{IS}}^H - J_{\text{IS}}^{2\text{H}}$ et $J_{\text{IS}}^{\text{He}} - J_{\text{IS}}^{3\text{He}}$. Ainsi, des données TOA de H et ^4He sont simulées avec la même statistique que les données TOA réelles.
 3. Répétition de l'analyse principale avec les données simulées. Cette étape permet de comparer les valeurs ϕ obtenues. L'écart observé pour les protons est $\Delta\phi \in [24 - 33]$ MV et $\Delta\phi \in [53 - 74]$ MV pour les héliums. Cette différence dans les niveaux de modulation obtenus est à mettre en regard de l'incertitude associée aux ϕ de l'analyse principale. Nous verrons dans le paragraphe suivant que l'erreur typique $\Delta\phi$ est de 30 MV. Les écarts observés pour les protons et les héliums sont anticorrélés. En effet les deutons sont plus lourds que les protons alors que les ^3He sont plus légers que les ^4He . L'effet de la contamination isotopique va donc dans un sens opposé pour les deux espèces.

La contamination isotopique permet donc d'expliquer, au moins en partie, pourquoi ϕ_{He} est systématiquement supérieur à ϕ_p , et rend ces deux valeurs compatibles entre elles à 1σ . La combinaison des deux espèces p et He produit des valeurs intermédiaires entre celles des protons et des héliums. La largeur des PDFs obtenues est également plus grande témoignant d'une prise en compte de cette différence entre les deux espèces. Dans le cas des expériences comportant uniquement des données protons, la largeur de la PDF est également plus importante. Cela est dû au fait que les ϕ sont corrélés d'une expérience à l'autre (voir paragraphe suivant). Dans l'optique d'amélioration de l'analyse présentée ici, cet effet de contamination isotopique pourrait être pris en compte directement dans l'ajustement.

3.3.1.2 Validité de l'approximation du *force field* pour les données moyennées sur de longues périodes

La deuxième discussion abordée ici traite de la validité de l'approximation du *force field* pour les expériences prenant des données sur de grandes périodes. C'est le cas, par exemple, d'AMS-02, ou de PAMELA (2006-2008). Les flux mesurés par ces expériences sont moyennés sur de longues périodes durant lesquelles le niveau de modulation est amené à changer. Le but est donc de comparer $\phi_{\langle J_{\text{TOA}} \rangle}$, niveau de modulation issu du flux moyen, et $\langle \phi_{J_{\text{TOA}}} \rangle$, moyenne des niveaux de modulation pour des flux correspondants à des temps de prise de données plus courts. Le test, basé sur des données simulées, suit les étapes suivantes :

1. Sélection d'une période en temps et d'une résolution temporelle. Dans notre cas, la période choisie est celle de l'expérience AMS-02 (correspondant aux données de la reconstruction des flux de protons [Aguilar et al. 2015a]). Différentes résolutions temporelles ont été testées.
2. Calcul des valeurs de ϕ_i pour l'ensemble des périodes sélectionnées. Le calcul de ϕ se fait à l'aide de moniteurs à neutrons (NM) et permet d'avoir une évolution réaliste de ϕ sur la période choisie (voir chapitre 4).
3. Pour chaque ϕ_i , un flux TOA de protons, J_{TOA}^i , est simulé à partir du flux IS et des données AMS-02 pour le calcul des erreurs et le *binning* en énergie. Un flux TOA moyen, $\langle J_{\text{TOA}} \rangle$ est calculé comme $\langle J_{\text{TOA}} \rangle = \frac{1}{N} \sum_i J_{\text{TOA}}^i$.
4. Calcul de $\phi_{\langle J_{\text{TOA}} \rangle}$ grâce à la méthodologie présentée dans ce chapitre.

Ce processus permet de comparer deux quantités. Tout d'abord, $\langle J_{\text{TOA}} \rangle$, flux TOA calculé à partir de la moyenne des flux TOA pour chacune des période, et $J_{\text{TOA}}(\langle \phi \rangle)$, flux TOA calculé à partir de la moyenne des ϕ_i . Ces deux flux sont similaires avec un écart maximal de l'ordre du %. Ensuite, les quantités $\langle \phi \rangle$ et $\phi_{\langle J_{\text{TOA}} \rangle}$ peuvent également être comparées ; elles varient de 5 MV. Pour être sûr que ce résultat est stable quelle que soit la période choisie (et donc quelle que soit l'intensité de la modulation solaire), des tests ont été effectués à différentes périodes, produisant des résultats identiques.

L'écart observé est faible devant l'erreur caractéristique obtenue sur ϕ (voir tableau 3.2). La non-linéarité de la modulation solaire produit un biais sur ϕ lorsque le flux est mesuré sur une longue période de temps, mais qui est négligeable devant l'erreur sur le paramètre de modulation solaire reconstruit.

3.3.1.3 PDFs des niveaux de modulation et paramètres des flux IS

Densité de probabilité et corrélation

Les résultats bruts sont représentés par les PDFs 1D et 2D des paramètres du modèles. Nous avons déjà montré sur la figure 3.6 les PDFs 1D des paramètres de modulation solaire. La figure 3.7 montre certaines PDFs 2D obtenues et illustre la corrélation entre les paramètres. Le choix a été fait de montrer seulement quelques paramètres pour garder une explication claire et lisible. Les paramètres choisis sont 3 paramètres du flux IS de protons (parmi les 6 disponibles) et trois niveaux de modulation solaire, correspondant aux expériences AMS-02, BESS-POLARII et PAMELA (2006-2008). Une forte corrélation est présente entre les deux premiers paramètres du flux IS (correspondant aux nœuds à 1 et 7 GV) et les niveaux de modulation solaire. Cette corrélation est attendue étant donné qu'il s'agit de la zone où de la modulation solaire est maximale ($\lesssim 10$ GeV/n). Il y a également une corrélation entre les différents niveaux de modulation, conséquence de la corrélation entre chacun des paramètres ϕ et le flux IS à basse énergie. Ces corrélations font de la matrice de covariance initiale un facteur clé de l'efficacité du MCMC. La corrélation entre les différents paramètres et le flux IS à haute énergie (100 GV) est beaucoup moins marquée (quasiment inexistante), ce qui est attendu puisque la modulation solaire a un faible effet à cette rigidité. Une fois ces considérations sur les PDFs faites, il est souhaitable d'extraire un maximum d'informations de ces dernières, c'est-à-dire déterminer une valeur centrale et une incertitude associée.

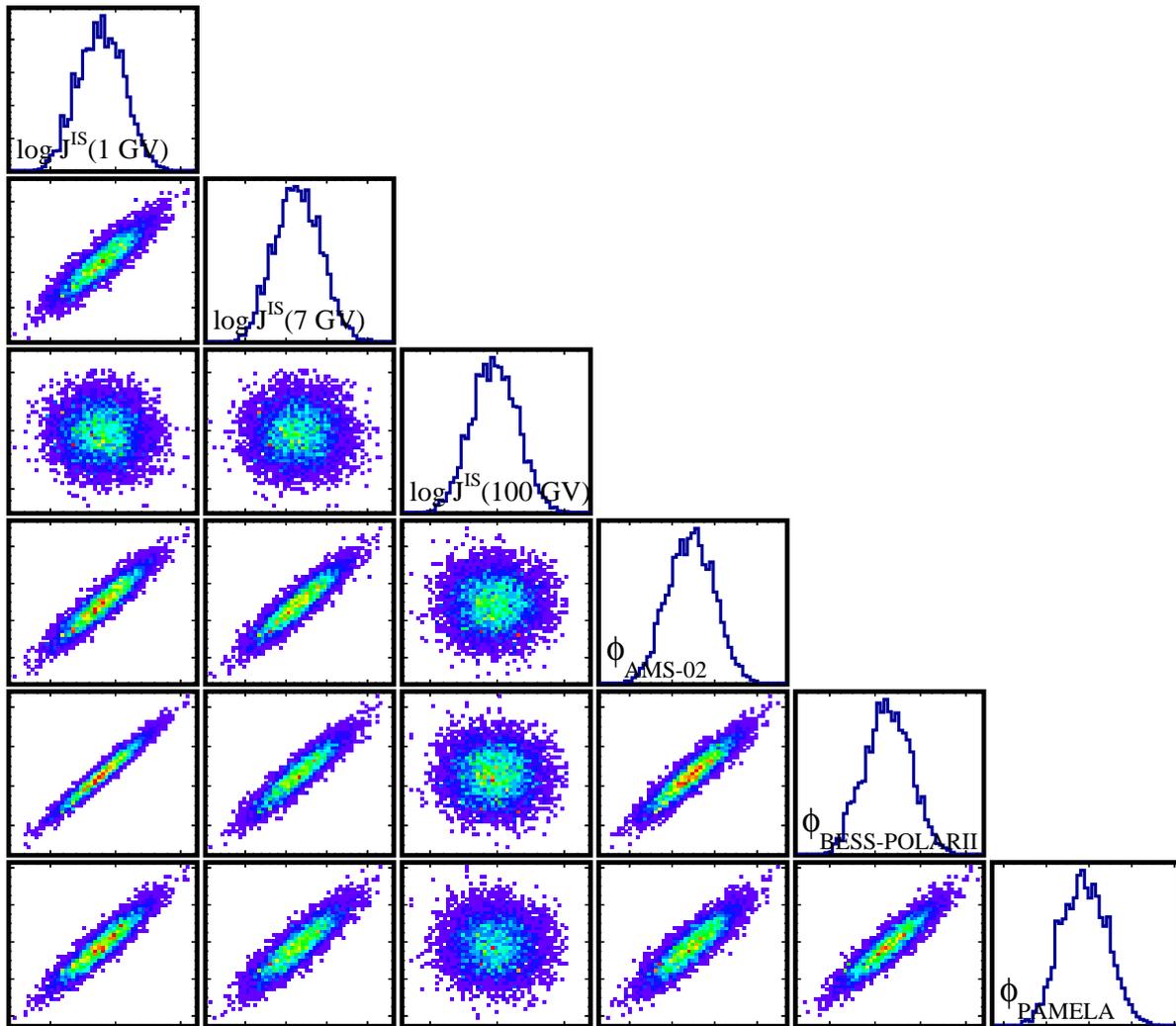


FIGURE 3.7: PDFs 2D et 1D de 6 paramètres du modèle : 3 paramètres de J_{IS}^p , et 3 niveaux de modulation solaire.

Expériences (date)	ϕ [MV]
AMS-01 (1998)	554^{+31}_{-26}
AMS-02 (2011-2013)	724^{+31}_{-23}
BESS97 (1997)	511^{+28}_{-22}
BESS98 (1998)	606^{+31}_{-22}
BESS99 (1999)	687^{+29}_{-23}
BESS00 (2000)	1309^{+32}_{-29}
BESS-POLARI (2004)	776^{+30}_{-22}
BESS-POLARII (2007)	527^{+29}_{-22}
PAMELA (2006-2008)	544^{+30}_{-23}
PAMELA (2006/11)	580^{+27}_{-21}
PAMELA (2007/11)	505^{+25}_{-20}
PAMELA (2008/11)	472^{+26}_{-19}
PAMELA (2009/12)	409^{+23}_{-18}

TABLE 3.2: Valeurs de modulation solaire, ϕ , obtenues grâce à l'analyse principale, avec leur contour de crédibilité à 68%. La contamination isotopique de ^2H et de ^3He dans les données entraîne un biais $\Delta\phi \approx 30$ MV non pris en compte ici.

Calcul des valeurs centrales et des incertitudes

Les PDFs 1D de la figure 3.7 sont proches d'une distribution gaussienne, et donc la valeur la plus probable, la valeur moyenne ou la médiane comme valeur centrale doivent être proches. En revanche, numériquement, la valeur médiane est un estimateur beaucoup plus robuste. En effet, étant donnée la faible efficacité du MCMC, les fluctuations statistiques et la stagnation éventuelle de certaines chaînes rendent la valeur la plus probable (le point le plus élevé de la PDF) peu robuste. Il en va de même pour la valeur moyenne. La médiane est plus robuste vis à vis de ces fluctuations. Pour calculer cette valeur (ainsi que les erreurs), la notion de quantiles est utilisée. Elle obéit à la définition suivante :

$$q = \int_{x_{min}}^{v_-} p(x)dx = \int_{v_+}^{x_{max}} p(x)dx. \quad (3.31)$$

Dans l'équation (3.31), q représente la valeur du quantile, x_{min} et x_{max} les bornes inférieures et supérieures de la PDF, p la PDF considérée, et v_- et v_+ les valeurs en x qui reproduisent le quantile recherché. Dans le cas de la médiane, $q = 1/2$ et $v_- = v_+ = p_{1/2}$. La définition de l'équation (3.31) peut également être étendue pour définir le concept de contour de crédibilité à $X\%$. La valeur de q se calcule alors comme $q = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{X}{100}\right)$. Le but est de déterminer numériquement les v_+ et v_- qui satisfont l'équation (3.31) pour un q donné. Ainsi, pour trouver les contours de crédibilité à 68%, on cherche v_- et v_+ pour $q = 0.16$.

Les valeurs médianes et incertitudes obtenues pour les niveaux de modulation sont présentées dans le tableau 3.2. On constate que les incertitudes sur ϕ sont légèrement asymétriques traduisant une légère non gaussianité des PDFs. Cette analyse pourrait être répétée pour les paramètres des flux IS afin de donner leur valeur à la position des nœuds des *splines*. Or, ce qui nous intéresse ici est la forme générale du flux IS, discutée ci-après.

3.3.2 Flux IS et contours de crédibilité

3.3.2.1 Contours de crédibilité des flux IS

Le MCMC propose un ensemble de points échantillonnant la PDF multidimensionnelle des paramètres de notre modèle. Pour chaque point, un modèle de flux IS, pour les protons et pour l'hélium, peut être calculé. Les contours de crédibilité sont établis à partir de l'ensemble de ces modèles. La procédure se déroule comme suit :

1. Choisir une grille en énergie. Il s'agit de l'ensemble des points sur lesquels vont être calculés les contours de crédibilité. Le choix a été fait de prendre une grille de 512 points dans l'intervalle $[10^{-2}; 10^6]$ GeV/n, répartis uniformément en échelle logarithmique.
2. Pour chaque point en énergie, E_i , la valeur des flux IS, J_{IS}^{p} et $J_{\text{IS}}^{\text{He}}$ est déterminée pour l'ensemble des flux possibles (un couple de flux par points du MCMC). Chaque valeur est placée dans un histogramme. Il y a un histogramme par point de la grille en énergie et par espèce.
3. Chaque histogramme est considéré comme une distribution, et une valeur centrale et des contours de crédibilité sont calculés à partir de la relation (3.31). Ainsi, les contours de crédibilité sont échantillonnés pour chaque valeur de la grille.

Cette procédure permet d'établir un estimateur du flux médian en s'affranchissant du modèle de flux IS choisi. En effet, le flux médian obtenu n'est pas parfaitement décrit par notre *spline* à 6 nœuds et ne correspond pas nécessairement au meilleur ajustement possible. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.8.

On observe que les flux ont une forme en loi de puissance à haute énergie ($\gtrsim 50$ GeV/n) avec un changement de pente au-dessus de ~ 200 GV. La structure du flux IS, à basse énergie (~ 1 GeV/n), n'est pas une loi de puissance et l'utilisation de fonctions *splines* permet de la décrire de manière optimale. Les contours de crédibilité sont moins contraints en-dessous de ~ 5 GeV/n, et au-dessus de 1 TeV/n. À basse énergie, cela est en partie dû à la corrélation avec les paramètres de modulation solaire et la dispersion des données. À haute énergie, cela provient du fait que le dernier nœud des flux IS est placé à $\mathcal{R} = 800$ GV et qu'au-delà de cette rigidité l'extrapolation se fait en loi de puissance.

Le cadre (b) de la figure 3.8 montre une incertitude $\Delta J/J$ de l'ordre de 10% à ~ 1 GeV/n, 5% à ~ 1 TeV/n et $\sim 2\%$ entre. Les deux dernières valeurs sont déterminées par les données les plus contraignantes utilisées dans l'ajustement, AMS-02 et BESS-POLAR. À basse énergie, l'effet de la modulation solaire devient significatif et la provenance des erreurs n'est pas facile à identifier. Elles proviennent simultanément de la dispersion des données et du modèle de modulation. On peut également noter une légère asymétrie dans les contours des flux IS à 68%, qui est liée, par corrélation, à l'asymétrie des niveaux de modulation évoquée précédemment.

Le dernier cadre de la figure 3.8 montre la variation du flux IS médian de l'analyse principale par rapport à ceux des analyses individuelles protons ou héliums. On observe que, à basse énergie, le flux d'héliums de l'analyse individuelle est supérieur à celui de l'analyse principale. Cela est cohérent avec la figure 3.6 qui montre la même hiérarchie entre les niveaux de modulation. En effet, étant donnée la corrélation entre les flux IS et les niveaux de modulation, cette déviation est attendue. De même le flux IS de l'analyse individuelle des flux

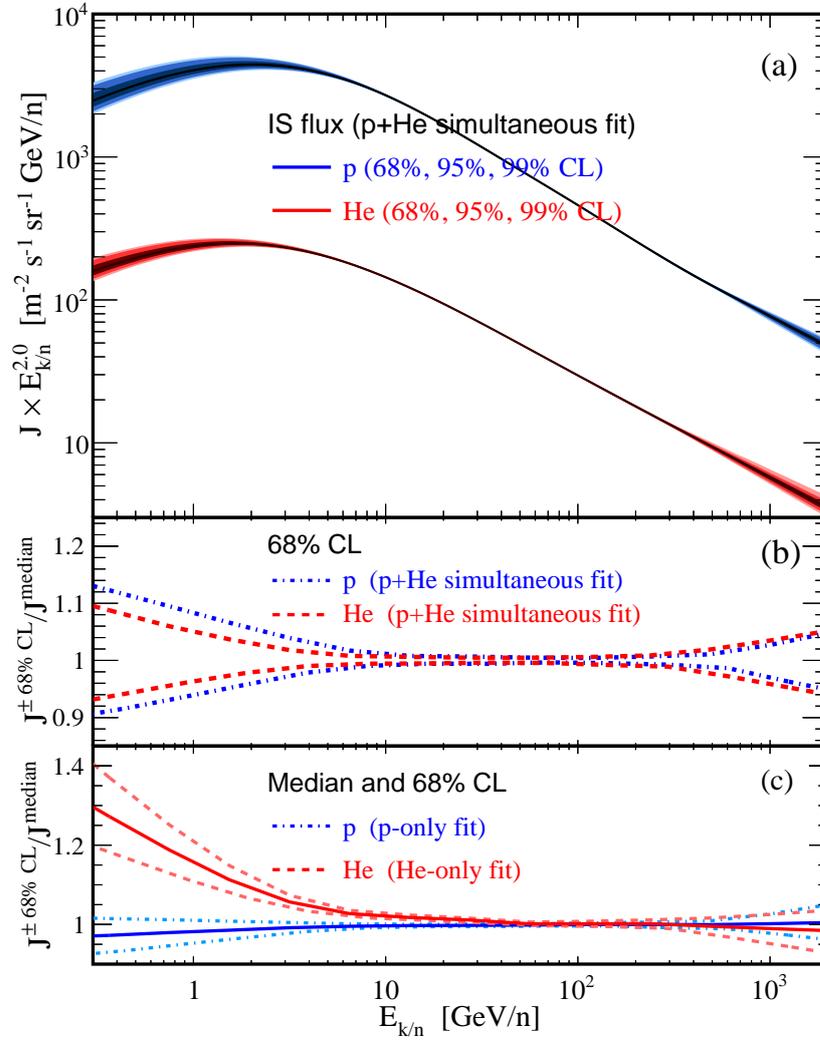


FIGURE 3.8: Flux IS obtenus par l'analyse principale. En bleu, les protons et en rouge les héliums. Le cadre du haut, (a), représente les flux médians et les contours de crédibilité à 68%, 95% et 99%. Les flux sont multipliés par $E_{k/n}^2$ pour des raisons de présentation. Le cadre du milieu, (b), montre les contours des crédibilité à 68% divisés par le flux médian. Enfin, le cadre du bas, (c), montre les flux issus des analyses à une seule espèce, protons ou héliums, divisés par le flux médians de l'analyse principale.

de protons est légèrement en-dessous de celui de l'analyse principale, et ce pour les mêmes raisons. L'écart des flux de protons est compatible à 68% de niveau de confiance ce qui semble être le cas également sur la figure 3.6.

Les flux IS présentés ici sont valides dans le cas du modèle du *force field*. Ils ont été déterminés à partir d'un ensemble de données TOA et peuvent être utilisés a posteriori pour déterminer le niveau de modulation solaire pour d'autres expériences. Ceci est fait dans le chapitre 4.

3.3.2.2 Forme paramétrique du flux médian et des contours de crédibilité

La détermination des flux médians et des contours de crédibilité permettent une représentation graphique facile, et pleine de sens, des résultats obtenus. L'inconvénient principal est la communication quantitative de ces résultats, pour une réutilisation future par divers utilisateurs.

Le choix effectué ici est d'ajuster un modèle paramétrique sur les résultats obtenus. Le modèle utilisé est un mélange entre polynôme en échelle logarithmique et extrapolation en lois de puissance, et prend la forme :

$$\log_{10}(J_{IS}) = \begin{cases} \sum_{i=0}^{12} c_i \times \left(\frac{\log_{10}(E_{k/n})}{\log_{10}(800 \text{ GeV/n})} \right)^i & \text{si } E_{k/n} < 800 \text{ GeV/n;} \\ \tilde{c}_0 - \tilde{c}_1 \left(\frac{\log_{10}(E_{k/n})}{\log_{10}(800 \text{ GeV/n})} \right) & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.32)$$

Les coefficients c_i et \tilde{c}_i sont présentés dans le tableau 3.3. Afin d'assurer la continuité de la fonction et de sa première dérivée, deux degrés de liberté sont absorbés, et les paramètres c_{12} et \tilde{c}_0 s'écrivent en fonction des autres comme :

$$c_{12} = \frac{1}{12} \left(\sum_{i=1}^{11} i \times c_i + \tilde{c}_1 (\log_{10}(800))^2 \right), \quad (3.33)$$

$$\tilde{c}_0 = \sum_{i=0}^{11} c_i. \quad (3.34)$$

La forme log-polynomiale choisie ici permet d'avoir une extrapolation en loi de puissance avec un indice spectral $\tilde{c}_1 = 2.704$ pour les protons, tout à fait compatible avec le changement de pente caractérisé par AMS-02 [Aguilar et al. 2015a]. Le degré du polynôme utilisé à basse énergie a été établi empiriquement pour reproduire le mieux possible la structure des flux médians et des contours de crédibilité.

3.3.3 Comparaisons avec les études précédentes

Le dernier point de discussion abordé dans cette section est la position des résultats obtenus par rapport aux études antérieures. L'ensemble de la discussion se base sur la figure 3.9, qui joue ici le rôle de figure de conclusion de la section.

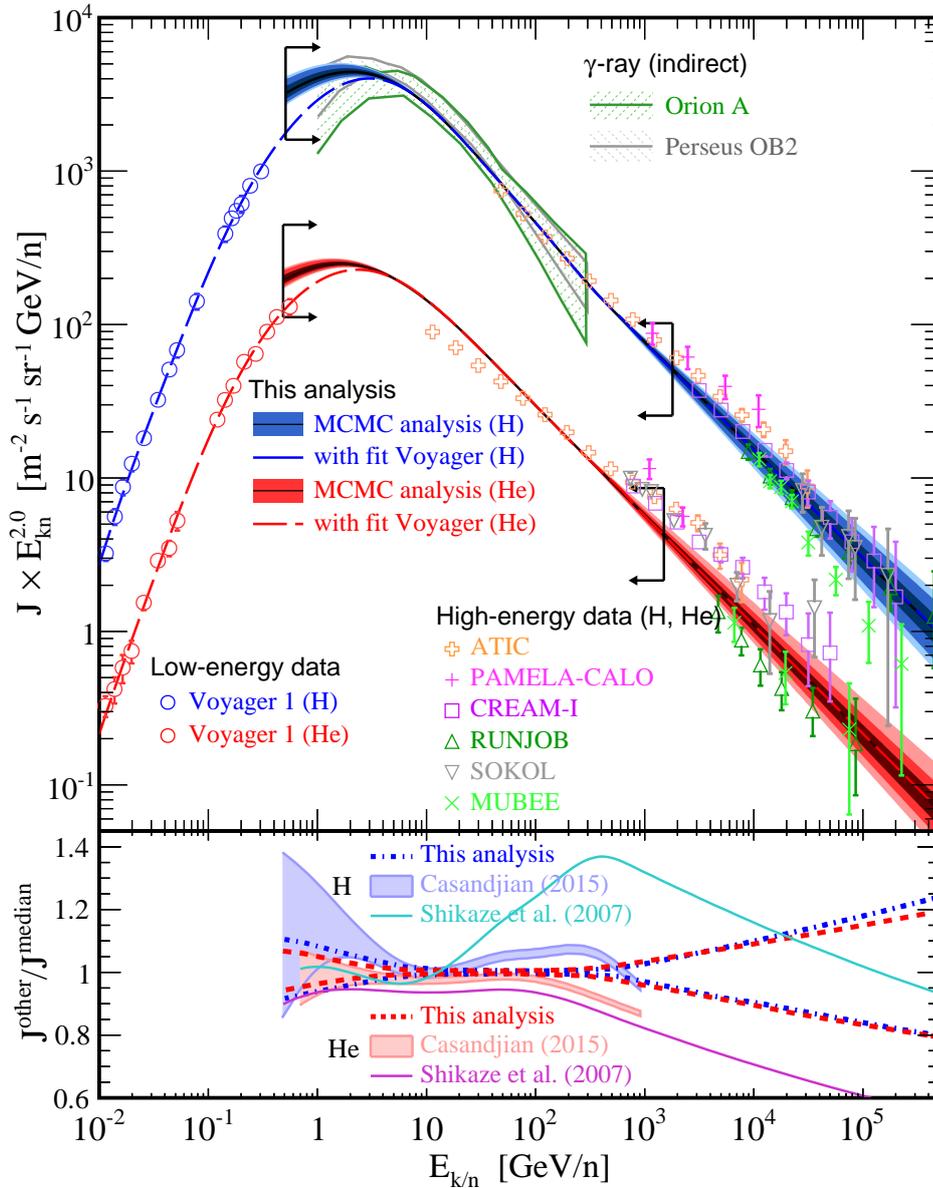


FIGURE 3.9: Flux IS de protons et d'héliums (les mêmes que sur la figure 3.8) comparés aux flux issus d'autres études. *Le cadre du haut* montre les flux IS mesurés indirectement par l'expérience FERMI-LAT [Yang et al. 2014], par illuminations des nuages moléculaires Orion A et Perseus OB2. Les points de basse énergie correspondent à l'expérience Voyager-I [Stone et al. 2013], supposée être sortie de la cavité solaire, et les lignes pointillées passant par ces points sont des ajustements supplémentaires prenant en compte cette information. Le détail de ces ajustements est expliqué dans le corps du texte. À haute énergie, les points représentent les flux des différentes expériences ayant mesuré les flux de protons et d'héliums. Les flèches noires représentent les positions extrêmes des énergies IS des points de données, domaine de sensibilité de l'ajustement. *Le cadre du bas* représente d'autres déterminations du flux IS normalisé par le flux médian de l'analyse principale. Les deux flux ainsi comparés sont issus des données BESS [Shikaze et al. 2007] d'une part, et des données AMS-01, PAMELA et FERMI-LAT [Casandjian 2015] d'autre part.

	$J_{\text{IS}}^{\text{median}}$	Analyse principale (protons + héliums)				Avec Voyager	
		$J_{\text{IS}}^{+1\sigma}$	$J_{\text{IS}}^{+2\sigma}$	$J_{\text{IS}}^{-1\sigma}$	$J_{\text{IS}}^{-2\sigma}$	$J_{\text{IS}}^{\text{best-fit}}$	
H	c_0	3.6088e+00	3.6427e+00	3.6753e+00	3.5824e+00	3.5626e+00	3.4617e+00
	c_1	-5.1249e+00	-5.2323e+00	-5.3431e+00	-5.0351e+00	-4.9695e+00	-4.1310e+00
	c_2	-3.1517e+00	-3.1232e+00	-3.0871e+00	-3.1816e+00	-3.2058e+00	-4.6403e+00
	c_3	-1.9668e+00	-1.8281e+00	-1.6663e+00	-2.1007e+00	-2.1897e+00	-1.4058e+00
	c_4	2.4595e+00	2.4752e+00	2.4718e+00	2.4542e+00	2.4545e+00	-4.7537e+00
	c_5	1.8051e+00	1.6870e+00	1.5352e+00	1.9485e+00	2.0266e+00	8.5077e+00
	c_6	-5.5338e-01	-5.6684e-01	-5.6738e-01	-5.4072e-01	-5.3201e-01	3.2637e+01
	c_7	2.3487e-01	2.0121e-01	1.6796e-01	2.3858e-01	2.6123e-01	-2.8383e+01
	c_8	-1.2658e+00	-1.2431e+00	-1.2024e+00	-1.2894e+00	-1.3050e+00	-5.8203e+01
	c_9	-2.1496e-01	-1.9996e-01	-1.8115e-01	-2.4841e-01	-2.5915e-01	4.8129e+01
	c_{10}	-5.9272e-01	-5.6908e-01	-5.4286e-01	-6.0271e-01	-6.2241e-01	3.3946e+01
	c_{11}	2.9974e-01	3.0871e-01	3.0692e-01	2.9706e-01	2.8423e-01	-2.9586e+01
	c_{12}	6.6289e-01	6.5647e-01	6.4893e-01	6.6907e-01	6.7734e-01	6.1683e-01
\tilde{c}_0	-3.7996e+00	-3.7905e+00	-3.7836e+00	-3.8090e+00	-3.8169e+00	-3.7995e+00	
\tilde{c}_1	2.7040e+00	2.6737e+00	2.6415e+00	2.7354e+00	2.7718e+00	2.7040e+00	
He	c_0	2.3742e+00	2.3953e+00	2.4147e+00	2.3583e+00	2.3461e+00	2.2784e+00
	c_1	-5.3456e+00	-5.4355e+00	-5.5227e+00	-5.2749e+00	-5.2210e+00	-4.5726e+00
	c_2	-2.9866e+00	-2.9022e+00	-2.8139e+00	-3.0600e+00	-3.1233e+00	-4.8650e+00
	c_3	-1.3773e+00	-1.2677e+00	-1.1418e+00	-1.4715e+00	-1.5316e+00	3.9567e-01
	c_4	2.4858e+00	2.3740e+00	2.2262e+00	2.5976e+00	2.6921e+00	-1.1578e+00
	c_5	1.3122e+00	1.2090e+00	1.0749e+00	1.4155e+00	1.4734e+00	4.9893e+00
	c_6	-5.5501e-01	-5.0560e-01	-4.1371e-01	-6.2188e-01	-6.6670e-01	1.6511e+01
	c_7	1.2550e-01	1.1578e-01	1.0941e-01	1.2485e-01	1.2104e-01	-2.0521e+01
	c_8	-1.1544e+00	-1.0715e+00	-9.6435e-01	-1.2320e+00	-1.2943e+00	-2.8367e+01
	c_9	-1.7496e-01	-1.6825e-01	-1.6336e-01	-1.8303e-01	-1.8847e-01	3.1850e+01
	c_{10}	-5.4768e-01	-5.2429e-01	-5.0422e-01	-5.6130e-01	-5.7343e-01	1.5000e+01
	c_{11}	2.5321e-01	2.0779e-01	1.4605e-01	2.9555e-01	3.3392e-01	-1.7083e+01
	c_{12}	6.6468e-01	6.5963e-01	6.5218e-01	6.7276e-01	6.7868e-01	6.0486e-01
\tilde{c}_0	-4.9263e+00	-4.9129e+00	-4.9009e+00	-4.9400e+00	-4.9540e+00	-4.9261e+00	
\tilde{c}_1	2.7141e+00	2.6910e+00	2.6653e+00	2.7448e+00	2.7693e+00	2.7140e+00	

TABLE 3.3: Coefficients de l’ajustement des flux de protons (en haut) et d’héliums (en bas) issus de l’analyse MCMC. L’ajustement se fait à partir de l’équation (3.32) sur les flux médians et leurs contours de crédibilité à 68% et 95%. La dernière colonne du tableau correspond à un ajustement (simple minimisation) fait en ajoutant les données Voyager-I comme discuté en fin de section.

Mesures indirectes, mesures de hautes énergies, et autres études

La première observation à faire porte sur les mesures indirectes du flux IS. Celles-ci sont basées sur l’émission γ dans les nuages moléculaires suite à l’interaction entre les particules du RC et le gaz. L’extraction des flux IS à partir de ces mesures a de plus grandes incertitudes mais reste compatible avec notre flux IS de protons.

Le cadre du bas de la figure 3.9 montre les différences entre notre flux médian (et son contour de crédibilité à 68%) et deux autres déterminations du flux IS. L’analyse Shikaze [Shikaze et al. 2007] est réalisée à partir des données BESS uniquement et utilise un modèle paramétrique pour le flux IS, qui est une loi de puissance en rigidité multipliée par une loi de puissance en β . Le changement de pente n’est ici pas considéré, ce qui produit une pente plus forte à haute énergie. À basse énergie ($\lesssim 10$ GeV/n), l’accord entre notre flux médian et celui proposé par la collaboration BESS est bon. La deuxième comparaison se fait avec une étude plus récente [Casandjian 2015], considérant le même modèle de flux IS que Shikaze mais un jeu de données différent. Le flux obtenu est montré avec son contour de crédibilité à 68%. La dispersion obtenue par Casandjian à basse énergie est plus importante que celle obtenue ici, et la non prise en compte du changement de pente à haute énergie est également visible, se traduisant ici encore par une pente plus importante.

Les flux IS obtenus sont également comparés aux flux mesurés de haute énergie (≥ 1 TeV/n), pour lesquels la modulation solaire a un effet négligeable (explicité sur la figure 3.1). Les données TOA, récupérées elles aussi sur CRDB⁸, sont en partie incompatibles entre elles. Étant donnée cette dispersion, notre flux médian et ses contours de crédibilité sont une bonne estimation du flux IS à ces énergies. En effet, la majeure partie des flux présentés sur la figure 3.9 est comprise dans les contours de crédibilité à 99%. Les données TOA de haute énergie sont celles des expériences ATIC [Panov et al. 2009], CREAM-I [Yoon et al. 2011], JACEE [Asakimori et al. 1998], MUBEE [Zatsepin et al. 1993], PAMELA-CALO [PAMELA Collaboration et al. 2013a], RICH-II [Diehl et al. 2003], RUNJOB [Derbina et al. 2005], et SOKOL [Ivanenko et al. 1993].

Le cas Voyager

Le cas des données de l'expérience Voyager-I [Stone et al. 2013] est particulier. Ces données permettent un test unique puisque la sonde Voyager-I, lancée en 1977, est supposément sortie de la cavité solaire en 2012. Si cela était effectivement le cas, elle mesurerait directement le flux IS, sans aucune modulation solaire. Il s'agirait du seul détecteur effectuant une mesure directe du flux IS, et représenterait donc un choix de qualité pour tester notre estimation que représente le flux médian. La figure 3.10 montre l'évolution temporelle de la détection des particules de très basse énergies, entre 3 et 7.8 MeV/n pour les protons et les héliums, et entre 5.4 et 13.9 MeV/n pour les noyaux d'oxygène. À ces énergies, le RC a une composante galactique et une composante solaire dominante. La chute observée en 2012 tend à prouver que la sonde Voyager-I sort de la cavité solaire. Il n'est plus possible pour elle de détecter les particules émises par le Soleil et la sonde mesure seulement la composante galactique. L'observation de ce phénomène se fait très bien avec les protons et les héliums, présentant une très grande stabilité dans le flux mesuré après cette date. Au moment de la sortie supposée de l'héliosphère, le détecteur est à une distance de 122 unités astronomiques du Soleil.

La figure 3.11 montre les flux mesurés par la sonde Voyager-I au cours de l'année 2012, durant laquelle s'est effectuée la supposée sortie de la cavité solaire. Nous discuterons ici uniquement le cas du flux de protons. Les symboles vides représentent le flux avant la sortie de l'héliosphère et les symboles pleins, le flux après cette date. On observe que en-dessous de 100 MeV/n, le flux dans la cavité solaire est plus important qu'à l'extérieur. Cela est expliqué par le fait que le RC de basse énergie est dominé par les particules émises par le Soleil. En sortant de l'héliosphère la sonde s'affranchit de ce rayonnement. Au-delà de 100 MeV/n, l'effet est inversé. Le flux mesuré est plus important à l'extérieur de la cavité solaire. Les particules présentes dans le flux à ces énergies sont d'origine galactique. En pénétrant dans l'héliosphère, elles vont perdre de l'énergie et le flux mesuré sera donc plus faible. Ces deux observations tendent à valider la sortie supposée de la cavité solaire par la sonde Voyager-I.

Les points de mesure de l'expérience Voyager-I sont présentés sur la figure 3.9. Pour les protons, les points sont en dehors de la zone de sensibilité de l'ajustement effectué. Il est donc difficile de dire si les deux flux sont compatibles ou non. Pour les héliums, une tension apparaît entre notre flux médian et celui mesuré par Voyager. L'incompatibilité peut être justifiée par une hypothèse de pré-modulation en amont du choc, s'étalant sur plusieurs centaines d'unités astronomiques [Scherer et al. 2011; Kóta et Jokipii 2014]. Toutefois, d'autres études modé-

8. <http://lpsc.in2p3.fr/crdb>

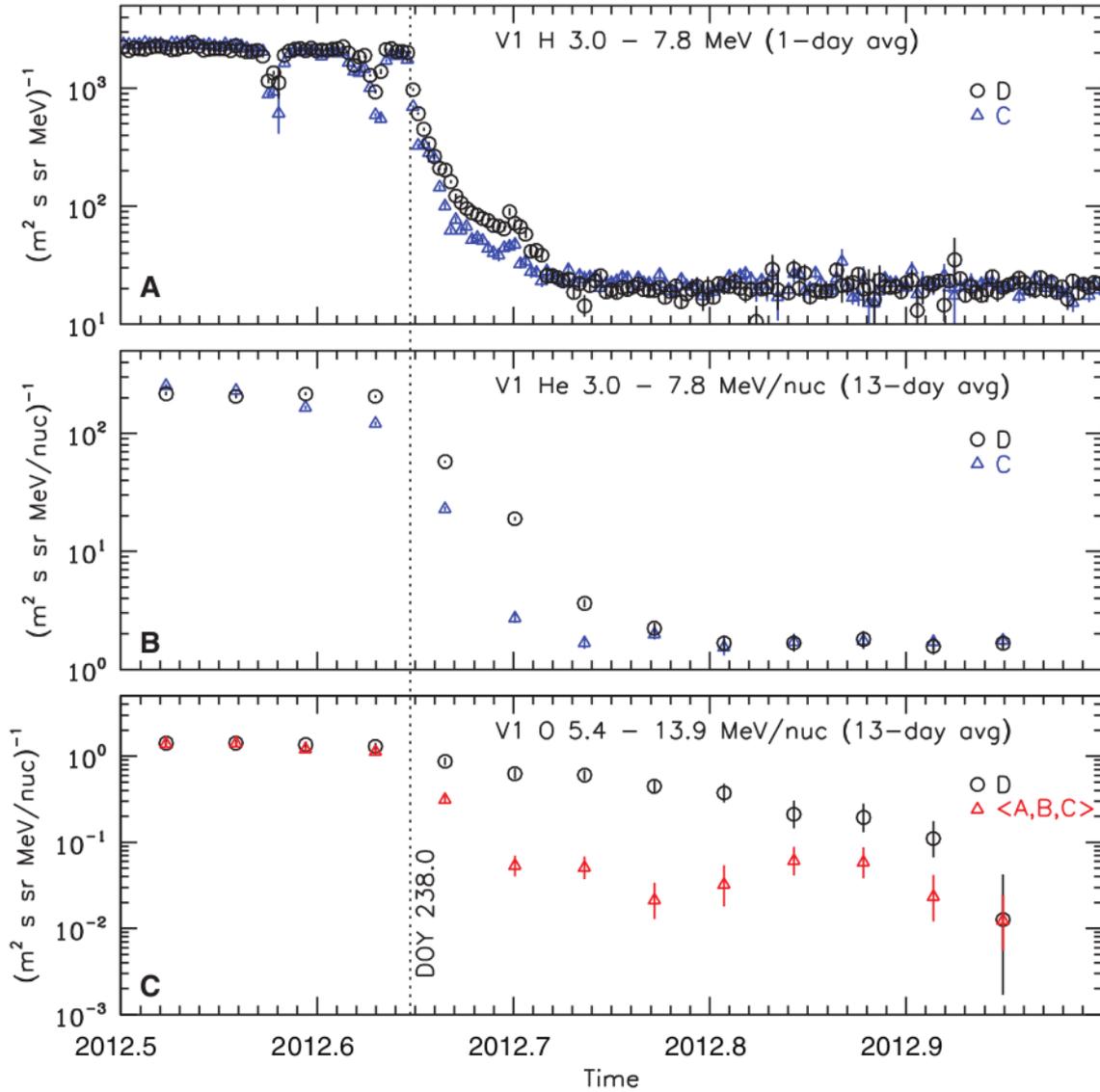


FIGURE 3.10: Figure, tirée de [Stone et al. 2013], montrant l'évolution temporelle de la détection de particules de basse énergie, et d'origine solaire. Les trois cadres montrent de haut en bas les protons, les héliums et les noyaux d'oxygène. Pour chaque espèce, plusieurs courbes sont montrées correspondant à des sous-détecteurs différents. Il en existe 4 au total, A, B, C et D. L'agencement du détecteur est présenté dans le papier original de l'expérience [Stone et al. 1977].

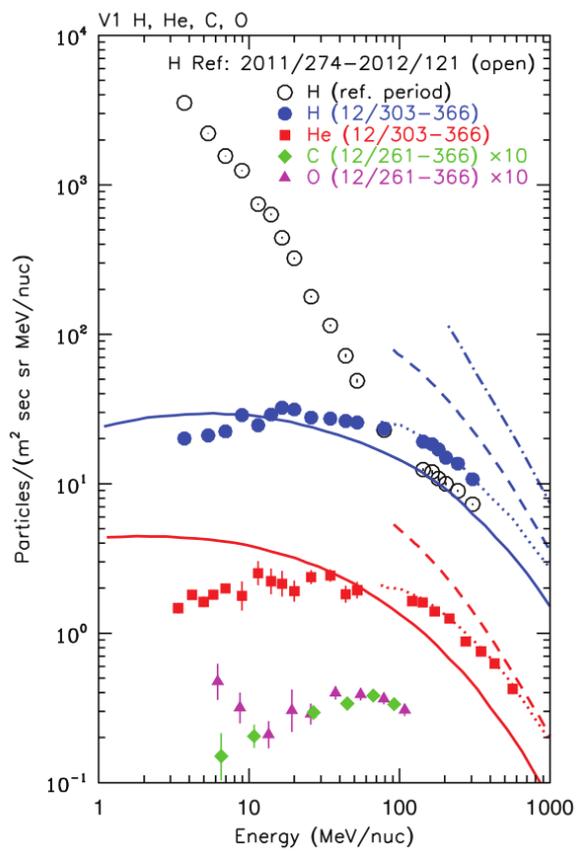


FIGURE 3.11: Figure, tirée de [Stone et al. 2013], présentant les flux de H, He, C, et O mesurés par la sonde Voyager-I au cours de l'année 2012. Le flux de protons a été séparé en deux périodes, une avant la sortie de la cavité solaire, et une après.

lisant la zone du front de choc apportent des arguments supportant l'hypothèse de sortie de la cavité solaire par la sonde Voyager-I [Lallement et al. 2014; Guo et Florinski 2014; Zhang et al. 2015; Luo et al. 2015]. Il est également important de noter que les données Voyager-I sont de très basses énergie et ne satisfont plus les hypothèses établies pour la construction du modèle de *force field*.

Pour tester ces deux hypothèses, les points de données de l'expérience Voyager-I ont été ajoutés au processus d'ajustement de l'analyse principale. L'ajustement a été réalisé par minimisation du χ^2 (voir Eq. (3.28)), en laissant, dans un premier temps, le paramètre de modulation solaire associé à Voyager-I libre. Le paramètre de modulation obtenu est $\phi_{\text{Voyager}} = 65$ MV, a priori non compatible avec l'hypothèse de mesure d'un flux IS. Dans un second temps, le paramètre ϕ_{Voyager} est fixé à zéro. On observe une diminution des autres paramètres de modulation de ~ 62 MV par rapport aux valeurs données dans le tableau 3.2, ainsi qu'un ajustement de moins bonne qualité avec un χ^2_{dof} de 1.27. Le modèle correspondant au meilleur ajustement est présenté sur la figure 3.9, en lignes pointillées. On observe une déviation par rapport au flux médian de l'analyse standard dans la région $\sim [0.7; 3]$ GeV/n. Les données Voyager-I étant fournies uniquement avec des erreurs statistiques, beaucoup plus faibles que les autres expériences, le modèle est forcé de passer par ces points, biaisant le résultat obtenu. Cet argument est la raison principale pour laquelle ces données n'ont pas été intégrées à l'analyse principale. Elles ont un statut très différent des autres données.

Une paramétrisation de l'ajustement passant par les données Voyager (avec $\phi_{\text{Voyager}} = 0$) est tout de même proposée dans le tableau 3.3. Cela peut être vu comme une estimation basse du flux IS.

3.3.4 Conclusion

Nous avons abordé ici l'aspect technique de la détermination des flux IS de protons et d'héliums à partir des données TOA du RC. La stratégie générale reste standard par rapport à ce qui est proposé dans la littérature [Garcia-Munoz et al. 1975; Casadei et Bindi 2004; Shikaze et al. 2007]. Cependant, des améliorations techniques ont été apportées. Tout d'abord, l'utilisation de modèles non-paramétrique pour les flux IS permet d'améliorer la flexibilité de ceux-ci. Ensuite, la mise en place d'un critère quantitatif pour la sélection des données utilisées qui permet d'exclure des données récentes non compatibles avec celles acceptées. Enfin, l'utilisation d'un algorithme MCMC permet d'évaluer la PDF de chacun des paramètres et les corrélations 2D. Une discussion a été menée sur la viabilité des résultats obtenus. Globalement plus complet que les autres études, considérant à la fois la modulation solaire de basse énergie et le changement de pente observé récemment dans les spectres de protons et d'héliums, le modèle de flux IS proposé ici est une estimation fine dans le cadre du modèle du *force field*. Les tensions avec les données Voyager-I ne sont pas faciles à interpréter, mais les limitations du *force field* aux énergies considérées semblent être une explication naturelle.

En parallèle de ce travail, une étude a été menée par Corti [Corti et al. 2015] prenant en compte les données de l'expérience Voyager-I et du détecteur AMS-02. L'utilisation d'un modèle de flux IS paramétrique, pas assez souple, montre la limitation de la description des données avec le modèle du *force field*. Le choix a été fait d'utiliser un modèle de modulation plus complexe pour décrire les données. L'utilisation des fonctions *splines* semblent donc être nécessaire pour la bonne description des flux IS dans le cadre du *force field*.

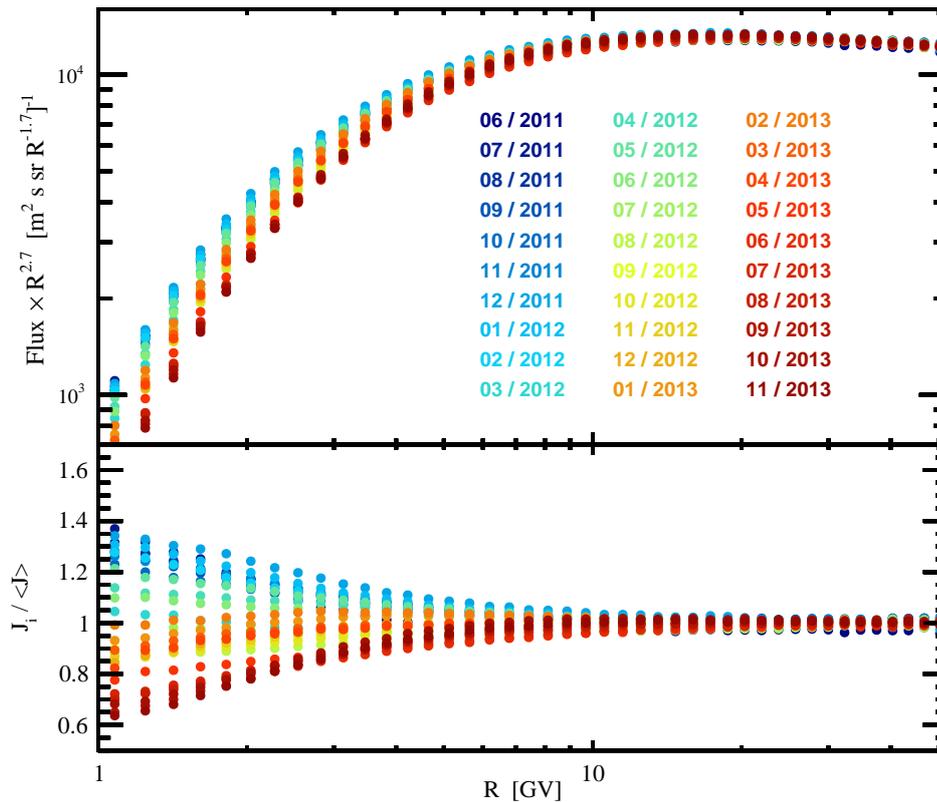


FIGURE 3.12: Figure montrant les flux mensuels estimés à partir des données de l’expérience AMS-02. La période en temps considérée s’étend de juin 2011 à novembre 2013 inclus. Le panneau du haut présente les flux multipliés par $\mathcal{R}^{2.7}$. Le cadre du bas montre le rapport entre chacun des flux mensuel et le flux moyenné sur toute la période considérée.

La très haute précision des données récentes semble être un point clé de la détermination du flux IS et du test du modèle du *force field*, pour l’instant capable de décrire les données observées. Dans la prochaine section nous utiliserons les flux périodiques de protons de l’expérience AMS-02 pour effectuer un test plus fin de ce modèle.

3.4 Impact des données AMS-02

Les données utilisées dans cette section sont les flux mensuels de protons mesurés par l’expérience AMS-02. Ils correspondent à 30 mois de données et sont estimés à partir de l’analyse présentée dans le chapitre 2 avec les spécificités dues à la reconstruction des flux en fonction du temps. Les flux obtenus sont présentés sur la figure 3.12. Le cadre du haut montre l’ensemble des flux reconstruits. Le cadre du bas montre la dispersion par rapport au flux moyenné sur les trente mois considérés. L’estimation de ces flux est un travail préliminaire. La collaboration travaille sur une nouvelle estimation sur l’ensemble de la période de prise de données, et sur l’ensemble du spectre en rigidité. La variabilité observée à basse rigidité

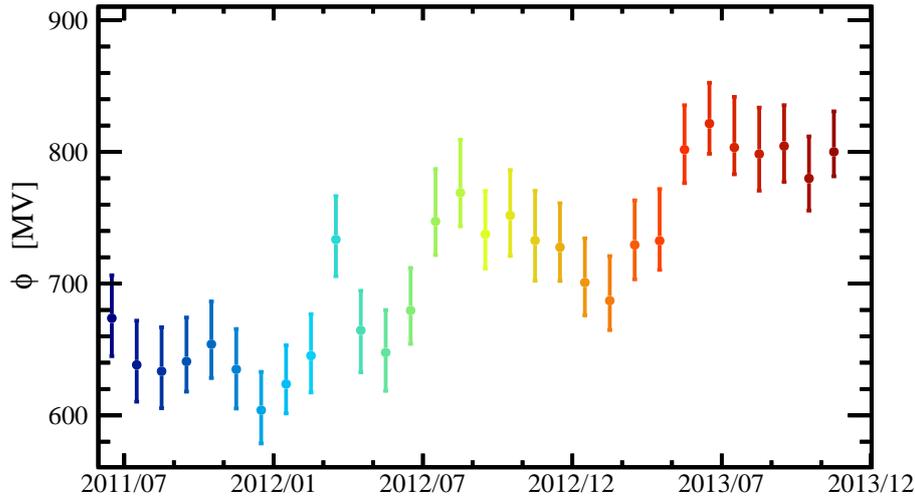


FIGURE 3.13: Figure montrant l'évolution du paramètre de modulation solaire estimé à partir des flux mensuels de protons d'AMS-02. Le code couleur utilisé est le même que celui de la figure 3.12.

($\lesssim 10$ GV) est due à la modulation solaire. À 40 GV les flux présentent une dispersion de l'ordre de 1%, inférieure aux incertitudes systématiques associées.

3.4.1 Détermination de la modulation solaire avec AMS-02

La première étude réalisée consiste à utiliser le modèle du *force field* pour déterminer les paramètres de modulation associés à chaque flux J_i présenté sur la figure 3.12. Pour cela on considère les flux IS établis précédemment avec l'analyse principale. Le but est de déterminer les paramètres de modulation correspondant aux différents flux TOA estimés par AMS-02. En conséquence, le flux IS de protons est fixé et on ajuste un paramètre de modulation solaire sur chaque flux TOA J_i . La recherche des paramètres de modulation optimaux se fait avec un algorithme de minimisation. Chaque détermination étant indépendante, il y a une minimisation par flux mensuel. La série en temps du paramètre de modulation obtenu est présentée sur la figure 3.13. Les valeurs de ϕ correspondent à celles données par l'ajustement. Les erreurs sur ϕ sont estimées à partir des chaînes MCMC établies dans l'analyse principale. La minimisation est faite pour l'ensemble des points des chaînes, et l'erreur est prise comme la dispersion obtenue pour chacun des mois. On peut observer une augmentation de la modulation solaire en fonction du temps. Ce comportement est attendu puisque le début de la prise de données d'AMS-02 se situe sur une partie ascendante du cycle d'activité solaire. On peut observer en mars 2012 une hausse brutale de la modulation solaire. Cette structure est la conséquence d'une éruption solaire puissante observée dans les rayons X de manière indépendante [Shimizu et al. 2014].

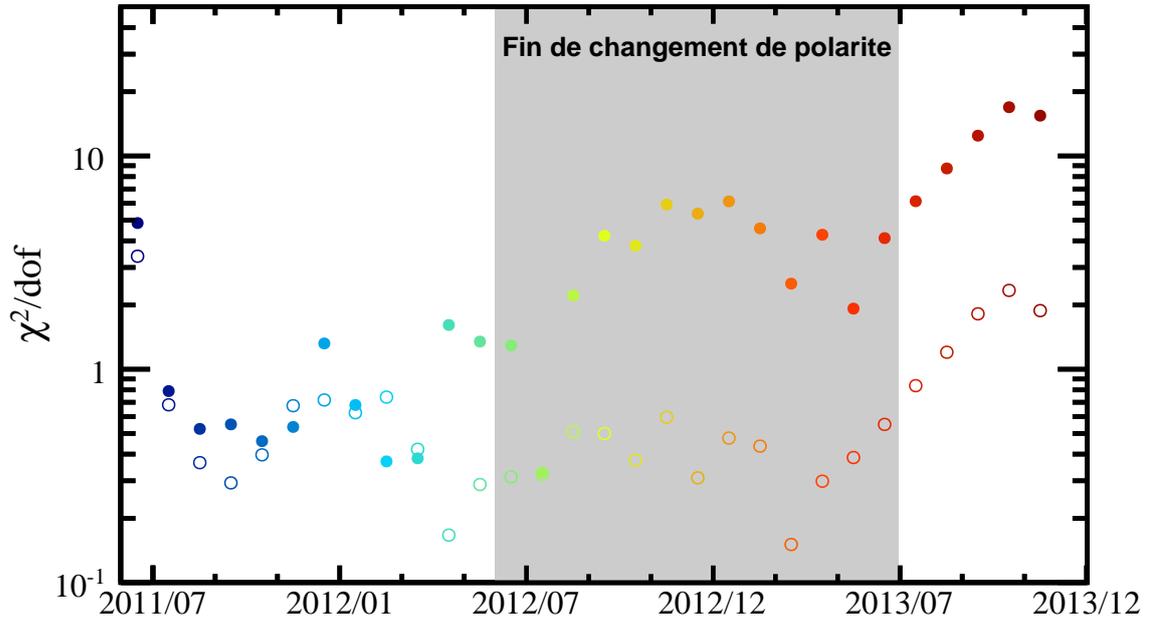


FIGURE 3.14: Figure montrant l'évolution du $\chi^2_{/dof}$ issu de l'ajustement d'un modèle de modulation solaire sur les flux mensuels estimés par AMS-02. Les marqueurs pleins correspondent au modèle du *force field*, alors que les marqueurs vides correspondent à l'extension du *force field* proposé par Cholis [Cholis et al. 2016]. La zone grisée correspond à l'hypothétique fin de changement de polarité estimée par McIntosh [McIntosh et al. 2014].

3.4.2 Au-delà du *force field*

La question sous-jacente à l'analyse des flux mensuels de protons estimés par l'expérience AMS-02 est de savoir si le modèle du *force field* décrit correctement ces données de haute précision. Pour cela, on calcule le $\chi^2_{/dof}$ pour chaque mois analysé. Le résultat est présenté sur la figure 3.14, et correspond aux marqueurs pleins. La zone grisée correspond à l'estimation de la période de fin de changement de polarité magnétique solaire [McIntosh et al. 2014]. En considérant le critère d'acceptation des données utilisé plus haut ($\chi^2_{/dof} < 2$), on peut voir que les mois précédants cette fin de changement de polarité sont bien décrits et que l'ajustement devient significativement moins bon après. Cette transition peut indiquer qu'il y a un lien de cause à effet entre ces deux événements.

Afin de tester cela, nous utilisons un modèle de modulation supposé être sensible à la polarité magnétique du soleil. Ce modèle a été décrit dans la section 3.1.3 et correspond à celui proposé par Cholis [Cholis et al. 2016]. Il s'agit d'une extension du modèle du *force field*. Le modèle propose un paramètre $\phi(\mathcal{R}, t)$ avec une dépendance en énergie. Chaque terme est relié à des quantités physiques solaires de telle sorte que les deux paramètres du modèles, ϕ_0 et ϕ_1 sont constants. La dépendance temporelle se fait à travers le champ magnétique solaire, sa polarité, et le *tilt angle* (voir Eq.(3.25)). Ce modèle, en plus de prendre en compte des effets physiques supplémentaires, est à caractère prédictif. Une fois ϕ_0 et ϕ_1 fixés, $\phi(\mathcal{R}, t)$ se déduit de

la mesure des propriétés magnétiques solaires. Le but ici étant de voir s'il est capable de mieux décrire les données protons mensuelles du détecteur AMS-02, le côté prédictif du modèle ne nous intéresse pas ici. Nous redéfinissons les paramètres ϕ_0 et ϕ_1 à partir de l'équation (3.25), tels que :

$$\phi_0(t) \leftarrow \phi_0 \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{ nT}} \right), \quad (3.35)$$

$$\phi_1(t) \leftarrow \phi_1 \text{H}(-qA(t)) \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{ nT}} \right) \left(\frac{\alpha(t)}{\pi/2} \right)^4. \quad (3.36)$$

Cette définition permet de s'affranchir de la mesure des paramètres magnétiques du soleil. Les paramètres $\phi_0(t)$ et $\phi_1(t)$ sont des paramètres effectifs dont nous cherchons à estimer l'évolution temporelle. Le paramètre de modulation solaire devient alors :

$$\phi(\mathcal{R}, t) = \phi_0(t) + \phi_1(t) \left(\frac{1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2}{\beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3} \right). \quad (3.37)$$

Dans l'équation (3.37), la dépendance en rigidité fait intervenir une rigidité caractéristique dont Cholis donne une estimation $\mathcal{R}_0 = 0.5 \text{ GV}$. On note la dépendance en rigidité $f(\mathcal{R}) = (1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2)/(\beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3)$. L'extension du *force field* est effective à basse rigidité. En effet, on a $f(1) \approx 0.81$ et $f(10) = 0.05$ pour les protons. Plus la rigidité est grande plus le modèle de Cholis se comporte comme le *force field*. Dans l'équation (3.36) la polarité du champ magnétique solaire est modélisée avec une fonction marche. Pour les particules chargées positivement ce terme est nul avant le changement de polarité et différent de zéro après. Puisque ce terme est inclus dans $\phi_1(t)$ on s'attend à ce que celui-ci suive la même dépendance en fonction du temps.

L'analyse effectuée pour l'estimation de l'évolution des paramètres $\phi_0(t)$ et $\phi_1(t)$ est similaire à celle effectuée précédemment. La différence majeure réside dans le fait que des degrés de liberté du flux IS de protons sont laissés libres à basse rigidité. En effet, l'estimation du flux IS de protons réalisée dans ce chapitre est valide dans le cadre du modèle du *force field*. Il est donc possible d'utiliser cette estimation pour tester le *force field* avec les flux mensuels d'AMS-02. Ici, nous testons un modèle de modulation différent et le flux IS de protons estimé n'est plus valide. Seuls les nœuds de basse énergie sont laissés libres, les trois derniers (à 100, 400 et 800 GV) sont gardés fixes car supposés non affectés significativement par la modulation solaire. De plus, les flux mensuels sont estimés jusqu'à 50 GV, les degrés de liberté de haute rigidité ne seraient donc pas contraints. Les trois nœuds de plus basse rigidité (1, 7 et 50 GV) sont donc pris comme libres dans l'ajustement. L'ajustement se fait avec un algorithme de minimisation. Pour chaque mois, on calcule le χ^2_{dof} obtenu. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.14 en marqueurs vides. On peut voir que l'ajustement est de meilleure qualité sur l'ensemble de la période, restant en dessous du seuil $\chi^2_{\text{dof}} < 2$. On remarque que même en dehors du changement de polarité l'ajustement est meilleur avec le modèle de Cholis qu'avec le *force field*. Cela vient en partie du fait que toutes les dépendances temporelles sont absorbées dans les paramètres $\phi_0(t)$ et $\phi_1(t)$. Ces paramètres effectifs ne prennent pas en compte la forme de la fonction marche proposée par Cholis pour la modélisation de la polarité magnétique. Le paramètre ϕ_1 peut être non nul avant le changement de polarité. On a donc

un modèle correspondant au *force field* avec un paramètre supplémentaire. Il est donc normal d'avoir un ajustement de meilleure qualité sur toute la période. Dans le pire des cas $\phi_1 = 0$ et l'ajustement est le même que celui du *force field*.

Les séries en temps des paramètres ϕ_0 et ϕ_1 sont présentées sur la figure 3.15. Les erreurs associées aux paramètres sont celles issues de l'algorithme de minimisation et semblent sous estimées. Le but ici est de voir les tendances de chacun des paramètres. Le paramètre ϕ_1 commence avec une valeur très faible. Ce dernier augmente avec le temps. Ce résultat est attendu puisque ϕ_1 modélise en partie le changement de polarité. La courbe ϕ_0 a un comportement proche de celui observé sur la figure 3.13 pour les premiers mois. Pour les mois de l'année 2013 les valeurs du paramètre ϕ_0 deviennent plus faibles car elles sont compensées par la hausse de ϕ_1 .

Le travail présenté ici est encore trop préliminaire pour valider l'observation du changement de polarité magnétique avec les flux mensuels de protons d'AMS-02, mais reste très prometteur. La collaboration travaille à produire des flux en fonction du temps pour différentes espèces, ce qui permettra de réaliser l'analyse simultanément sur les protons et les héliums. D'autres espèces comme les électrons et les positons pourront également être ajoutés à l'analyse. La différence de signe des électrons qui intervient dans la prise en compte de la polarité magnétique solaire permettra de sonder cette dépendance. De même, une étude précise des incertitudes liées aux paramètres $\phi_0(t)$ et $\phi_1(t)$ doit être menée pour pouvoir tester la signification statistique de l'hypothèse $\phi_1(t) = 0$ en fonction du temps. Pour cela un MCMC pourra être utilisé comme précédemment dans ce chapitre. Celui-ci devra néanmoins être optimisé car le nombre de paramètres libres est nettement plus important que précédemment. En considérant l'ensemble des données AMS-02, représentant 60 mois entre juin 2011 et juillet 2016, et en considérant seulement les données protons, cela représente 123 paramètres. L'estimation de la matrice de covariance devient un point clé de l'efficacité du MCMC. Quoi qu'il en soit, les données temporelles de l'expérience AMS-02 représentent un test intéressant pour les modèles de modulation solaire, et devrait permettre de tester des modèles de modulation plus réalistes que le *force field*.

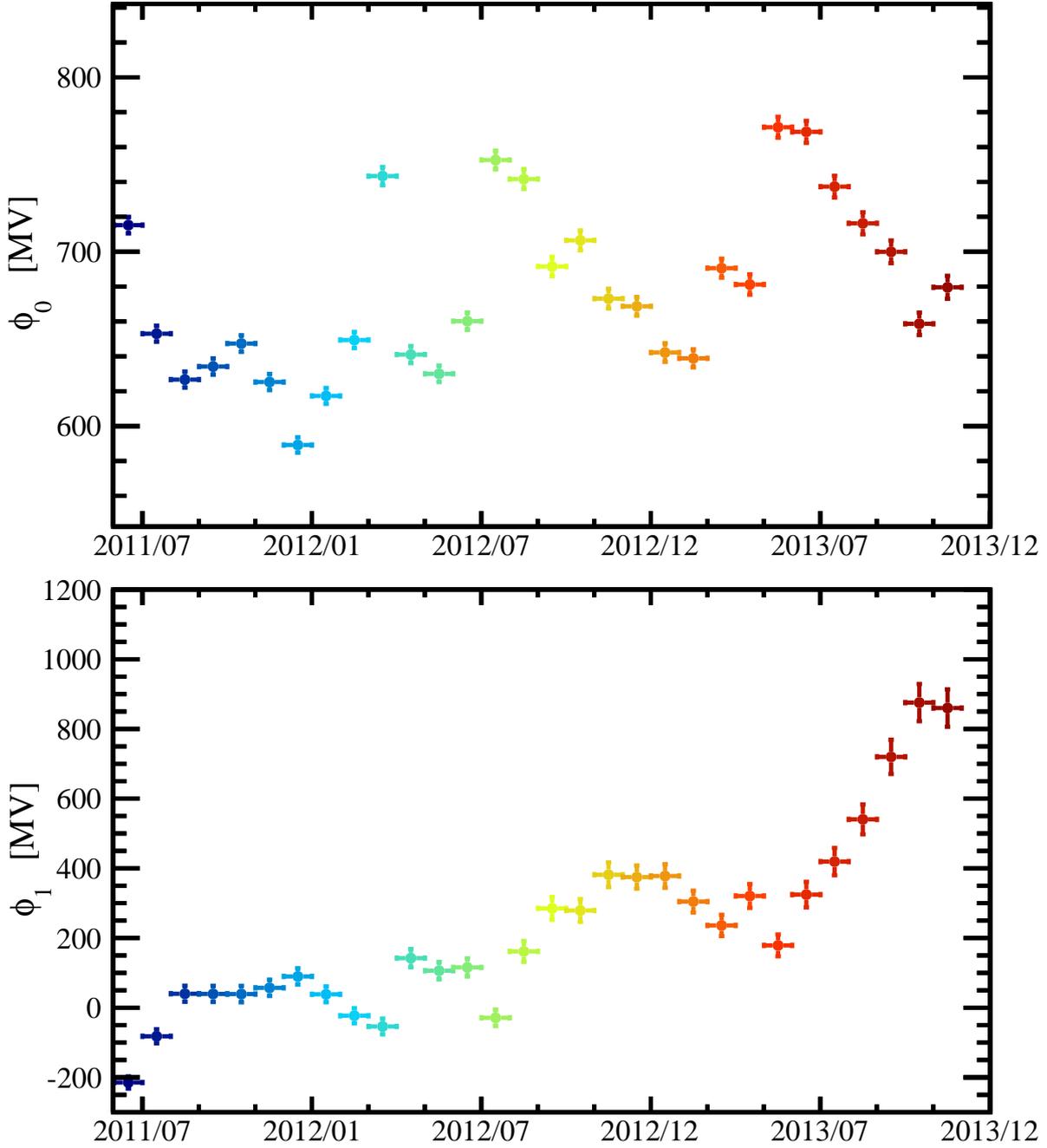


FIGURE 3.15: Figure montrant l'évolution des paramètres $\phi_0(t)$ et $\phi_1(t)$, définis par l'équation (3.36), et estimés à partir des données mensuelles du détecteur AMS-02.

4

Moniteurs à neutrons et modulation solaire

Sommaire

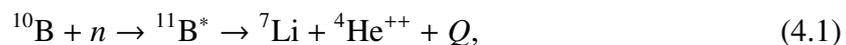
4.1	Les moniteurs à neutrons	122
4.1.1	Le détecteur	122
4.1.2	Du flux TOA aux comptages NM	124
4.1.2.1	Le champ magnétique terrestre et la fonction de transmission $\mathcal{T}(\mathcal{R}, \vec{r}, t)$	124
4.1.2.2	L'atmosphère terrestre et la fonction de <i>yield</i> $\mathcal{Y}(\mathcal{R}, h)$	125
4.1.2.3	En résumé	127
4.2	Détermination de la modulation solaire avec les NM	128
4.2.1	Considération des noyaux lourds	128
4.2.2	Calibration des détecteurs	130
4.2.3	Détermination de ϕ	134
4.2.4	Erreurs systématiques	134
4.3	Résultats et séries en temps	136
4.3.1	Reconstruction des séries en temps	136
4.3.2	Différences entre stations	141
4.3.3	Détermination de ϕ avec d'autres détecteurs	141
4.3.4	Interface Web	144
4.3.5	Comparaison avec AMS-02	146
4.4	Perspectives	147

L'étude de la modulation solaire avec les données TOA du RC a permis d'estimer les flux IS de protons et d'héliums ainsi que les niveaux de modulation solaire pour les expériences utilisées. Dans ce chapitre nous étudions la modulation solaire avec des données issues de détecteurs terrestres, les moniteurs à neutrons (NM pour *neutron monitors*). Ceci conduit à une deuxième estimation de l'évolution temporelle du paramètre de modulation ϕ permettant ainsi de valider l'analyse présentée dans le chapitre précédent. Dans un premier temps le fonctionnement des NM sera abordé, puis le lien entre le signal mesuré et la modulation solaire sera explicité. Enfin, l'analyse effectuée et la construction de séries temporelles des niveaux de modulation seront expliquées. Le travail présenté dans ce chapitre a donné lieu à deux publications. J'ai pu apporter ma contribution dans un premier article [Maurin et al. 2015], en estimant l'ensemble des flux IS, de l'hydrogène au nickel, avec une méthodologie semblable à celle décrite dans le chapitre 3. J'ai également pu mener l'étude présentée dans le second article [Ghelfi et al. 2016] en développant de nouveaux outils de calculs et de visualisation de résultats. Ce travail a été effectué dans la deuxième moitié de ma thèse.

4.1 Les moniteurs à neutrons

4.1.1 Le détecteur

Le développement des moniteurs à neutrons s'est fait après la seconde guerre mondiale, dans le cadre de l'étude des gerbes atmosphériques créées par interaction entre les particules du RC et l'atmosphère terrestre. Dans un papier résumant la mise en place des premiers NM, Simpson explique qu'il cherche initialement à étudier la dépendance des gerbes atmosphériques en fonction de la latitude [Simpson 2000] en détectant les neutrons rapides ($\gtrsim 10$ MeV). Les neutrons de plus basses énergies sont dépendants des conditions locales de détection et Simpson cherche à s'en affranchir. Pour cela, il utilise le dispositif expérimental présenté sur la figure 4.1, composé d'un compteur proportionnel à base de BF_3 enrichi en ^{10}B , qui a une section efficace de capture neutronique inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons. La réaction induite est :



avec $^4\text{He}^{++}$ représentant des particules α , et Q l'énergie excédentaire de la réaction. La perte d'énergie par ionisation dans le gaz du compteur proportionnel est beaucoup plus importante pour les particules α que pour la composante électromagnétique de la gerbe atmosphérique. En ajustant le seuil de détection, Simpson est capable de détecter uniquement les particules α issues de la réaction (4.1). La capture neutronique du BF_3 est d'autant plus efficace que les neutrons sont lents. Simpson utilise de la paraffine pour thermaliser les neutrons rapides incidents et ainsi favoriser la réaction (4.1). Les neutrons lents provenant de l'extérieur du détecteur sont stoppés par une feuille de cadmium ^{113}Cd . La figure 4.1 (figure de gauche) montre deux dispositifs légèrement différents. Le détecteur A sert à la détection des neutrons lents telle que décrite précédemment, et le détecteur B sert à estimer le bruit de fond associé à la mesure. En effet, le cadmium entourant le compteur proportionnel va stopper les neutrons

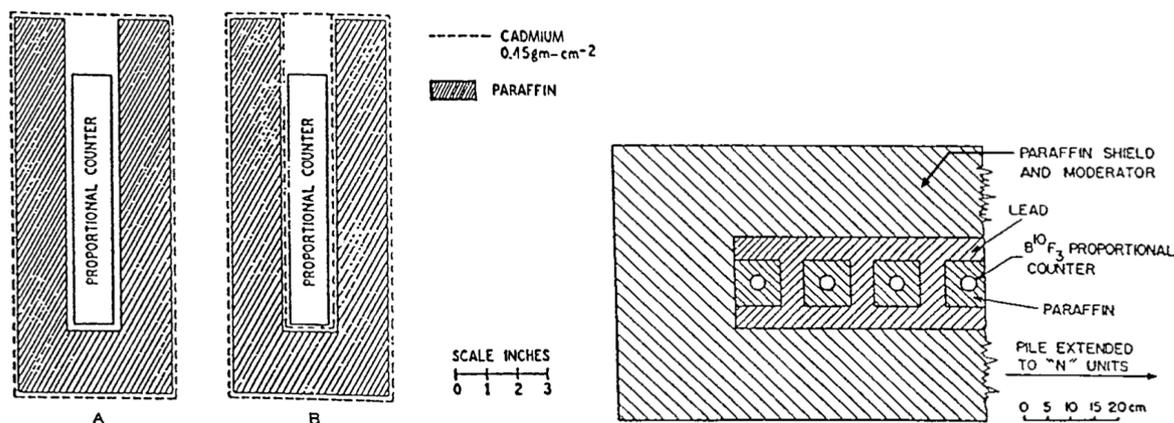


FIGURE 4.1: À gauche : figure montrant le dispositif expérimental mis en place par Simpson pour détecter les neutrons rapides provenant des gerbes atmosphériques. À droite : figure montrant le dispositif expérimental avec une cible de plomb. Les deux dispositifs utilisent le même système de détection basé sur un compteur proportionnel rempli de BF_3 . Figures issues de [Simpson 2000].

thermalisés par la paraffine, rendant en principe le dispositif insensible aux neutrons de la gerbe atmosphérique.

Simpson décide de changer de système de détection en 1948 dans le but d'augmenter le nombre de neutrons détectés. Il rajoute une cible de matériau lourd jouant le rôle d'émetteur de neutrons. La multiplicité des neutrons produits lors de l'interaction d'une particule énergétique avec un matériau possédant A nucléons évoluant comme $A^{2/3}$, il choisit d'utiliser du plomb comme matériau cible. Le dispositif est présenté sur la figure 4.1 (figure de droite). La paraffine extérieure sert de bouclier et de modérateur aux neutrons rentrant dans le détecteur. Les nucléons énergétiques provenant des gerbes atmosphériques interagissent avec le plomb, ce qui génère des neutrons. Ceux-ci sont modérés par la paraffine entourant le compteur proportionnel, puis détectés par ce dernier comme expliqué auparavant. Le dispositif présenté sur la figure 4.1 compte 12 compteurs proportionnels, près de 3000 kg de plomb et 1400 kg de paraffine. Le dispositif présenté ici est toujours utilisé dans les NM aujourd'hui. La simplicité du détecteur a permis une mise en œuvre très tôt (dans les années 50) et donc une prise de données continue sur plus de 60 ans.

En utilisant ce dispositif expérimental, Simpson montre la variation du signal mesuré en fonction de la latitude, ainsi qu'une variation du signal en fonction du temps [Simpson 2000] pour une latitude fixée. En se basant sur les travaux de Scott Forbush et de James VanAllen, il émet deux hypothèses pour expliquer la variation temporelle du taux de comptage dans un NM. La première porte sur la variation du champ magnétique terrestre induisant un changement de la rigidité de coupure. La deuxième concerne la variation du flux de particules pénétrant l'atmosphère. La mesure effectuée par Simpson à différentes latitude valide la seconde hypothèse. En faisant l'hypothèse d'un flux galactique constant sur une telle période de temps, Simpson déduit que l'environnement local modifie le flux galactique, et appelle l'évolution temporelle de cette modification la modulation solaire.

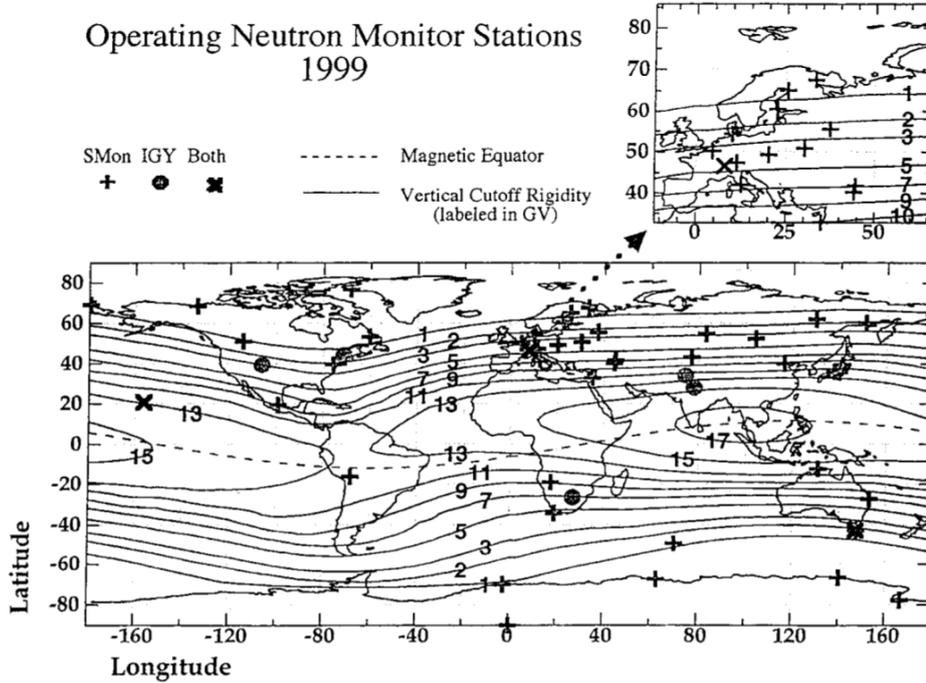


FIGURE 4.2: Figure montrant la disposition de 53 NM actifs en 1999. Les différents marqueurs correspondent à différentes technologies de détection. Les lignes représentent les niveaux de rigidités de coupure verticale. Figure issue de [Simpson 2000].

4.1.2 Du flux TOA aux comptages NM

Lev Dorman étudie l'impact de la position du NM sur le signal mesuré par le détecteur. Il calcule le signal attendu en fonction de la position du NM, des flux TOA de l'ensemble des espèces du RC, et de l'interaction des particules du RC dans l'atmosphère terrestre [Dorman 2004] :

$$N(\vec{r}, t) = \int_0^{\infty} \mathcal{T}(\mathcal{R}, \vec{r}, t) \times \sum_{i=\text{CRs}} \mathcal{Y}_i(\mathcal{R}, h) \frac{dJ_{\text{TOA}}^i}{d\mathcal{R}}(\mathcal{R}, t) d\mathcal{R}, \quad (4.2)$$

avec $N(\vec{r}, t)$ le taux de comptage du NM à une position \vec{r} et un temps t , \mathcal{R} la rigidité des particules du RC, $\mathcal{T}(\mathcal{R}, \vec{r}, t)$ la fonction de transmission du champ géomagnétique à une position et un temps donnés, \mathcal{Y}_i la fonction de *yield* associée à l'espèce i du RC, et J_{TOA}^i le flux TOA de l'espèce i du RC. La fonction de *yield* correspond à la modélisation de l'interaction de la particule initiale dans l'atmosphère terrestre.

4.1.2.1 Le champ magnétique terrestre et la fonction de transmission $\mathcal{T}(\mathcal{R}, \vec{r}, t)$

Comme pour les expériences TOA dont nous avons parlées dans les chapitres précédents, la mesure indirecte des particules du RC dans le cadre d'un détecteur terrestre est sensible au champ magnétique terrestre. Les particules de faible rigidité sont repoussées par le champ magnétique et ne sont pas détectables. En fonction de la position à laquelle se trouve le NM, la sensibilité aux basses rigidités n'est pas la même. En effet, au niveau de l'équateur, l'effet du

champ magnétique est maximal et les particules ayant une rigidité inférieure à quelques GV sont repoussées, alors qu'aux pôles magnétiques l'effet est minimal laissant passer la plupart des particules du RC. La figure 4.2 montre la disposition de NM actifs en 1999 ainsi que les lignes de rigidité de coupures verticale. On peut voir que celle-ci est maximale le long de l'équateur magnétique.

Cette dépendance en fonction de la latitude est prise en compte dans l'équation (4.2) par la fonction de transmission $\mathcal{T}(\mathcal{R}, \vec{r}, t)$. Pour évaluer cette fonction, on peut réaliser une expérience de *backtracing* consistant à simuler la propagation de particules virtuelles dans le champ magnétique terrestre à partir de la position du détecteur [Smart et al. 2003, 2006; Büttikofer et al. 2008]. Les particules sont générées avec des rigidités différentes allant jusqu'à quelques dizaines de GV. La fonction de transmission est calculée comme le taux de particules s'échappant du champ magnétique terrestre pour chaque rigidité. L'évaluation du champ magnétique terrestre est faite à partir des modèles IGRF [Tsyganenko 2013].

La fonction de transmission présentée dans l'équation (4.2) comporte une dépendance temporelle. En effet, le champ magnétique terrestre n'est pas constant et, pour l'étude de l'évolution du taux de comptage d'un NM sur 50 ans, cette variation pourrait avoir un impact. Cet effet est néanmoins négligé dans l'analyse présentée dans ce chapitre.

Dans ce qui suit la fonction de transmission est considérée comme une fonction marche dont la transition se fait à la rigidité de coupure verticale, et l'utilisation d'une fonction de transmission plus réaliste est discutée dans les perspectives.

4.1.2.2 L'atmosphère terrestre et la fonction de *yield* $\mathcal{Y}(\mathcal{R}, h)$

Les NM détectent les particules issues des gerbes atmosphériques, qui résultent de l'interaction entre les particules du RC et l'atmosphère terrestre. Afin de modéliser le signal attendu dans un NM, la prise en compte de cette interaction dans l'atmosphère est nécessaire. Dans l'équation (4.2), cela se fait par le biais de la fonction de *yield* \mathcal{Y} , qui fait la conversion entre le flux TOA et le signal dans le NM. Il s'agit du taux comptage attendu pour un flux unitaire à une rigidité \mathcal{R} donnée. Il y a une fonction de *yield* par espèce du RC. La fonction de *yield* peut être estimée à partir de simulations de gerbes atmosphériques [Clem et Dorman 2000], ou à partir de données directement [Caballero-Lopez et Moraal 2012]. L'estimation des fonctions de *yield* n'est pas détaillée ici, seuls certains points clés sont abordés.

Tout d'abord, les NM ne mesurent pas uniquement la composante neutronique de la gerbe atmosphérique. Si nous avons détaillé l'instrument en tant que détecteur de neutrons, d'autres particules produisent également un signal dans l'instrument. C'est le cas des protons et des muons produits dans les gerbes atmosphériques. Clem et Dorman calculent l'efficacité de détection d'un NM pour différentes particules [Clem et Dorman 2000], et on peut voir sur la figure 4.3 que le détecteur est optimisé pour détecter la composante hadronique des gerbes atmosphériques. Cette efficacité de détection est à mettre en regard de la fluence¹ de chacune des particules produites dans les gerbes atmosphérique, la quantité importante étant le produit de l'efficacité de détection et de la fluence pour chacune des particules produite dans la gerbe atmosphérique. La fluence des neutrons, des muons et des protons est montrée sur la figure 4.4.

1. La fluence est le nombre de particules secondaires produites dans les gerbes atmosphériques par unités de surface de temps et d'énergie. Ici, elle s'exprime en $(\text{cm}^2 \text{ s MeV})^{-1}$.

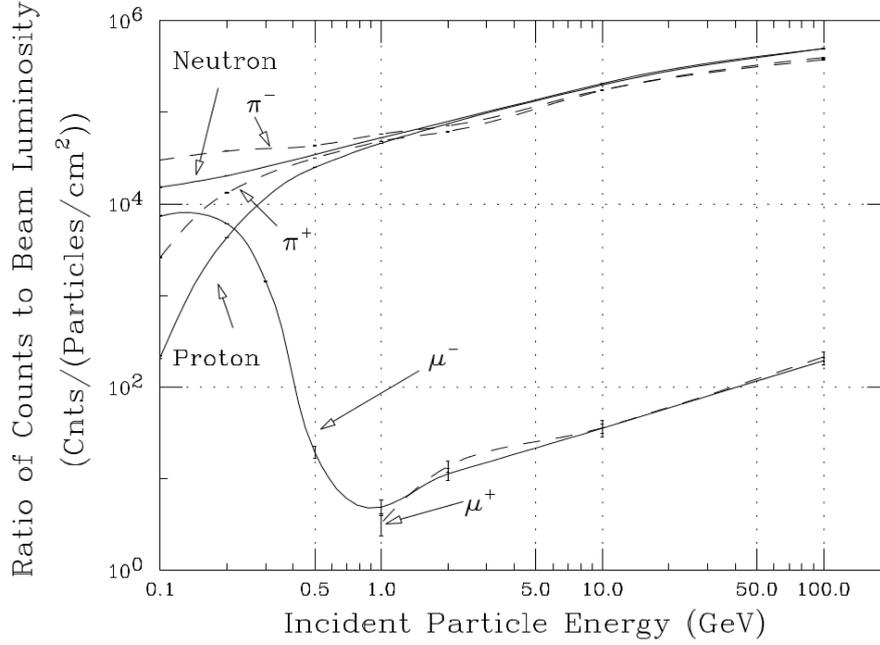


FIGURE 4.3: Figure montrant l'efficacité de détection d'un NM pour différentes particules secondaires produites dans les gerbes atmosphériques. Figure issue de [Clem et Dorman 2000].

Celle-ci est calculée pour une altitude nulle et une rigidité de coupure $\mathcal{R}_c = 0.8$ GV [Maurin et al. 2015]. Les muons sont très présents au niveau du sol. Néanmoins, la faible sensibilité des NM à ces particules permet de quasiment les éliminer. La contribution des protons et des muons dépend légèrement du niveau de modulation solaire mais représente $\sim 8\%$ du signal du NM pour les protons et $\sim 5\%$ pour les muons.

Le deuxième point abordé est la dépendance de la fonction de *yield* en fonction de l'altitude du NM. En effet, en fonction de cette dernière, le développement de la gerbe atmosphérique ne sera pas la même et les fluences de chacune des composantes détectables ne seront pas les mêmes. Ainsi, pour chaque particule contribuant au signal du NM, la dépendance en fonction de l'altitude est modélisée par une exponentielle décroissante.

Dans l'équation (4.2), l'ensemble des espèces du RC a une contribution au signal du NM. Généralement, seules les fonctions de *yield* des protons et des héliums sont estimées. Pour les espèces plus lourdes, la fonction de *yield* correspondante est prise comme :

$$\mathcal{Y}_A(\mathcal{R}, h) = \frac{A}{4} \times \mathcal{Y}_{4\text{He}}(\mathcal{R}, h), \quad (4.3)$$

avec A le nombre de nucléons de l'espèce concernée. L'argument avancé pour cette simplification est la conservation de l'énergie totale par nucléon dans les interactions intervenant dans la création des gerbes atmosphériques. L'égalité du rapport A/Z pour les espèces avec $Z \geq 2$ permet d'exprimer cette relation en fonction de la rigidité. L'équation (4.3) a été validée dans des simulations Monte Carlo sur l'azote, l'oxygène et le fer jusqu'à une altitude de 15 km [Mishev et Velinov 2011].

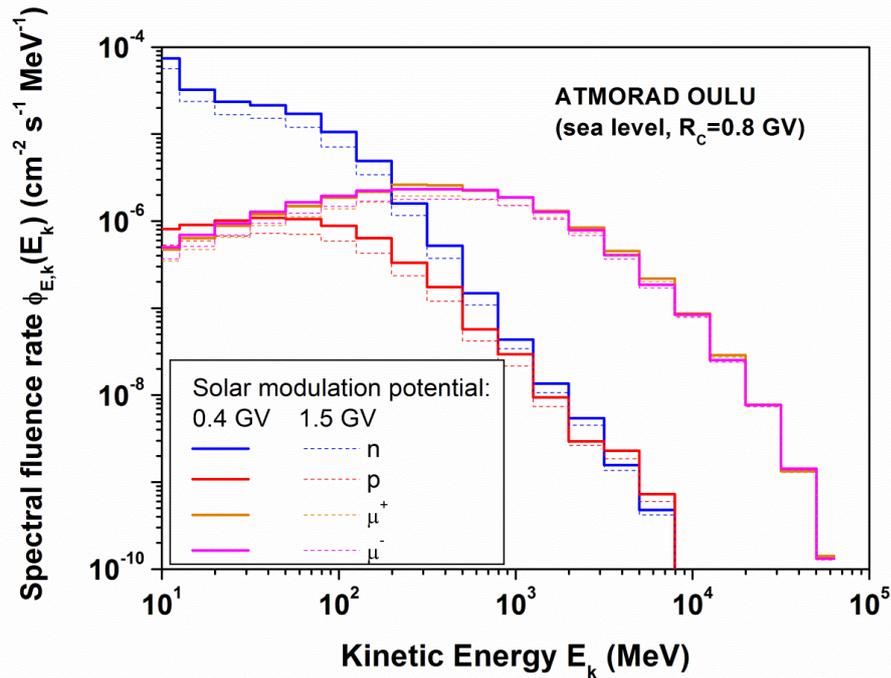


FIGURE 4.4: Figure montrant la fluence des protons, neutrons et muons à une altitude nulle et une rigidité de coupure $\mathcal{R}_c = 0.8$ GV. Les fluences sont calculées pour deux valeurs de modulation différentes à partir du code ATMORAD. Figure issue de [Maurin et al. 2015].

Les différentes fonctions de *yield* utilisées par la suite sont celles proposées par Nagashima N89 [Nagashima et al. 1989, 1990], Clem et Dorman CD00 [Clem 1999; Clem et Dorman 2000], Flückiger F08 [Flückiger et al. 2008], Matthia M09 [Matthiä et al. 2009; Matthiä 2009], Caballero-Lopez CL12 [Caballero-Lopez et Moraal 2012], Mishev M13 [Mishev et al. 2013], et Cheminet C13 [Maurin et al. 2015], et nous considérons la fonction de *yield* C13 comme celle de référence.

4.1.2.3 En résumé

L'équation (4.2) fait intervenir la fonction de transmission du champ géomagnétique et l'interaction des particules du RC dans l'atmosphère terrestre, modélisée par les fonctions de *yield*. Ces deux termes sont pris constants dans le temps et toute la dépendance temporelle du taux de comptage est incluse dans les variations des flux TOA. Ces dernières sont directement liées à la modulation solaire. Ainsi, la variation du taux de comptage dans les NM est supposée provenir uniquement de la modulation solaire. Les NM permettent donc une étude de ce phénomène sur de longues périodes de temps et avec une très bonne résolution temporelle. En effet, les NM mesurent un taux de comptage avec une résolution de l'ordre de la minute. La suite de ce chapitre consiste à décrire comment utiliser ces détecteurs pour reconstruire le paramètre de modulation solaire dans l'approximation du *force field*.

4.2 Détermination de la modulation solaire avec les NM

Nous détaillons ici la procédure de calibration des NM, ainsi que la façon dont est extrait le paramètre ϕ , et les erreurs systématiques associées à son estimation.

4.2.1 Considération des noyaux lourds

L'équation (4.2) fait intervenir l'ensemble des espèces du RC ; ces flux IS doivent donc être déterminés. Les flux de protons et d'héliums sont les mieux mesurés car il s'agit des espèces les plus abondantes. La détermination des flux IS associés est donc plus précise pour ces deux espèces (voir chapitre 3) que pour les plus lourdes. Afin de prendre en compte les espèces les plus lourdes, leurs contributions au signal du NM sont considérées comme un facteur fois celle de l'hélium. L'équation (4.2) peut s'écrire $N(\mathcal{R}, t) = \int_{\mathcal{R}_c}^{\infty} \mathcal{I}(\mathcal{R}, t) d\mathcal{R}$ avec $\mathcal{I}(\mathcal{R}, t) \equiv \sum_{i=\text{CRs}} \mathcal{Y}_i(\mathcal{R}, h) dJ_{\text{TOA}}^i / d\mathcal{R}$. En remplaçant les fonctions de *yield* des espèces lourdes par celle de l'hélium (Eq.(4.3)) et en considérant les espèces lourdes comme un facteur de pondération de l'hélium, on obtient :

$$\mathcal{I} \equiv \sum_i (\mathcal{Y}J)_i \approx \mathcal{Y}_{1\text{H}} \times J_{\text{H}} + \mathcal{Y}_{4\text{He}} \times (1 + s_{Z>2}) \times J_{\text{He}}. \quad (4.4)$$

Le signe \approx de l'équation (4.4) traduit deux approximations. Tout d'abord, J_{H} et J_{He} ne sont pas composés uniquement de ^1H et de ^4He . Or les fonctions de *yield* associées sont estimées sans contamination isotopique. La deuxième approximation vient du fait que la contribution des noyaux avec $Z > 2$ ne s'exprime pas exactement comme un facteur de la contribution de l'hélium. Le facteur s'estime comme :

$$s_{Z>2} \approx \left(\sum_{i=Z>2} A_i \frac{dJ_{\text{TOA}}^i}{d\mathcal{R}} \right) / \left(4 \frac{dJ_{\text{TOA}}^{\text{He}}}{d\mathcal{R}} \right). \quad (4.5)$$

Le processus pour estimer ce facteur de pondération se déroule suivant les étapes suivantes :

1. Récupération des données des flux du RC pour les espèces allant du Li au Ni sur la base de données CRDB ² [Maurin et al. 2014].
2. Estimation des flux IS des noyaux lourds. L'analyse faite ici est similaire à celle proposée pour l'estimation des flux IS de protons et d'héliums dans le chapitre 3. Les flux IS sont modélisés par des fonctions *splines*, et l'ajustement est effectué en utilisant un algorithme de minimisation sur l'ensemble des données simultanément. L'analyse est répétée plusieurs fois en supprimant à chaque itération les données non-compatibles.
3. Calcul des quantités $\sum_{i=Z>2} \mathcal{Y}_i dJ_{\text{TOA}}^i / d\mathcal{R}$ et $\mathcal{Y}_{4\text{He}} dJ_{\text{TOA}}^{\text{He}} / d\mathcal{R}$, correspondant aux contributions des espèces lourdes et des héliums au signal d'un NM. Les fonctions de *yield* se simplifient grâce à l'équation (4.3). Pour calculer ces quantités, un niveau de modulation est nécessaire ; nous prendrons ici $\phi_{\text{Ref}} = 600 \text{ MV}$.
4. Calcul de $s_{Z>2}$ en fonction de la rigidité. Comme l'approximation faite pour le calcul de $s_{Z>2}$ n'est pas exacte, la valeur estimée dépend de la rigidité considérée. Le facteur de

2. <http://lpsc.in2p3.fr/crdb>

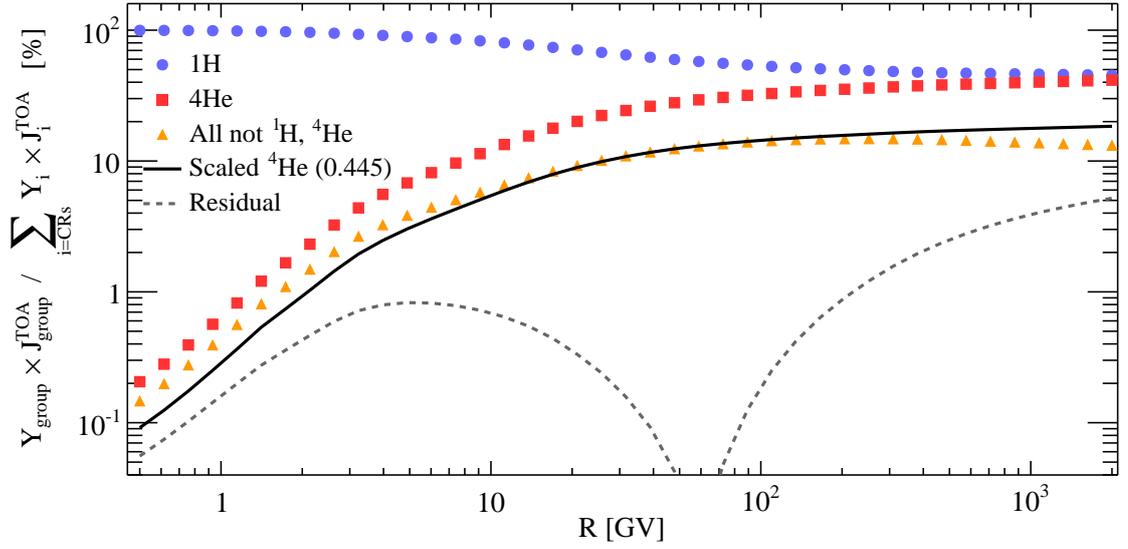


FIGURE 4.5: Figure montrant les contributions estimées de chacune des composantes du RC au signal d'un NM. Le calcul est fait à partir de l'estimation des flux IS. La ligne continue représente la contribution des héliums, pondérée par un facteur $s_{Z>2} = 0.445$. La ligne pointillée représente la différence entre la contribution calculée des noyaux lourds et la contribution pondérée des héliums.

pondération global est pris comme celui minimisant l'écart entre $\sum_{i=Z>2} A_i dJ_{\text{TOA}}^i / dR$ et $s_{Z>2} (4 dJ_{\text{TOA}}^{\text{He}} / dR)$.

Le processus ainsi réalisé permet d'estimer le facteur de pondération sur l'ensemble de la gamme de rigidité disponible, entre ~ 1 GV et ~ 1 TV. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.5. Le facteur de pondération reproduisant au mieux la contribution des noyaux lourds est $s_{Z>2} = 0.455$. L'écart entre la contribution à partir des flux IS et l'estimation par facteur de pondération est minimal autour de 50 GV. On peut voir sur la figure 4.6 que le signal enregistré par un NM provient préférentiellement des rigidités comprises entre 10 GV et 100 GV. Il est donc attendu que le facteur de pondération optimal minimise la différence à cette rigidité. La valeur du facteur de pondération obtenue n'est pas sensible au choix de la valeur du paramètre de modulation ϕ_{Ref} utilisé. Les sources d'incertitudes sur le facteur de pondération proviennent des ajustements effectués sur les données pour l'estimation des flux IS, ainsi qu'à la différence résiduelle entre la contribution estimée à partir des flux IS et celle à partir du facteur de pondération. Ainsi, on obtient :

$$s_{Z>2} = 0.455 \pm 0.005(\text{Ajustement}) \pm 0.03(\text{Residu}). \quad (4.6)$$

L'erreur systématique attribuée au résidu est estimée à 3%, valeur atteinte pour une rigidité de 1 TV. On peut voir sur la figure 4.6 que les particules du RC de cette rigidité contribuent à hauteur de 1% au signal mesuré par un NM.

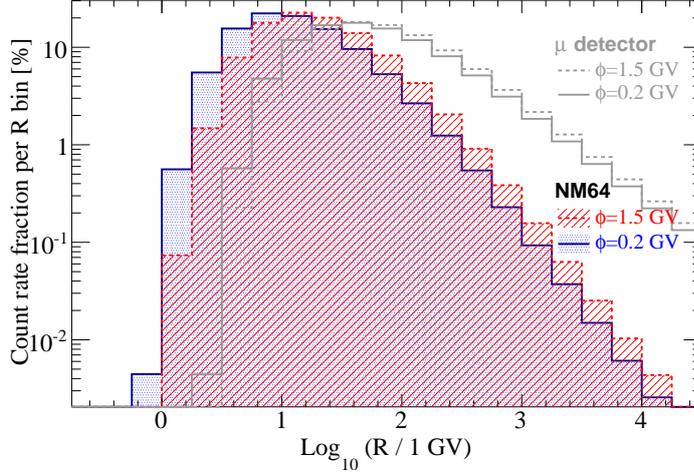


FIGURE 4.6: Figure montrant la contribution au nombre de coups dans un NM en fonction de la rigidité de la particule du RC. Les lignes grises correspondent à des détecteurs à muons (voir section 4.3.3) et les lignes bleues et rouges correspondent à un NM. Le calcul est fait à partir de l'estimation des flux IS pour deux valeurs de modulation solaire différentes. On voit que les NM sont très sensibles aux particules du RC ayant une rigidité supérieure à 10 GV. Figure issue de [Maurin et al. 2015].

4.2.2 Calibration des détecteurs

Les fonctions de *yield* modélisent le signal attendu dans un NM sans nécessairement tenir compte de l'environnement de détection local (l'épaisseur des murs autour du détecteur par exemple). Ce dernier peut avoir un impact sur le taux de comptage mesuré. Le processus de calibration consiste à établir le lien entre le taux de comptage mesuré par un NM s et celui estimé avec la relation (4.2) avec une fonction de *yield* y , tel que :

$$N_s^{\text{data}}(t) = k_{s,y}^{\text{corr}} \times N_{s,y}^{\text{calc}}(t), \quad (4.7)$$

$$= k_{s,y}^{\text{corr}} \int_{\mathcal{R}_c^s}^{\infty} \sum_{i=\text{CR}_s} \mathcal{Y}_i^y(\mathcal{R}, h) \frac{dJ_{\text{TOA}}^i(\mathcal{R}, t)}{d\mathcal{R}} d\mathcal{R}, \quad (4.8)$$

avec $k_{s,y}^{\text{corr}}$ le facteur de calibration pour le NM s et la fonction de *yield* y . La somme sur l'ensemble des espèces du RC comprend les protons et les héliums pondérés du facteur prenant en compte les espèces plus lourdes. Ce facteur fait intervenir les taux de comptage mesurés par les NM. Celles-ci sont récupérées sur la base de données NMDB³ recensant de nombreuses stations NM en Europe et en Antarctique.

Le deuxième élément qui intervient dans l'équation (4.8) est le flux TOA de protons de d'héliums. Ces flux TOA sont pris comme les mesures des flux réalisées par les expériences utilisées dans le chapitre 3. Ainsi, pour chaque expérience ayant mesuré simultanément le flux de protons et d'héliums, et passant le critère de sélection discuté dans le chapitre précédent, on calcule le signal attendu dans chaque NM considéré grâce à l'équation (4.8), et on compare au signal mesuré sur la période de temps correspondant à l'expérience en question. Le rapport

3. <http://www.nmdb.eu/>

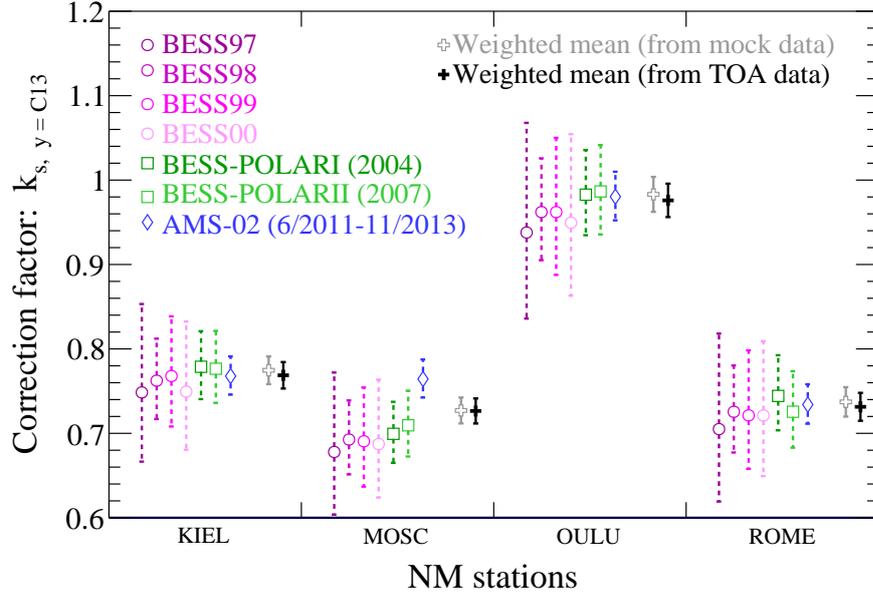


FIGURE 4.7: Figure montrant les facteurs de calibration calculés pour quatre NM différents. Les marqueurs de couleurs représentent les résultats obtenus pour chaque expérience. Les marqueurs noirs correspondent à la moyenne pondérée des différentes expériences et les marqueurs gris correspondent aux mêmes résultats obtenus sur des données simulées. Les facteurs sont calculés avec la fonction de *yield* C13.

de ces deux taux de comptage donne le facteur de correction pour le NM et l'expérience considérée. On obtient donc :

$$k_{s,y,\text{exp}}^{\text{corr}} = \frac{\langle N_s^{\text{data}} \rangle_{\text{exp}}}{N_{s,y,\text{exp}}^{\text{calc}}(J_{\text{TOA}}^{\text{H,He}})}, \quad (4.9)$$

avec $\langle N_s^{\text{data}} \rangle_{\text{exp}}$ le taux de comptage mesuré par le NM (moyenné sur la durée de l'expérience considérée), et $N_{s,y,\text{exp}}^{\text{calc}}(J_{\text{TOA}}^{\text{H,He}})$ le taux de comptage calculé à partir des flux TOA de protons et d'hélium mesurés par l'expérience. Les expériences utilisées pour le calcul du facteur de calibration sont AMS-02 [Aguilar et al. 2015a,b], BESS98, BESS99, BESS00 [Shikaze et al. 2007], BESS-POLARI, et BESS-POLARII [Abe et al. 2016].

Les résultats des facteurs de calibration obtenus sont présentés sur la figure 4.7. La sélection des données réalisée dans le chapitre 3 permet d'avoir des données cohérentes entre elles et donc des facteurs de correction qui varient peu d'une expérience à l'autre. Les erreurs sur les facteurs de correction proviennent de la propagation des erreurs des flux mesurés. Le facteur de calibration global est calculé comme la moyenne pondérée sur toutes les expériences.

Ainsi, on a :

$$\langle k_{s,y}^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}} = \frac{\sum_{\text{exp}} \frac{k_{s,y,\text{exp}}^{\text{corr}}}{(\Delta k_{s,y,\text{exp}}^{\text{corr}})^2}}{\sum_{\text{exp}} \frac{1}{(\Delta k_{s,y,\text{exp}}^{\text{corr}})^2}}, \quad (4.10)$$

$$\Delta \langle k_{s,y}^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}} = \left(\sum_{\text{exp}} \frac{1}{(\Delta k_{s,y,\text{exp}}^{\text{corr}})^2} \right)^{-1/2}. \quad (4.11)$$

Dans l'équation (4.10), le terme $\langle k_{s,y}^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}}$ désigne le facteur de correction moyenné sur l'ensemble des expériences pour un NM s et une fonction de *yield* y . Le fait de prendre la moyenne pondérée comme estimateur de la valeur global permet de s'affranchir des fluctuations éventuelles des données dont le flux est mesuré avec plus d'incertitudes. Dans notre cas, les données d'AMS-02 et de BESS-POLAR ont le plus de poids. L'équation (4.11) donne l'erreur associée à l'estimation du facteur de correction global en utilisant la propagation des erreurs sur l'équation (4.10). On peut voir sur la figure 4.7 que le facteur de correction du NM MOSC pour l'expérience AMS-02 est très différent. Cette différence s'explique par une dérive temporelle observable directement dans les données du NM. Étant donné ce changement non répertorié par la base de données NMDB, le NM MOSC ne sera pas utilisé par la suite pour l'estimation de la modulation solaire.

La figure 4.7 présente également des facteurs de correction calculés à partir de données générées (marqueurs gris clairs). Ces données sont simulées en prenant l'estimation des flux IS de protons et d'héliums du chapitre 3, et en produisant des flux TOA en utilisant les paramètres de modulation associés à chacune des expériences utilisées. Les erreurs associées à ces flux simulés sont les mêmes que celles présentes dans les données. La même démarche que celle décrite précédemment est appliquée et les facteurs de correction globaux obtenus doivent être comparés à ceux estimés directement à partir des données. L'écart entre les deux est considéré comme une erreur systématique et vient s'ajouter à l'erreur estimée à partir des données. Cela permet d'arriver à $\Delta \langle k^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}} / \langle k^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}} = 2.2\%$, indépendamment du NM et de la fonction de *yield* choisie.

La procédure décrite ici pour calibrer les NM est utilisable pour l'ensemble des fonctions de *yield*. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.8, montrant l'écart relatif entre les facteur de correction pour une fonction de *yield* donnée et la fonction de *yield* C13 utilisée comme référence. On observe une différence entre les différentes fonctions de *yield* pouvant atteindre 25%. Néanmoins, cet écart est stable à travers l'ensemble des NM considérés, témoignant de la stabilité du facteur de correction pour différentes rigidités de coupure, différentes altitudes et dans différents environnement de détection.

L'ensemble des facteurs de correction calculés sont présentés dans le tableau 4.1. Les stations NM présentées dans ce tableau sont disponibles sur NMDB⁴ et ont des données recouvrant l'ensemble des expériences utilisées pour le calcul des facteurs de calibration. Les différentes stations sont situées à des latitudes différentes proposant des mesures à des

4. <http://www.nmdb.eu/>

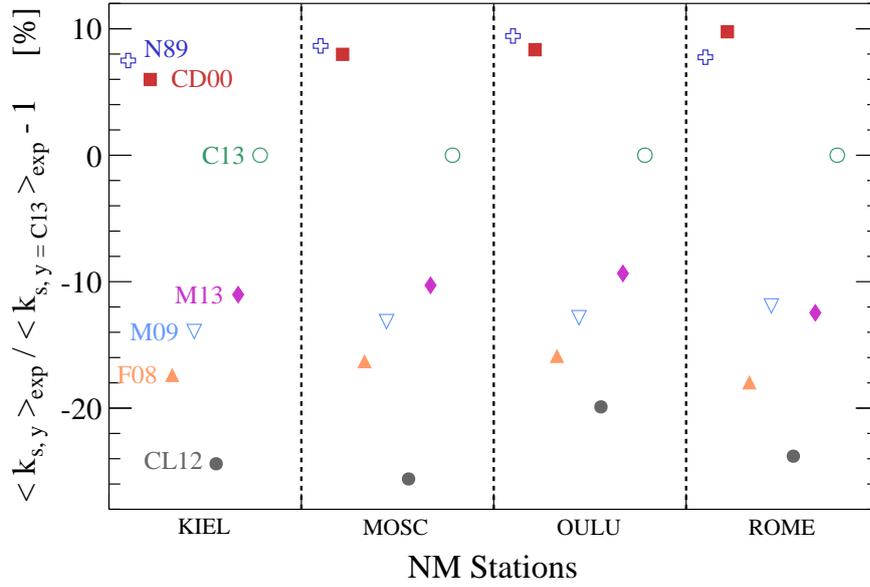


FIGURE 4.8: Figure montrant les facteurs de corrections globaux pour différents NM et différentes fonctions de *yield*. La figure montre la différence relative (en %) par rapport aux facteurs de correction estimés pour la fonction de *yield* de référence C13.

Station	R_c [GV]	h [m]	$\langle k_{s,y}^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}}$						
			N89	CD00	F08	M09	CL12	M13	C13
Almaty	6.69	3340	0.751	0.712	0.687	0.570	0.476	0.562	0.861
Rome	6.27	60	0.787	0.802	0.599	0.643	0.540	0.639	0.731
Moscow	2.43	200	0.789	0.784	0.608	0.631	0.520	0.651	0.727
Kiel	2.36	54	0.828	0.817	0.637	0.663	0.570	0.686	0.770
Newark	2.02	50	0.906	0.899	0.697	0.724	0.624	0.750	0.852
Kerguelen	1.14	33	1.100	1.090	0.848	0.878	0.754	0.913	1.010
Oulu	0.78	15	1.070	1.060	0.821	0.850	0.743	0.885	0.963
McMurdo	0.30	48	1.320	1.300	1.010	1.050	0.909	1.090	1.220
Thule	0.30	26	1.210	1.200	0.935	0.968	0.834	1.010	1.120
SouthPole	0.10	2820	1.010	0.993	0.898	0.799	0.701	0.830	1.270
TerreAdelie	0.00	45	1.130	1.120	0.869	0.899	0.789	0.934	1.030

TABLE 4.1: Facteurs de corrections $\langle k_{s,y}^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}}$ pour différents NM (classés par rigidités de coupure croissantes) et différentes fonctions de *yield* : N89 [Nagashima et al. 1989], CD00 [Clem et Dorman 2000], F08 [Flückiger et al. 2008], M09 [Matthiä et al. 2009; Matthiä 2009], CL12 [Caballero-Lopez et Moraal 2012], M13 [Mishev et al. 2013], C13 [Maurin et al. 2015]. L'incertitude associée à ces facteurs est de 2.2%.

rigidités de coupures variées. De même, l'altitude des NM présentés s'étale entre 15 mètres et plus de 3 kilomètres. Cela va permettre de regarder si la procédure d'estimation du paramètre de modulation est sensible à la position géographique du NM.

4.2.3 Détermination de ϕ

La procédure de calibration décrite précédemment permet de s'assurer que les taux de comptage mesurés par les NM et ceux calculés à partir des flux TOA mesurés sont en adéquation. Une fois cette étape effectuée, les NM peuvent être utilisés pour estimer les paramètres de modulation solaire. Pour cela, un temps initial, un temps final et une résolution temporelle sur laquelle on souhaite étudier la modulation solaire sont fixés. Pour chaque intervalle de temps de cette période, le taux de comptage dans le NM est calculé comme la moyenne des taux de comptage compris dans l'intervalle. Ce taux de comptage est comparé à celui prédit par l'équation (4.2) multiplié par le facteur de calibration correspondant au NM et à la fonction de *yield* utilisée. Les flux TOA sont calculés dans le cadre de l'approximation du *force field* (Eq.(3.21)), à partir des flux IS estimés dans le chapitre 3 et d'un paramètre de modulation solaire ϕ . Il faut trouver la valeur de ϕ minimisant l'écart entre le taux de comptage mesuré et le taux de comptage calculé. Pour cela, on définit un χ^2 dont le seul paramètre libre est ϕ et qui prend la forme :

$$\chi^2(\phi) = \left(\frac{N_s^{\text{data}} - k_{s,y}^{\text{corr}} \times N_{s,y}^{\text{calc}}(\phi)}{\Delta N_s^{\text{data}}} \right)^2, \quad (4.12)$$

avec N_s^{data} le taux de comptage dans le NM s , $k_{s,y}^{\text{corr}} \times N_{s,y}^{\text{calc}}(\phi)$ le taux de comptage calculé dans le même NM en considérant une fonction de *yield* y et un paramètre de modulation ϕ , et ΔN_s^{data} l'erreur sur le taux de comptage mesuré. Il y a un χ^2 par intervalle de temps, chacun menant à une estimation du paramètre de modulation. Il est également possible de demander d'ajuster simultanément les données de plusieurs NM. Dans ce cas, le nombre de paramètre reste égal à un mais le nombre de point de données devient égal au nombre de NM considérés, et l'équation (4.12) devient alors :

$$\chi^2(\phi) = \sum_s \left(\frac{N_s^{\text{data}} - k_{s,y}^{\text{corr}} \times N_{s,y}^{\text{calc}}(\phi)}{\Delta N_s^{\text{data}}} \right)^2. \quad (4.13)$$

Cette étude n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse, où l'on s'est focalisé sur la détermination des niveaux de modulation avec un seul NM à la fois. La prise en compte de plusieurs NM simultanément est une piste d'amélioration de notre analyse. En principe, ajuster simultanément les données de plusieurs NM permet de relâcher des contraintes sur les flux IS. En effet, il est possible de laisser libre certains nœuds des fonctions *splines* modélisant les flux IS du RC. La mesure effectuée par les NM étant une mesure intégrale, peu sensible aux basses énergies, il est cependant probable que laisser les flux IS libres dans l'ajustement ne soit pas concluant.

Dans le cadre de cette thèse nous considérons l'ajustement de un seul NM à la fois, et seul le paramètre de modulation solaire est laissé libre. La minimisation du χ^2 présenté dans l'équation (4.12) se fait avec l'algorithme de minimisation déjà utilisé dans le chapitre 3.

4.2.4 Erreurs systématiques

Afin d'estimer la précision avec laquelle les paramètres de modulation solaire sont établis à l'aide des NM, on compare les résultats obtenus ici avec ceux du chapitre 3 estimés direc-

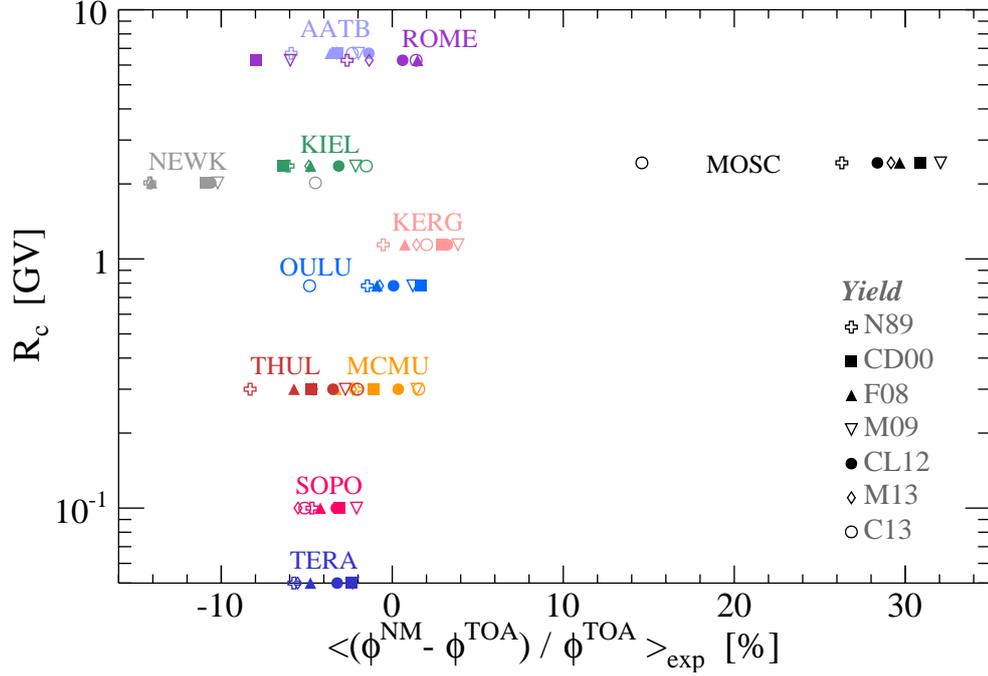


FIGURE 4.9: Figure montrant la différence relative entre les paramètres de modulation estimés à partir des NM et des flux TOA. Les symboles représentent différentes fonctions de *yield*, et les couleurs différents NM.

tement à partir des données TOA. La procédure décrite précédemment permet d'établir une série en temps $\phi(t)$ pour un NM s et une fonction de *yield* y . On calcule l'écart relatif moyen entre les séries en temps ainsi calculées et les paramètres de modulation issus de l'analyse des flux TOA :

$$\left\langle \frac{\Delta\phi^{\text{NM}}}{\phi^{\text{NM}}} \right\rangle_{\text{exp}}^{s,y} = \frac{1}{n_{\text{exp}}} \sum_{i=\text{exp}} \frac{\phi_{s,y}^{\text{NM}}[t_i^{\text{start}}; t_i^{\text{stop}}] - \phi_i^{\text{TOA}}}{\phi_i^{\text{TOA}}}. \quad (4.14)$$

Dans l'équation (4.14), le terme $\phi_{s,y}^{\text{NM}}[t_i^{\text{start}}; t_i^{\text{stop}}]$ désigne la moyenne des valeurs de ϕ sur l'intervalle de temps $[t_i^{\text{start}}; t_i^{\text{stop}}]$ correspondant à la durée de l'expérience i considérée. L'ensemble des écarts obtenus est présenté sur la figure 4.9. Le premier constat est le comportement pathologique du NM situé à Moscou (MOSC) déjà abordé précédemment. La dérive dans les données sur la période correspondant à l'expérience AMS-02 biaise le résultat obtenu. Pour un NM, la dispersion due au choix de la fonction de *yield* est inférieure à 10%, largement inférieure aux $\sim 25\%$ de variation obtenus sur les facteurs de corrections.

Le budget total des incertitudes sur le paramètre de modulation ϕ reconstruit avec les NM se divise en trois points, correspondant aux différents ingrédients utilisés dans l'analyse :

- L'incertitude systématique liée au choix de la fonction de *yield*. En utilisant la figure 4.9, on peut estimer cette dispersion comme $\langle \sigma_{\phi^{\text{NM}}} / \phi^{\text{NM}} \rangle_y \approx \pm 6\%$. Cette variation typique est similaire pour l'ensemble des NM considérés à l'exception de ROME, qui présente une dispersion plus importante. Ce dernier ne sera plus considéré par la suite.

- L’incertitude liée à l’estimation du facteur de calibration des NM. La propagation de l’erreur sur le facteur de correction mène à une incertitude sur le paramètre de modulation reconstruit de $\langle \Delta\phi^{\text{NM}}/\phi^{\text{NM}} \rangle_{k^{\text{corr}}} \approx \pm 11\%$. Cette incertitude comprend également l’erreur sur le facteur de pondération des espèces plus lourdes que l’hélium, qui est pris en compte dans l’estimation du facteur de calibration. Cette erreur peut être réduite en effectuant des mesures plus précises des flux TOA de protons et d’héliums.
- L’incertitude liée à l’estimation des flux IS de protons et d’héliums. Nous avons vu dans le chapitre 3, que l’ensemble des chaînes de Markov extraites du MCMC permettaient d’estimer l’incertitude associée aux flux IS. Afin de propager cette incertitude dans l’estimation du paramètre de modulation avec les NM, nous effectuons une analyse par jeu de paramètres des flux IS du MCMC du chapitre 3. Nous obtenons ainsi une valeur de modulation par analyse, pour chaque intervalle de temps, et calculons la dispersion obtenue pour trouver $\Delta\phi_{\text{JIS}}^{\text{NM}} \approx \pm 25 \text{ MV}$.

Ces différentes sources d’incertitudes sont ajoutées quadratiquement sans corrélation, tel que $(\Delta\phi^{\text{NM}}/\phi^{\text{NM}})^2 = (\langle \sigma_{\phi^{\text{NM}}/\phi^{\text{NM}}} \rangle_y)^2 + (\langle \Delta\phi^{\text{NM}}/\phi^{\text{NM}} \rangle_{k^{\text{corr}}})^2 + (\Delta\phi_{\text{JIS}}^{\text{NM}}/\phi^{\text{NM}})^2$.

L’intégralité de l’analyse a été présentée dans cette section, comprenant la calibration des NM, la prise en compte des espèces lourdes du RC, la détermination de ϕ et l’estimation des incertitudes systématiques associées. Dans la section suivantes nous discutons les résultats obtenus pour la reconstruction de séries temporelles de niveaux de modulation dans l’approximation du *force field*.

4.3 Résultats et séries en temps

Les résultats présentés dans cette section portent sur la reconstruction de séries temporelles de paramètres de modulation solaire avec les NM. Nous nous intéresserons d’abord à la période correspondant aux expériences utilisées dans le chapitre 3, puis nous généraliserons ce résultat sur une période allant de 1957 à nos jours. Nous regarderons également les différences sur les paramètres de modulation reconstruits en fonction du NM choisi. Enfin nous finirons sur la mise en place d’une interface web servant à accéder aux résultats obtenus, et sur la comparaison avec les données mensuelles extraites grâce à l’expérience AMS-02.

4.3.1 Reconstruction des séries en temps

Nous avons détaillé dans la section précédente comment calculer un paramètre de modulation solaire à partir d’un NM sur un intervalle de temps et avec une résolution temporelle arbitraire. La figure 4.10 montre le résultat obtenu avec le NM KERG (situé sur les îles Kerguelen) entre 1996 et 2016, correspondant à la période des expériences servant à la calibration des NM. La résolution temporelle avec laquelle l’analyse a été faite est de 10 jours. L’accord visuel entre les données NM et les données TOA est à prendre avec du recul. En effet, les expériences BESS97 \rightarrow 00 sont effectuées sur une période de ~ 24 heures, alors que les niveaux de modulation estimés à partir des NM sur les périodes équivalentes sont moyennés sur 10 jours, et sont donc moins sensibles aux fluctuations de modulation solaire. En revanche, sur cette figure la comparaison est appropriée pour les expériences dont le temps de prise de données est supérieur à la résolution temporelle utilisée pour l’analyse NM. C’est le cas des

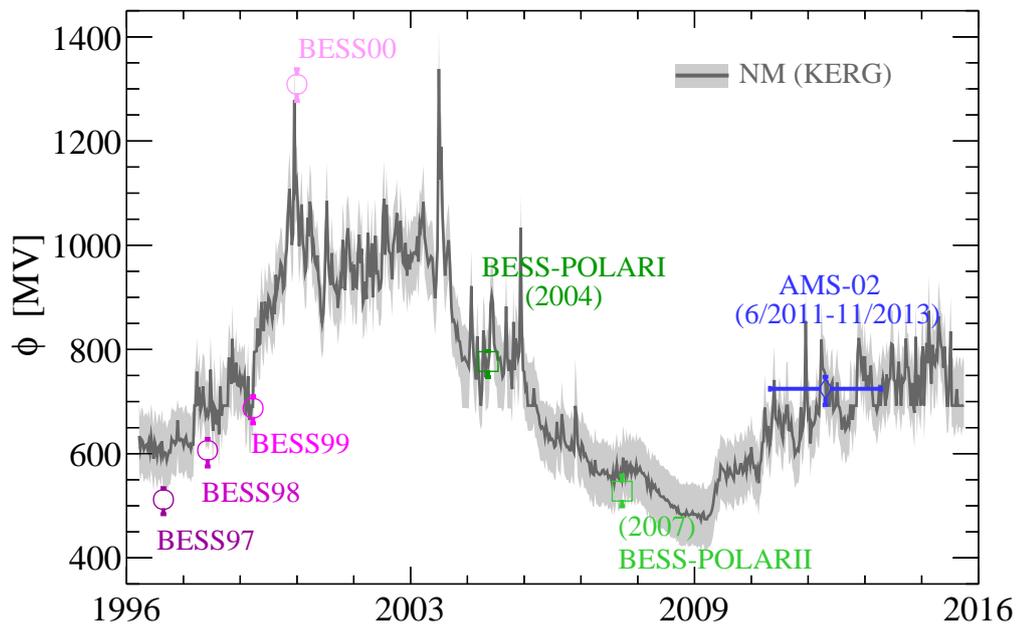


FIGURE 4.10: Figure montrant l'évolution temporelle du paramètre de modulation ϕ , dans l'approximation du *force field*, estimé à partir du NM KERG entre 1996 et 2016. Les marqueurs représentent l'estimation faite à partir des expériences TOA décrites dans le chapitre 3. Le trait gris foncé correspond au paramètre donnant le meilleur ajustement, et la bande grise à la déviation standard à 1σ .

expériences BESS-POLARI et II et AMS-02. Pour ces trois expériences, on peut constater un bon accord témoignant d'une bonne implémentation de la procédure de calibration.

La procédure détaillée précédemment peut être étendue à une période de temps plus large. Il en va de même pour l'analyse du chapitre 3 : une fois les flux IS fixés, le paramètre de modulation associé à n'importe quelle expérience peut être déterminé. Le résultat obtenu est montré sur la figure 4.11. Le cadre du haut est issu de cette analyse et le cadre du bas est issu de l'analyse d'Usoskin [Usoskin et al. 2011], faisant référence dans le domaine. La figure 4.11 est là encore illustrative. En effet, pour des raisons de visibilité, l'analyse NM a été faite avec une résolution temporelle de 30 jours, largement supérieure à la majorité des temps de mesure des expériences TOA présentées. Les données des expériences TOA de la figure 4.11 sont récupérées sur CRDB [Maurin et al. 2014] et sont composées :

- D'expériences sur satellite : Discoverer [Stone 1964], OGO1 [Comstock et al. 1969], Pioneer8 [Lezniak et Webber 1971], IMP 3, 4, 5, 6, 7 et 8 [Fan et al. 1965, 1966; Balasubrahmanyam et al. 1966; Hsieh 1970; Hsieh et al. 1971; Garcia-Munoz et al. 1975; Mewaldt et al. 1976; Beatty et al. 1985], Voyager1-HET [Webber et Yushak 1983], ISEE3-MEH [Kroeger 1986], CRRES [Clayton et al. 2000], EPHIN [Kühl et al. 2016], AMS-01 [AMS Collaboration et al. 2000a,b], PAMELA [PAMELA Collaboration et al. 2011, 2013b; Adriani et al. 2016], et AMS-02 [Aguilar et al. 2015a,b].
- D'expériences sur ballons atmosphériques LEAP [Seo et al. 1991], MASS 89 et 91⁵ [Webber et al. 1991; Bellotti et al. 1999], SMILI-I and II [Beatty et al. 1993; Wefel et al. 1995], IMAX92 [Menn et al. 2000], CAPRICE 94 et 98 [Boezio et al. 1999, 2003], BESS93 à BESS-PolarII [Seo et al. 2001; Wang et al. 2002; Shikaze et al. 2007; Abe et al. 2015].
- D'expériences sur ballons sans noms ayant effectué des mesures entre les années 50 et les années 80 McDonald [1956, 1957, 1959]; Fowler et al. [1957]; Freier et al. [1958]; McDonald et Webber [1959, 1960]; Aizu et al. [1961]; Meyer et Vogt [1963]; Webber et McDonald [1964]; Fichtel et al. [1964a,b]; Ormes et Webber [1964, 1968]; Freier et Waddington [1965]; Freier et Waddington [1965]; Freier et Waddington [1968]; Balasubrahmanyam et al. [1966]; Courtier et Lenney [1966]; Badhwar et al. [1967]; Durgaprasad et al. [1967]; Foster et Schrautemeier [1967]; Hofmann et Winckler [1967]; Rygg et Earl [1971]; Ryan et al. [1972]; Smith et al. [1973]; Garrard et al. [1973]; Rygg et al. [1974]; Leech et Ogallagher [1978]; Bogomolov et al. [1979]; Webber et Yushak [1983]; Webber et al. [1987].

L'analyse effectuée par Usoskin [Usoskin et al. 2011] est basée sur le même principe que celle présentée ici. Cependant, le flux IS de protons et d'héliums choisis correspondent à des modèles paramétriques établis par Burger à partir des données de l'expérience Ulysses [Burger et al. 2000]. Usoskin réalise l'analyse à partir des NM et nous avons effectué l'analyse TOA en prenant la même hypothèse du flux IS.

L'accord entre l'analyse NM et l'analyse TOA semble très bon à partir du début des années 90 et légèrement moins bon avant cette date. De plus, l'analyse effectuée par Usoskin semble proposer un meilleur accord entre les niveaux de modulation TOA et NM avant 1990. Cette impression est à pondérer avec la durée des expériences (de manière générales courtes avant

5. Pour MASS91, les points de basses énergie (en dessous de la coupure géomagnétique) sont exclus de l'ajustement.

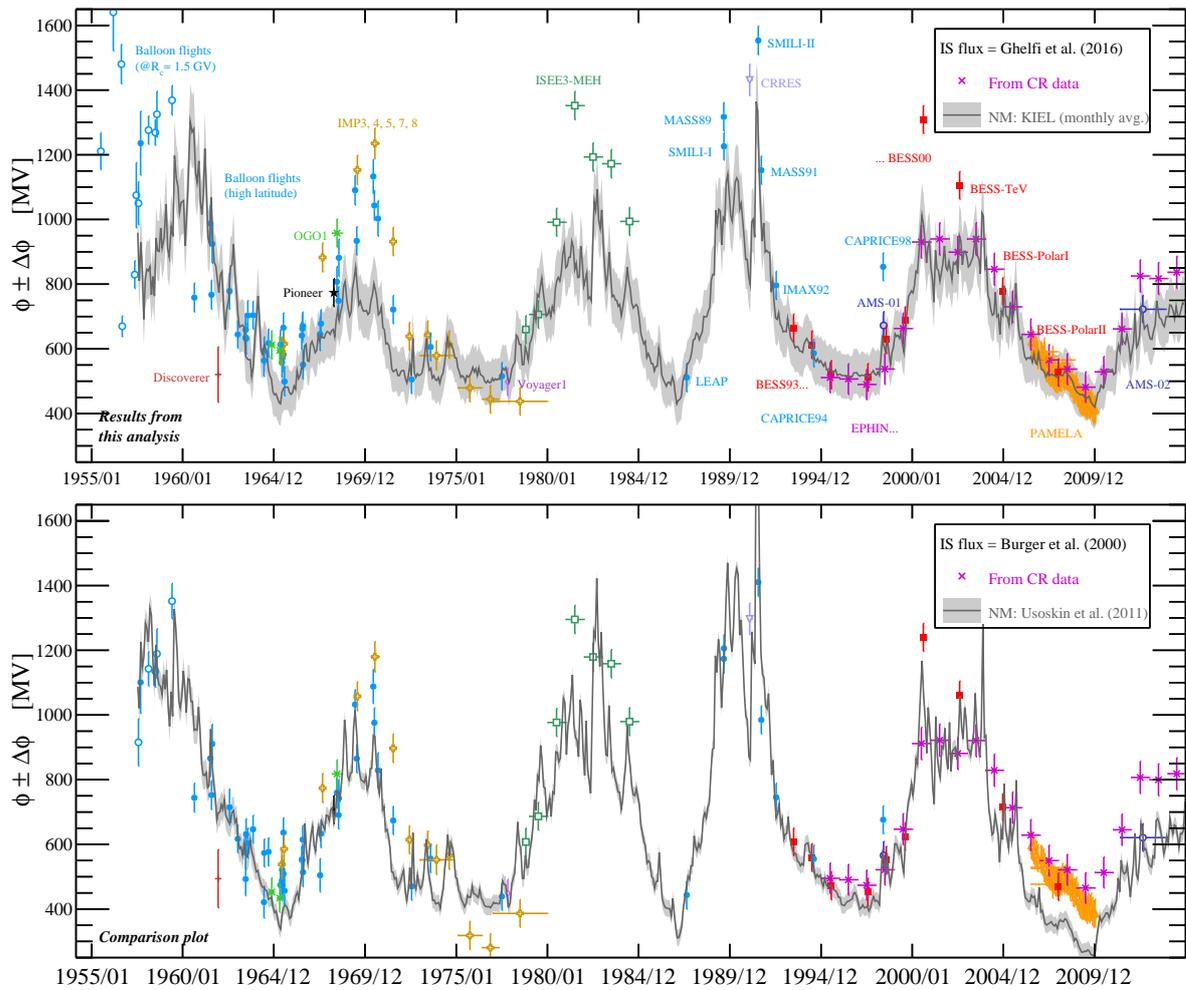


FIGURE 4.11: Figure montrant l'évolution temporelle du paramètre de modulation ϕ , dans l'approximation du *force field*, estimé à partir du NM KIEL entre 1957 et 2016. Les marqueurs représentent l'estimation faite à partir des expériences TOA, et le trait gris foncé correspond au résultat de l'analyse faite à partir du NM KIEL. La bande gris clair correspond à l'erreur à 1σ associée. Le cadre du haut représente mon analyse et celui du bas l'analyse NM réalisée par Usoskin [Usoskin et al. 2011].

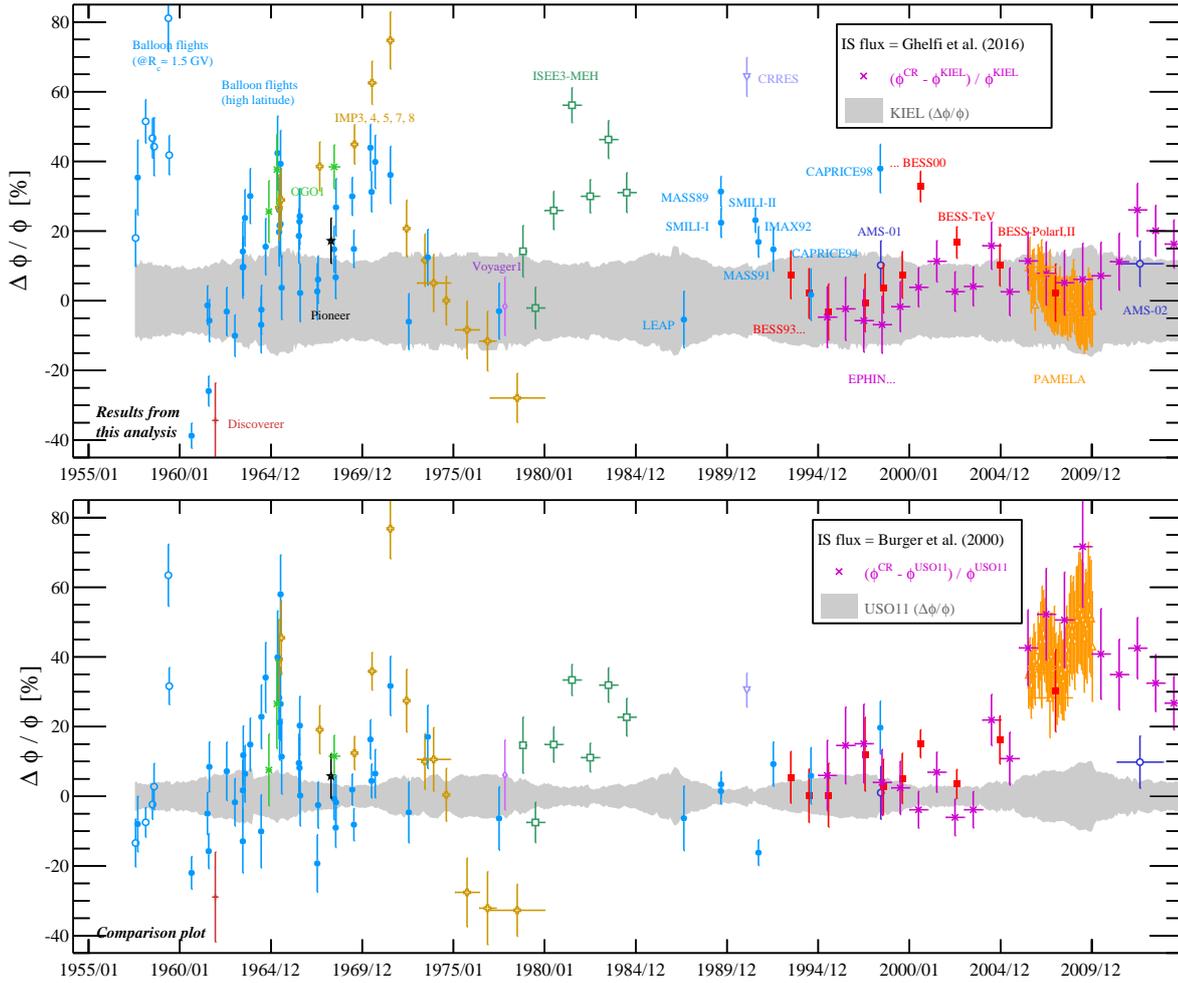


FIGURE 4.12: Figure montrant l'écart relatif entre l'estimation du paramètre de modulation solaire ϕ avec les NM et avec les estimations des flux TOA de protons et d'héliums. Le cadre du haut est notre analyse et celui du bas est réalisé à partir de l'analyse d'Usoskin [Usoskin et al. 2011].

1990) biaisant l'aperçu visuel de la figure 4.11 et avec le fait que les premières expériences mesurent essentiellement le flux d'héliums, dont l'estimation du paramètre de modulation solaire est sensible à la contamination isotopique (voir chapitre 3). Afin de se rendre compte du bon accord entre les deux estimations, une analyse a été effectuée avec une résolution temporelle d'une heure. Cela a permis de calculer correctement l'écart entre les deux estimations. Le résultat est présenté sur la figure 4.12, et est également comparé à l'estimation des paramètres de modulation faite par Usoskin.

L'écart observable entre l'estimation à partir des données NM et des données TOA (pour notre analyse et pour celle de Usoskin), avant les années 90, est corrélé avec les périodes de fortes modulations solaires. C'est le cas pour le pic d'activité solaire de 1969 et celui de 1982. De plus, les expériences mesurant les flux TOA à ces périodes effectuent des prises de données de basses énergies, en-dessous du GeV/n pour ISEE3-MEH [Kroeger 1986], IMP [Fan et al. 1965, 1966; Balasubrahmanyam et al. 1966; Hsieh 1970; Hsieh et al. 1971; Garcia-

Munoz et al. 1975; Mewaldt et al. 1976; Beatty et al. 1985], et OGO1 [Comstock et al. 1969]. Cet écart présent dans les deux analyses peut être dû à une limitation du modèle du *force field* à basse énergie [Caballero-Lopez et Moraal 2004]. Si l'accord entre les données TOA et NM semble légèrement meilleur dans l'analyse Usoskin avant 1990, ce n'est plus le cas pour les données récentes, où l'estimation du paramètre de modulation solaire par Usoskin est de moins bonne qualité. Nous pouvons constater un très bon accord pour notre analyse sur cette période. L'estimation de l'incertitude faite par Usoskin est plus faible que celle proposée dans cette analyse. Usoskin utilise plusieurs NM simultanément, ce qui réduit légèrement la systématique associée. En revanche, il ne propage pas l'incertitude des flux IS dans l'estimation des paramètres de modulation solaire. Notre estimation des incertitudes associées à ϕ est donc plus complète. En conclusion, l'estimation faite par Usoskin avant 1990 semble mieux reproduire les estimations faites à partir des données TOA, mais notre analyse est sensiblement meilleure pour les données récentes, périodes sur laquelle nous avons effectué la calibration.

4.3.2 Différences entre stations

L'analyse présentée jusqu'ici a été faite avec un seul NM fixé (KIEL). La figure 4.13 présente les variations de l'estimation du paramètre ϕ avec d'autres NM en fonction du temps. Le NM KIEL est gardé comme référence pour la comparaison. Les différents NM utilisés ont des positions géographiques variées, ce qui permet de tester la sensibilité de notre analyse à la coupure géomagnétique⁶.

Le paramètre ϕ est bien reconstruit par la plupart des NM sur l'ensemble de l'intervalle de temps sondé. En effet, les courbes sont majoritairement comprises dans la bande d'incertitudes à 1σ de l'analyse avec le NM KIEL. On peut également observer que la station SOPO montre une dérive forte dans les premiers temps de prise de données. Cela peut être dû à un changement de configuration du détecteur non répertorié, par exemple, un changement du nombre de tubes de détection dans le NM : le taux de comptage final étant proportionnel au nombre de tubes dans le détecteur, tout changement non pris en compte est caractérisé par un changement brusque dans la reconstruction du paramètre ϕ . Les NM MCMU et KERG présentent également une dérive continue. Les paramètres reconstruits sont en accords sur la période servant à la calibration des NM et semblent dériver progressivement lorsqu'on remonte dans le temps. Cette structure n'est pas facile à justifier et peut provenir de la variation de la coupure géomagnétique au cours du temps [Smart et Shea 2008a,b, 2009]. Ce point de différence sur les paramètres de modulation solaire reconstruits constitue une des perspectives de travail pour améliorer l'analyse effectuée ici.

4.3.3 Détermination de ϕ avec d'autres détecteurs

L'analyse présentée dans ce chapitre utilise des données issues des NM qui sont des détecteurs terrestres. Elle peut être généralisée à tous les autres détecteurs terrestres mesurant un taux de comptage issu d'un produit des gerbes atmosphériques. Nous proposons ici une extension avec des spectromètres utilisant des sphères de Bonner (BSS) [Cheminet et al. 2013]

6. Les lignes droites continues (visibles par exemple pour le NM SOPO) correspondent à des périodes sans données.

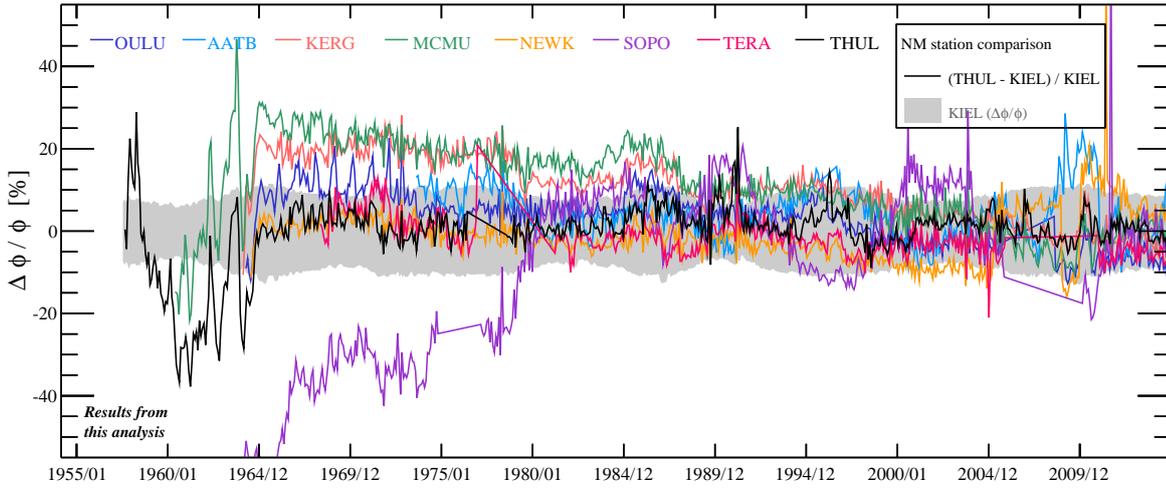


FIGURE 4.13: Figure montrant la différence relative entre l’estimation du paramètre de modulation solaire avec un NM et le NM KIEL. Les NM présentés correspondent à ceux du tableau 4.1 (exceptés MOSC et ROME, comme expliqué précédemment). La bande gris clair correspond à l’incertitude sur la reconstruction du paramètre ϕ avec KIEL.

Détecteur	\mathcal{R}_c [GV]	h [m]	Dates	$\langle k^{\text{corr}} \rangle_{\text{exp}}$
Pic-du-midi (BSS)	5.6	2885	30/05/2011	0.782
			14/02/2016	
Malargüe (Auger scaler)	9.5	1400	20/09/2005*	1.893
			11/07/2007	1.856
			20/07/2010	1.820
			18/08/2015	

TABLE 4.2: Rigidité de coupure, altitude and périodes de prise de données pour les détecteurs BSS [Cheminet et al. 2013] et Auger [Pierre Auger Collaboration et al. 2011]. La dernière colonne présente le facteur de calibration pour les BSS et les données du détecteur Auger en fonction du temps (voir le corps du texte).

mesurant le flux de neutrons au sol. Nous utiliserons également les muons présents parmi les particules détectées par les détecteurs au sol de l’observatoire Pierre Auger [Pierre Auger Collaboration et al. 2011].

Le tableau 4.2 présente les situations géographiques des deux détecteurs utilisés. Ils ont tout les deux une rigidité de coupure importante (> 5 GV) si on les compare à l’ensemble des NM présentés dans le tableau 4.1. Les périodes de prises de données sont récentes et cela doit être pris en compte pour le calcul des facteurs de correction. En effet, dans le cas des BSS la seule expérience TOA disponible entre mai 2011 et février 2016 est AMS-02. Dans le cas des données Auger, nous pouvons utiliser AMS-02 et BESS-POLARII simultanément. Le faible nombre d’expériences disponibles pour calibrer les détecteurs ne permet pas de vérifier la stabilité de celui-ci au cours du temps.

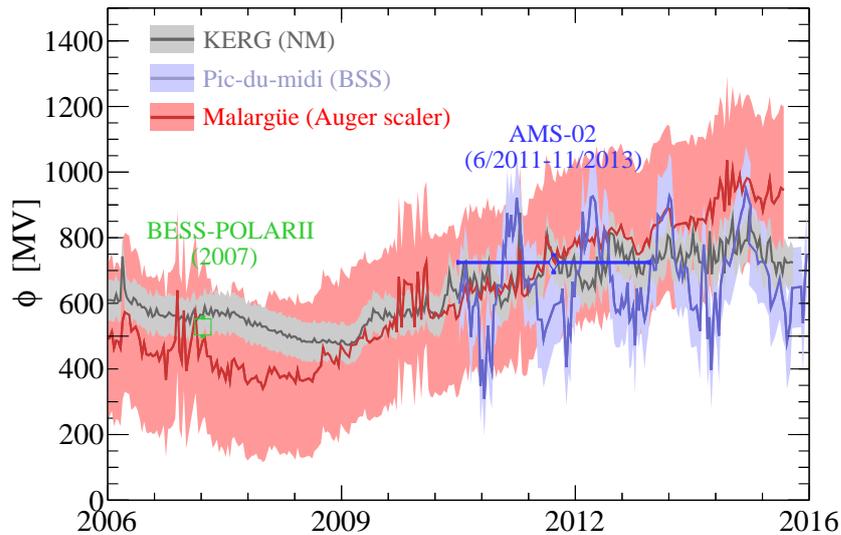


FIGURE 4.14: Figure montrant la comparaison entre les paramètres de modulation solaire reconstruits à partir d'un NM (en gris), d'un BSS (en bleu) et des cuves de l'observatoire Pierre Auger (en rouge). Les marqueurs correspondent aux paramètres de modulation solaire pour les expériences AMS-02 et BESS-POLARII décrits dans le chapitre 3. Ces expériences sont utilisées pour la calibration des BSS et des données Auger.

BSS

Les BSS mesurent le spectre de neutrons en fonction de l'énergie. Ils sont composés de plusieurs sphères sensibles à différentes gammes d'énergie. Nous souhaitons les utiliser de la même manière que les NM, en mesurant un taux de comptage en fonction du temps. Pour cela, on sélectionne les neutrons rapides afin de minimiser l'impact de l'environnement de détection sur le signal mesuré. Les neutrons représentent 87% du signal mesuré par un NM. Le facteur de correction d'un détecteur BSS, s'il est parfaitement calibré, devrait donc être de 0.87. Nous trouvons ici 0.782 (voir tableau 4.2), témoignant d'une sensibilité des BSS à leur environnement local de détection. Les incertitudes systématiques sur la reconstruction du paramètre de modulation solaire à partir des BSS sont similaires à celles issues de l'analyse NM. Ainsi, les résultats montrés sur la figure 4.14 (courbe bleue), proposent une incertitude du même ordre de grandeur que celle des NM (courbe grise).

On peut voir sur la figure 4.14 que ϕ^{BSS} présente des variations annuelles fortes. Cette structure est due à la variation de couverture neigeuse sur le pic du Midi où s'effectue la prise de mesure. Dans une étude précédente [Maurin et al. 2015], il a été montré que ce changement des conditions de détection engendre une baisse du taux de comptage de -7% , menant à une variation du paramètre de modulation de 230 MV (respectivement 460 MV) pour une modulation de référence de 500 MV (respectivement 1000 MV). Ces amplitudes correspondent à celles observées sur la figure 4.14. Cet effet biaise fortement l'estimation de ϕ^{BSS} et doit être corrigé si l'on veut utiliser les BSS au même titre que les NM. Cet effet peut également être utilisé pour calibrer l'impact de la neige sur les NM.

Auger

L'observatoire Pierre Auger est situé en Argentine et présente un système de détection mixte. Il est notamment composé de cuves à eau qui permettent la détection des particules issues des gerbes atmosphériques par effet Čerenkov. Les particules détectées sont considérées comme étant des muons ici, bien que cette hypothèse soit fautive⁷. La collaboration Pierre Auger a présenté récemment une autre méthode de mesure qui sélectionne principalement des muons [Masías-Meza et Collaboration 2015]. Dans l'attente de ces données, nous utilisons ici les données dites *scalaires* en supposant qu'elles contiennent uniquement des muons. Ainsi, la fonction de *yield* utilisée pour l'estimation du paramètre de modulation solaire est une fonction de *yield* muonique [Maurin et al. 2015]. Malgré la contamination d'autres particules dans les données utilisées, cette procédure permet d'illustrer ce que valent les erreurs systématiques pour les détecteurs à muons. Étant donné l'hypothèse audacieuse de composition muonique pure, l'accord entre ϕ^{Auger} et ϕ^{NM} présenté sur la figure 4.14 est très correct. Les données utilisées sont réparties sur trois périodes différentes correspondant à trois facteurs de corrections différents (le nombre de cuves Čerenkov utilisées n'est pas le même sur chacune des périodes). Les expériences utilisées pour calibrer le détecteur sont BESS-POLARIS et AMS-02.

Les détecteurs à muons sont sensibles à des énergies plus élevées que les NM (voir la figure 4.6), et les flux à plus haute énergie sont moins sensibles aux variations de modulation solaire. Ainsi, si l'erreur associée au facteur de correction est du même ordre de grandeur pour les NM et les détecteurs à muons, l'erreur associée sur le paramètre de modulation correspondant est beaucoup plus importante pour ces derniers. Ainsi, on trouve une incertitude liée au facteur de correction de $\Delta\phi^\mu = 310$ MV pour les détecteurs à muons alors qu'elle est de $\Delta\phi^{\text{NM}}/\phi^{\text{NM}} \approx 11\%$ pour les NM. La deuxième incertitude systématique liée à l'estimation de ϕ^μ porte sur les flux IS utilisés dans l'analyse. Elle vaut ± 18 MV et est plus faible que pour les NM (± 25 MV). Les flux à plus haute énergie sont mieux contraints (voir chapitre 3), ce qui propage moins d'incertitudes dans l'analyse à partir des détecteurs à muons. L'incertitude sur ϕ^μ est donc dominée par l'estimation du facteur de calibration. D'autres effets éventuels comme la variation de température ne sont pas pris en compte ici et peuvent donner lieu à des incertitudes supplémentaires [Maurin et al. 2015].

Le résultat final montré sur la figure 4.14 semble suivre la même évolution que ϕ^{NM} , et constitue une première estimation préliminaire de ce qui peut être fait avec des détecteurs à muons. Ces deux analyses supplémentaires proposées ici sont une piste possible d'étude pour étendre l'analyse faite avec les NM. Une fois les données provenant de l'observatoire Pierre Auger et des BSS mieux maîtrisées, nous pourrions par exemple imaginer un ajustement global d'un paramètre de modulation à partir de l'ensemble des NM, des BSS et des données Auger.

4.3.4 Interface Web

Les différentes estimations du paramètre de modulation sont rarement cohérentes sur une période de 50 ans. Usoskin propose une évolution mensuelle du paramètre de modulation solaire avec une estimation de l'incertitude associée. L'analyse développée dans ce chapitre

7. La majeure partie du signal provient des photons secondaires créant des paires électrons-positons qui sont détectées dans les cuves Čerenkov.

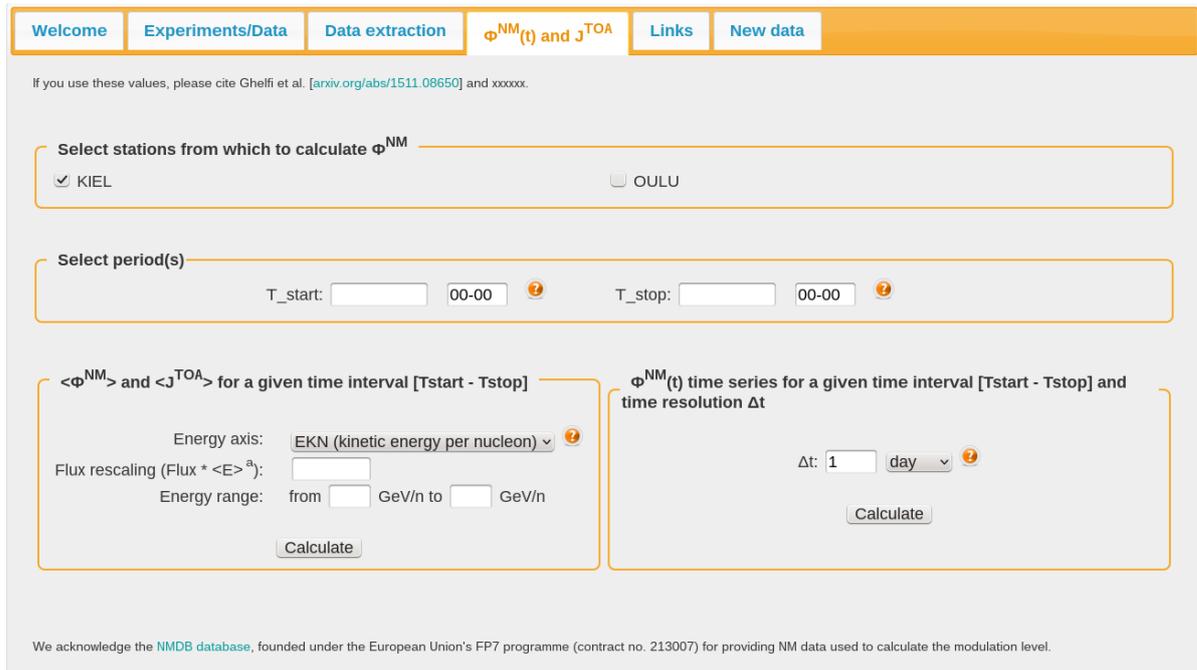


FIGURE 4.15: Figure montrant l’interface web permettant d’accéder aux séries en temps du paramètre de modulation solaire à partir des NM. La figure est une capture d’écran faite sur <https://lpsc.in2p3.fr/crdb>.

permet de reconstruire un paramètre de modulation pour chaque NM à n’importe quelle résolution temporelle souhaitée. Ces séries temporelles sont utiles pour différentes applications. Par exemple, connaître la valeur moyenne du paramètre de modulation solaire sur la période de prise de données d’AMS-02 (pour la caractérisation du changement de pente à haute énergie comme vu au chapitre 2) [Aguilar et al. 2015a], ou pour des études sur la matière noire [Lavalle et al. 2014], ou encore pour des études sur l’activité météorologique solaire. Afin de communiquer les résultats obtenus facilement et durablement, une interface web a été réalisée en collaboration avec F. Melot du service informatique. L’interface web est présentée sur la figure 4.15. Celle-ci consiste en un module supplémentaire du site hébergeant la base de données CRDB⁸. On peut voir plusieurs cadres disponible. Le premier correspond à la sélection des stations NM avec lesquelles l’analyse est effectuée. Il est possible de sélectionner plusieurs NM simultanément. Dans ce cas, les résultats obtenus seront proposés pour chacun des NM choisis. Le deuxième cadre correspond à la sélection de la période d’analyse. L’utilisateur doit donner le jour de départ et de fin. Les deux derniers cadres correspondent aux analyses possibles. Le cadre de gauche permet d’obtenir le paramètre de modulation solaire moyen sur la période choisit $\langle \phi^{NM} \rangle$, ainsi que les flux TOA de protons et d’héliums correspondants. Pour cela, les flux IS établis dans le chapitre 3 sont modulés avec le paramètre de modulation obtenu. Il est possible de choisir l’axe des énergie (unités et valeurs minimales et maximales) ainsi que le facteur d’échelle avec lequel les flux sont multipliés. Dans le cas où plusieurs NM sont sélectionnés, un $\langle \phi^{NM} \rangle$ est estimé pour chaque NM et un flux TOA

8. <http://lpsc.in2p3.fr/crdb>.

pour chaque espèce est proposé. Le dernier cadre permet de récupérer les séries en temps du paramètre de modulation. L'utilisateur peut rentrer une résolution temporelle dont l'unité peut varier de la minute au mois. Le résultat proposé correspond à une série en temps pour chaque NM sélectionné. Pour les deux analyses, la communication des résultats se fait sous le même format que pour CRDB. Le graphique correspondant est proposé, et peut être récupéré sous la forme d'une macro ROOT. De même un fichier texte est disponible, regroupant l'ensemble des résultats de la requête correspondante. Les valeurs de ϕ sont mises à jour et recalculées tous les jours automatiquement à partir des données NM récupérées sur NMDB⁹.

4.3.5 Comparaison avec AMS-02

Dans le chapitre 3, nous avons discuté de la pertinence du modèle du *force field* dans le contexte des données mensuelles des flux de protons du détecteur AMS-02. Bien que ces données soient préliminaires, nous avons pu montrer que le changement de polarité avait des conséquences sur les flux mesurés et donc sur l'estimation du niveau de modulation solaire. Nous avons ainsi pu mettre en évidence les limitations du *force field* à décrire un tel phénomène. Malgré ce changement de polarité solaire, nous regardons ici l'accord entre les paramètres de modulation solaire obtenus dans le cadre du *force field* avec l'expérience AMS-02 et les NM. Nous utilisons le NM KIEL et la fonction de *yield* C13. La procédure de normalisation du NM est celle décrite précédemment. Les flux IS utilisés sont ceux établis au chapitre 3.

Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.16. On peut constater un bon accord sur l'ensemble des périodes sondées. L'analyse NM est faite avec une résolution temporelle de 10 jours, trois fois plus fine que celle de l'analyse faite avec les données AMS-02. Cette différence explique l'écart observable en mars 2012. Une forte activité solaire sur une courte période de temps est observable avec les NM et est moyennée sur un mois avec les données AMS-02.

On peut également constater une évolution de l'accord entre ces deux estimations. Dans les premiers mois, $\phi^{\text{AMS-02}}$ semble être dans la partie basse du contour de crédibilité à 1σ de ϕ^{NM} . Cette tendance s'inverse dans les derniers mois où on peut voir que $\phi^{\text{AMS-02}}$ est dans la partie supérieure de la bande d'incertitude de ϕ^{NM} . Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 3, l'estimation du paramètre de modulation solaire avec les données mensuelles d'AMS-02 est sensible au changement de polarité magnétique du soleil. Dans le modèle utilisé, qui est une extension du *force field* [Cholis et al. 2016], cette dépendance intervient principalement à très basse énergie (voir discussion en fin de chapitre 3), ce qui a un impact sur les paramètres de modulation estimés avec AMS-02. En revanche, les NM, sensibles aux RC ayant une rigidité supérieure à ~ 10 GV (voir figure 4.6), sont nettement moins affectés par ce phénomène. Ainsi, dans le cadre du modèle du *force field* étendu proposé par Cholis, on peut s'attendre à un changement (une baisse) du paramètre ϕ_0 estimé avec AMS-02, alors que le paramètre de modulation solaire estimé avec les NM resterait constant.

9. <http://www.nmdb.eu/>.

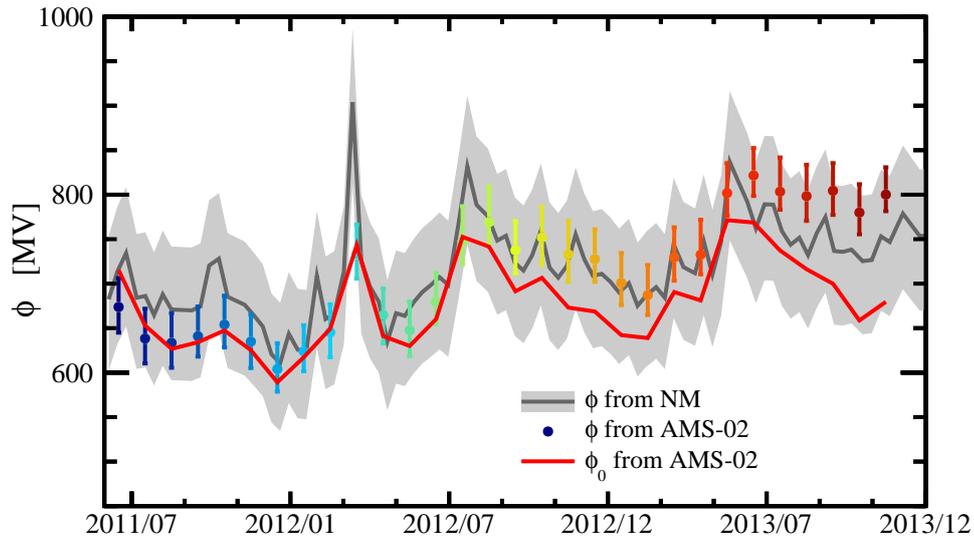


FIGURE 4.16: Figure montrant la comparaison entre les paramètres de modulation solaire reconstruits à partir des NM (en gris) et d’AMS-02 (marqueurs). Le code couleur est le même que celui de la fin du chapitre 3, une couleur correspond à un mois. La ligne rouge correspond au paramètre ϕ_0 calculé à partir des données AMS-02 dans le cadre du modèle du *force field* étendu proposé par Cholis [Cholis et al. 2016].

4.4 Perspectives

L’analyse présentée dans ce chapitre consiste à estimer le paramètre de modulation solaire grâce au NM dans l’approximation du *force field*. L’attention a notamment été portée sur l’estimation des incertitudes systématiques associées, et sur la comparaison avec l’estimation référence faite par Usoskin [Usoskin et al. 2011]. Nous avons pu voir que la mesure du paramètre de modulation solaire avec les NM est moins sensible à la contamination isotopique des flux de protons et d’héliums que l’estimation faite à partir des données TOA. De même, nous avons pu justifier leur plus faible sensibilité à des phénomènes physiques impactant les basses énergies, comme par exemple un éventuel changement de polarité magnétique solaire. Les résultats peuvent être comparés à ceux obtenus directement à partir des flux TOA, et l’accord est bon sur plus de 50 ans (voir figure 4.11).

Néanmoins, certaines pistes sont encore à explorer pour améliorer le compréhension des effets environnementaux sur les NM, et proposer une estimation plus précise des systématiques associées aux niveaux de modulation reconstruits. Nous énumérons ici trois pistes éventuelles d’améliorations.

Tout d’abord, la prise en compte de la coupure géomagnétique. Celle-ci se fait avec une fonction marche dont la transition est placée à la rigidité de coupure verticale. Une étude plus précise grâce au *backtracing* de particules dans le champ géomagnétique permettrait de s’affranchir de cette première hypothèse. De même, la fonction marche est prise constante dans le temps et les variations éventuelles du champ géomagnétique ne sont pas considérées.

Une étude d'une fonction de transmission réaliste du champ magnétique terrestre permettrait de voir si la dérive observée sur la figure 4.13 provient de ce phénomène ou non. Bütikofer estime que l'évolution de la rigidité de coupure verticale entre 1955 et 2005 peut dépasser les 2 GV en fonction de la position considérée [Bütikofer et al. 2008].

Le deuxième point explicité ici est la prise en compte simultanée de plusieurs NM. Les différents NM forment un réseau mondial qui permet d'effectuer un ajustement global d'un seul paramètre de modulation en fonction du temps. Cela requiert une bonne connaissance de l'évolution de l'environnement de détection de l'ensemble des NM. Si certains d'entre eux sont soumis à des variations météorologiques, celles-ci doivent être prises en compte pour ne pas biaiser l'ajustement global. Cette démarche permettrait d'établir une série temporelle de ϕ très robuste, et de diminuer les erreurs systématiques associées. De même, l'utilisation simultanée des NM, des BSS et des données Auger permettrait l'obtention d'un paramètre de modulation avec l'ensemble des données disponibles. Cette estimation n'a jamais été faite auparavant et permettrait une détermination de ϕ très robuste.

La dernière piste de perspectives abordée ici porte sur l'étude de modèles de modulation plus complexes avec les NM. Nous avons vu que si un seul NM était considéré à la fois, seuls les modèles à un paramètre pouvaient être ajustés. Nous avons également vu que si l'accord avec les données mensuelles AMS-02 était bon, une tendance pouvait être notée, celle-ci étant en partie corrigée si on considérait un modèle à deux paramètres [Cholis et al. 2016]. La question sous-jacente est : comment faire le lien entre ϕ^{NM} calculé dans le cadre du modèle du *force field*, et ϕ_0 et ϕ_1 calculé dans le cadre de ce nouveau modèle à partir des données AMS-02 ? La piste avancée ici serait de calculer un paramètre de modulation moyen comme :

$$\tilde{\phi}(t) = \frac{\int_0^{+\infty} \epsilon(\mathcal{R}) \phi(\mathcal{R}, t) d\mathcal{R}}{\int_0^{+\infty} \epsilon(\mathcal{R}) d\mathcal{R}}, \quad (4.15)$$

avec $\epsilon(\mathcal{R})$ l'efficacité de détection d'un NM en fonction de la rigidité, et $\phi(\mathcal{R}, t)$ le paramètre de modulation solaire dépendant de la rigidité. Dans le cas de l'extension du *force field* utilisée dans cette thèse, on a :

$$\tilde{\phi}(t) = \phi_0 + \phi_1 \frac{\int_0^{+\infty} \epsilon(\mathcal{R}) \left(\frac{1 + (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^2}{\beta (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)^3} \right) d\mathcal{R}}{\int_0^{+\infty} \epsilon(\mathcal{R}) d\mathcal{R}}. \quad (4.16)$$

La principale difficulté de cette approche réside dans le fait que l'efficacité du NM dépend à la fois de la rigidité de la particule incidente et de la valeur du paramètre de modulation. En effet, on peut voir sur la figure 4.6 que les courbes sont différentes pour deux valeurs de modulation solaire différentes. Dans l'hypothèse $\mathcal{R}_0 = 0.5$ GV et dans l'hypothèse où les particules de basses énergies ($\lesssim 5$ GV) sont celles qui contribuent le plus significativement au signal d'un NM, on a $\tilde{\phi} \approx \phi_0$. La figure 4.16 fait la comparaison entre le paramètre de modulation solaire issu des NM dans le cadre du *force field* (courbe grise) et le paramètre ϕ_0 estimé avec AMS-02 dans le cadre du modèle proposé par Cholis (courbe rouge). On peut voir

que la courbe rouge reste en-dessous de ϕ^{NM} sur l'ensemble des périodes sondées. L'analyse sur les données AMS a été faite uniquement avec les flux de protons et l'estimation de ϕ est sensible à la contamination isotopique des ^2H , produisant un biais pouvant aller jusqu'à -33 MV. La prise en compte des ^2H devrait donc permettre de rapprocher les courbes grises et rouges.

Ces trois points de discussion sont des raffinements à apporter à l'analyse présentée ici. Bien que cette dernière présente des résultats robustes, il est important de garder en tête les limites et les améliorations de l'analyse effectuée.

Conclusion

Plus d'un siècle après la mise en évidence du rayonnement cosmique, de nombreuses questions demeurent ouvertes, portant sur sa nature, ses origines et sa propagation dans le milieu interstellaire. Pour tenter d'apporter des réponses à ces questions, les flux de particules ont été mesurés à partir des années 50. Les détecteurs sont à l'intérieur de la cavité solaire, zone d'influence du Soleil, ce qui modifie les flux issus des sources et de la propagation galactique. La compréhension de ce phénomène, variable dans le temps, est donc un passage nécessaire pour mettre des contraintes sur les modèles de propagation galactique du RC.

La première partie de mon travail a consisté à contribuer à l'estimation du flux de protons avec l'expérience AMS-02. Cela m'a permis de développer une méthode de *unfolding*, sélectionnée par la collaboration pour les analyses publiées des flux de protons et d'héliums. Ce travail correspond à ma première année de thèse et m'a permis de participer à la publication de l'estimation des flux de protons avec AMS-02 [Aguilar et al. 2015a]. J'ai également pu utiliser un outil statistique bayésien (MCMC) pour caractériser le changement d'indice spectral observé à haute énergie (≥ 200 GV). Cette méthode a servi de vérification à l'analyse officielle préférant l'approche fréquentiste. Les résultats obtenus ont permis de valider le changement de pente observé par les collaborations CREAM, PAMELA, et FERMI. Ce changement d'indice spectral permet une nouvelle compréhension du transport des protons dans la Galaxie. Il est encore trop tôt pour savoir si la cause de cette structure provient des processus de sources ou de la propagation. La publication des flux des noyaux légers, en particulier des rapports comme le B/C, devrait permettre d'apporter une réponse à cette question dans les années à venir. Cette thèse présente aussi une première estimation des flux de protons mensuels. Le changement de polarité magnétique solaire arrivant pendant la prise de données d'AMS-02 permet de voir s'il est nécessaire d'utiliser un modèle de modulation solaire prenant en compte cet effet pour décrire correctement les données. Le travail préliminaire effectué semble montrer une sensibilité à ce phénomène et les données mensuelles officielles de protons et d'héliums devraient permettre de valider ce premier résultat.

La deuxième partie de mon travail de thèse était centrée sur l'étude de la modulation solaire. Ce travail m'a permis de prendre part à une publication [Maurin et al. 2015], puis de mener une étude [Ghelfi et al. 2015], dans laquelle j'ai pu établir une méthodologie robuste pour estimer les flux IS de protons et d'hélium en utilisant les flux mesurés du RC. Cette méthode fait intervenir des modèles de flux non paramétriques, un critère de sélection des données et une approche bayésienne (MCMC) pour trouver les valeurs des paramètres les plus probables. Les flux IS obtenus et les niveaux de modulation solaire sont estimés dans le cadre du modèle du *force field*, permettant de décrire convenablement les données sélectionnées (incluant AMS-02). L'utilisation des fonctions *splines* pour décrire les flux IS est un point clé pour reproduire les données du RC. Cependant, les données mensuelles des flux de

protons de l'expérience AMS-02 semblent ne pas pouvoir être décrites de manière satisfaisante avec le modèle du *force field*, malgré l'utilisation de ces fonctions *splines*. Cela suggère la mise en œuvre d'un modèle de modulation plus complexe comme celui proposé par Cholis [Cholis et al. 2016], proposant une paramétrisation prenant en compte le changement de polarité magnétique solaire.

Le dernier axe de travail présenté dans cette thèse est l'étude de la modulation solaire à partir de détecteurs au sol, les moniteurs à neutrons. Ces détecteurs sont sensibles aux particules créées dans les gerbes atmosphériques. Le signal mesuré par les NM est fonction de la position du détecteur (latitude et altitude), et la dépendance temporelle du signal est supposée due uniquement à la modulation solaire. Les NM ont été développés par Simpson dans les années 50 et permettent une mesure continue depuis cette période avec une résolution temporelle de l'ordre de la minute. J'ai développé une méthodologie pour estimer les séries en temps de paramètres de modulation solaire avec les NM, aboutissant à la publication [Ghelfi et al. 2016]. Cette méthodologie comprend la calibration des NM à partir des données TOA du RC, la prise en compte des noyaux lourds et la reconstruction des séries en temps des paramètres de modulation solaire. L'analyse se base sur les flux IS de protons et d'hélium obtenus dans l'étude précédente [Ghelfi et al. 2015] et une attention particulière est mise sur l'estimation de l'incertitude associée au paramètre de modulation solaire. Celle-ci provient de différentes sources, comme le facteur de calibration du NM, la prise en compte des noyaux lourds, les flux IS utilisés, et la description de l'interaction des particules du RC dans l'atmosphère terrestre. La série en temps obtenue est de très bonne qualité et peut être comparée à celle établie par Usoskin faisant référence dans le domaine [Usoskin et al. 2011]. L'étude présentée dans cette thèse semble proposer une meilleure description à partir des années 90. Une interface web a été mise en place pour permettre l'utilisation des résultats obtenus. Celle-ci permet d'obtenir des séries en temps depuis la fin des années 50 jusqu'à aujourd'hui avec une résolution temporelle pouvant aller de la minute au mois. Les paramètres de modulation ainsi obtenus peuvent être utiles pour les expériences voulant connaître le niveau de modulation solaire pendant leur prise de données. Cette étude du paramètre de modulation solaire avec les NM pourrait être améliorée en prenant en compte l'évolution du champ magnétique terrestre en fonction du temps, dont les variations sur 60 ans peuvent être significatives [Bütikofer et al. 2008]. Une autre piste d'amélioration consiste à considérer l'ensemble des NM simultanément afin de réduire les erreurs systématiques associées. Enfin, une dernière piste de travail évoquée dans cette thèse consiste à faire le lien entre le paramètre de modulation solaire établi dans le cadre du *force field* avec les NM, et les paramètres de modèles plus complexes établis à partir des expériences TOA comme AMS-02.

Le travail effectué au cours de ces trois années de thèse m'a permis d'une part d'évoluer au sein de la collaboration AMS-02, en prenant part à l'estimation des flux de protons, et d'autre part d'acquérir une expertise sur la modulation solaire. Les flux des noyaux légers prochainement publiés par la collaboration AMS-02 vont permettre d'apporter des réponses supplémentaires au changement de pente observé avec les protons et les héliums. De même, les flux mensuels de protons et d'héliums sur 5 ans vont permettre de tester précisément l'approximation du *force field*, ainsi que des modèles de modulation solaire plus complexes.

5

Annexes

5.1 Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC)

Cette annexe présente le Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC). Il s'agit d'un outil mathématique permettant d'accéder aux densités de probabilités (PDF) des paramètres d'un modèle étant données des mesures. Il est basé sur l'inférence bayésienne que nous expliciterons, et nous utiliserons l'implémentation GreAT [Putze et Derome 2014] du MCMC.

5.1.1 Principes de base

5.1.1.1 L'inférence bayésienne

La notion de probabilité peut être interprétée de deux manières. Tout d'abord, l'interprétation fréquentiste, dite intuitive, stipule que la probabilité d'apparition d'un événement A est donnée par $p_A = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_A}{N}$, avec N_A le nombre d'occurrences de l'évènement A et N le nombre total de réalisations. Cette interprétation a permis l'élaboration du formalisme des erreurs statistiques et de la propagation des incertitudes. L'interprétation bayésienne, ou subjective, fait correspondre la notion de probabilité à un niveau de confiance accordé à une hypothèse. Par exemple, la probabilité *a priori* de réaliser un 6 sur un lancer de dé est de $1/6$. Elle peut prendre une valeur différente s'il y a eu des lancers préalables sur lesquelles on peut tester l'hypothèse « le dé est-il bien équilibré ? ». Cette interprétation, basée sur les expériences précédentes, ne remet pas en cause l'indépendance des évènements. La construction mathématique de l'interprétation bayésienne est basée sur le théorème de Bayes.

Soient les évènements A et B , on a :

$$P(A \cap B) = P(A|B) P(B). \quad (5.1)$$

Or $P(A \cap B) = P(B \cap A)$, et donc l'équation (5.1) devient :

$$P(B|A) P(A) = P(A|B) P(B), \quad (5.2)$$

$$\Leftrightarrow P(A|B) = \frac{P(B|A) P(A)}{P(B)}. \quad (5.3)$$

L'équation (5.3) est le théorème de Bayes, liant les probabilités conditionnelles des deux évènements A et B . Dans notre cas, l'évènement A sera représenté par les valeurs des paramètres de notre modèle, et l'évènement B par les données observées. Ainsi, on a :

$$P(\text{théorie}|\text{données}) = \frac{P(\text{données}|\text{théorie}) P(\text{théorie})}{P(\text{données})}. \quad (5.4)$$

Dans l'équation (5.4), le terme $P(\text{données}|\text{théorie})$ est la probabilité d'observer les données sachant les valeurs des paramètres du modèle ; il s'agit de la fonction de vraisemblance. Le terme $P(\text{théorie})$ est la connaissance a priori des paramètres du modèle. Enfin le terme $P(\text{données})$ est souvent non calculé. On se sert du fait qu'une PDF doit être normalisée pour calculer indirectement cet élément. Le but de l'algorithme MCMC est donc d'échantillonner $P(\text{données}|\text{théorie}) P(\text{théorie})$ qui se relie directement à la PDF multidimensionnelle des paramètres du modèle étudié.

5.1.1.2 Processus et chaînes de Markov

Pour parcourir l'espace des paramètres, nous aurons recours à un outils mathématique appelé chaînes de Markov. Il s'agit d'une séquence d'éléments, dans notre cas de variables aléatoires, $\{\mathbf{X}\}_{j \in \mathbb{N}}$ où le $j^{\text{ème}}$ élément dépend uniquement de l'élément précédent $j - 1$. Pour des variables aléatoires, cela correspond au fait que la probabilité d'une réalisation de la $j^{\text{ème}}$ variable aléatoire, $\mathbf{X}_j = x_j$ dépende uniquement de celle de la variable $j - 1$, $\mathbf{X}_{j-1} = x_{j-1}$. Cela peut-être formalisé comme :

$$P(x_j|x_0, x_1, \dots, x_{j-1}) = P(x_j|x_{j-1}). \quad (5.5)$$

Le but va donc être de construire des chaînes de Markov qui vont converger vers la PDF de \mathbf{X} . Pour ce faire, deux outils vont être nécessaires. Il faut proposer des nouveaux éléments de la chaîne grâce à une fonction de proposition, et déterminer un critère d'acceptation de ces nouveaux éléments.

5.1.1.3 Fonctionnement général

Pour illustrer le fonctionnement global d'un MCMC, nous supposons un modèle théorique $y = u(x; \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m)$ à m paramètres, $\theta = (\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m)$, que nous voulons ajuster sur des données, $\mathbf{D} = (\mathbf{x}, \mathbf{y})$. Nous garderons cet exemple tout au long de cette annexe. Nous cherchons à estimer la PDF multidimensionnelle de θ connaissant \mathbf{D} , en construisant des chaînes de Markov qui convergent vers la PDF de chaque paramètre.

Le processus commence avec une condition initiale $\theta^{(0)} = (\theta_1^{(0)}, \theta_2^{(0)}, \dots, \theta_m^{(0)})$, et suit les étapes suivantes :

1. Proposer un point $\theta^{(j)}$ à partir du point précédent $\theta^{(j-1)}$. S'il s'agit de la première itération, $j = 1$. Ce point est choisi grâce à une fonction de proposition que nous discuterons plus tard.
2. Tester la validité du point. Pour cela, on calcule la quantité $P(\mathbf{D}|\theta^{(j)}) \cdot P(\theta^{(j)})$, sur laquelle on applique un critère de sélection pour savoir si le point $\theta^{(j)}$ est accepté ou non.
Deux possibilités :
 - Le point $\theta^{(j)}$ est accepté : il devient un nouvel élément de la chaîne et le processus recommence à l'étape 1, avec $j = j + 1$.
 - Le point $\theta^{(j)}$ est refusé : le point $\theta^{(j-1)}$ est ajouté à la chaîne, et le processus recommence à l'étape 1, avec $j = j + 1$.

Nous pouvons voir deux notions clés qui vont être discutées : la fonction de proposition et le critère de sélection. Si la fonction de proposition propose systématiquement des points non acceptés, la chaîne stagne et n'échantillonne pas la PDF de θ .

5.1.1.4 La fonction de proposition

La fonction de proposition joue donc un rôle clé sur l'efficacité du MCMC. Si elle propose des candidats pertinents, la chaîne sera très vite représentative de la PDF recherchée. Au contraire, si ce n'est pas le cas, il faudra une chaîne très longue pour qu'elle soit représentative. Le choix de la fonction de proposition a donc un impact sur le temps de convergence de la chaîne, mais si celle-ci est atteinte, elle n'a aucune conséquence sur la forme de la densité de probabilité estimée *a posteriori*. Par défaut, dans l'implémentation de GreAT [Putze et Derome 2014], la fonction de proposition est une gaussienne multidimensionnelle, sans corrélation et dont la largeur pour chaque paramètre correspond à l'intervalle des valeurs possible divisé par $\sqrt{12}$. La corrélation entre les paramètres du modèle peut être pris en compte grâce à une matrice de covariance. Cette matrice est défini positive et symétrique, telle que :

$$\Sigma_{ij} = \sigma_i \times \sigma_j \times \rho_{ij}, \quad (5.6)$$

avec σ_i et σ_j les écarts-types des paramètres i et j , et ρ_{ij} la corrélation entre ces deux paramètres. Cette matrice de covariance est prise en compte dans la fonction de proposition, via :

$$f(\theta|\theta^{(j)}) = \frac{1}{(2\pi)^{m/2} \det(\Sigma)^{1/2}} \times \exp\left[-\frac{1}{2}(\theta - \theta^{(j)})^T \Sigma^{-1}(\theta - \theta^{(j)})\right]. \quad (5.7)$$

Dans le cas d'une matrice de covariance diagonale (pas de corrélation entre les paramètres), on retrouve le cas par défaut de la gaussienne multidimensionnelle non-corrélée. La fonction de proposition est centrée sur le point $\theta^{(j)}$. L'estimation de la matrice de covariance n'est pas nécessairement facile et peut être un facteur clé de l'efficacité du MCMC. Une solution possible (et adoptée dans GreAT) est de mettre à jour cette matrice à la fin de chaque chaîne. En effet, une fois la chaîne terminée (on impose un nombre maximum d'élément dans la chaîne), la corrélation des différents paramètres peut être estimée à partir de celle-ci. La chaîne suivante sera donc plus efficace et ainsi de suite. Les éléments des différentes chaînes peuvent ensuite être regroupés puisque la fonction de proposition ne biaise pas la PDF échantillonnée. Nous verrons dans le corps de la thèse l'importance de cette matrice dans le cas d'une grande dimensionnalité et d'une corrélation entre les paramètres du modèle.

5.1.1.5 Critère d'acceptation et algorithme de Metropolis-Hastings

Nous avons vu comment générer des éléments de la chaîne de Markov. Ces éléments doivent valider un critère d'acceptation pour être effectivement ajoutés à la chaîne. L'algorithme de Metropolis-Hastings, utilisé comme critère d'acceptation, est basé uniquement sur l'élément précédant de la chaîne. Ainsi, la nature markovienne de la chaîne est assurée à la fois pour la fonction de génération et pour le critère de sélection. Le critère de Metropolis-Hastings exprime la probabilité a d'accepter le nouveau point comme :

$$a = (\theta^{(j)}|\theta^{(j-1)}) = \min\left(1, \frac{q(\theta^{(j)})}{q(\theta^{(j-1)})}\right), \quad (5.8)$$

avec $q(\theta^{(j)}) = P(\mathbf{D}|\theta^{(j)}) \cdot P(\theta^{(j)})$. Le critère accepte le point j si celui-ci est plus probable que le point $j - 1$. Si ce n'est pas le cas, il est accepté avec une probabilité égale au ratio $q(\theta^{(j)})/q(\theta^{(j-1)})$. Ce critère markovien simple permet de s'assurer que la chaîne échantillonne la PDF de θ et est basé sur l'adéquation entre les données et le modèle à travers l'utilisation de la fonction de vraisemblance.

5.1.2 Construction et analyse des chaînes

Nous avons vu comment proposer des nouveaux éléments à la chaîne et un critère pour pouvoir les accepter. Ce processus est itératif jusqu'à avoir la longueur de chaîne N_c désirée. Le but du processus est de produire un ensemble de points, réalisations de la variable aléatoire θ , indépendants entre eux. Un élément de la chaîne est calculé à partir du précédent, il existe donc une corrélation entre les éléments successifs. Celle-ci est locale, et le processus assure que la corrélation entre deux éléments distants de la chaîne est très faible. De même, le choix de l'élément initial $\theta^{(0)}$ va avoir un impact sur le comportement du début de la chaîne. Ces deux aspects sont à prendre en compte pour générer des points indépendants. Pour cela, on définit la longueur de *burn-in* et la longueur de corrélation.

5.1.2.1 Longueur de *burn-in*

Le début de la chaîne est, par nature, sensible aux conditions initiales $\theta^{(0)}$. Afin de s'affranchir de cet effet, on définit la longueur de *burn-in*. Les éléments initiaux de la chaîne compris dans cette longueur seront supprimés.

La longueur de *burn-in* se construit à partir de la probabilité associée au point $\theta^{(j)}$, $q(\theta^{(j)}) = \mathcal{L}(\theta^{(j)})P(\theta^{(j)}) = P(\mathbf{D}|\theta^{(j)})P(\theta^{(j)})$. La valeur médiane de cette probabilité, $q_{1/2}$, est calculée à travers tous les éléments de la chaîne. La longueur de *burn-in*, b , correspond au premier élément $\theta^{(b)}$, tel que $q(\theta^{(b)}) > q_{1/2}$. Cette définition permet de s'affranchir des premiers éléments dans le cas d'une mauvaise condition initiale, et de sélectionner des points quand la chaîne a atteint le régime stationnaire.

5.1.2.2 Longueur de corrélation

La nature markovienne de la chaîne entraîne une corrélation de ses éléments proches. La corrélation est présente sur toute la chaîne mais celle-ci chute fortement si l'on considère deux

éléments distants. Pour sélectionner des éléments quasi-indépendants la longueur de corrélation de la chaîne l est définie. Le processus sous-jacent est appelé *rarefaction*, et consiste à sélectionner un élément tout les l . Ainsi les éléments sélectionnés ne sont plus corrélés (ou très peu). Le calcul de l est basé sur la fonction d'autocorrélation de chaque paramètre α , donnée par :

$$c_\alpha^j = \frac{E[\theta_\alpha^{(i)}\theta_\alpha^{(i+j)}] - (E[\theta_\alpha^{(i)}])^2}{E[(\theta_\alpha^{(i)})^2]}. \quad (5.9)$$

La longueur de corrélation l_α pour le paramètre θ_α est définie comme le j le plus petit pour lequel on a $c_\alpha^j < 1/2$. Cela correspond à avoir une corrélation entre $\theta_\alpha^{(i)}$ et $\theta_\alpha^{(i+j)}$ inférieure à $1/2$. La longueur de corrélation globale de la chaîne est prise à titre conservatif :

$$l = \max_\alpha l_\alpha. \quad (5.10)$$

En pratique le terme c_α^j est calculé à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (*FFT*) de la chaîne des θ_α .

5.1.2.3 Échantillon quasi-indépendants

Le but de l'analyse des chaînes est de produire des échantillons quasi-indépendants de réalisations de la variable aléatoire θ . Nous avons vu deux effets à prendre en compte pour cela. La longueur de *burn-in*, et la longueur de corrélation. Le nombre d'éléments indépendants est donné par :

$$N_{ind} = \left\lfloor \frac{N_c - b}{l} \right\rfloor. \quad (5.11)$$

Les éléments sélectionnés de la chaîne sont les $\{\theta^{(i)}\}_{i=b+lk}$, avec k , entier, tel que $k \in [0; \lfloor \frac{N_c - b}{l} \rfloor]$. Le taux d'acceptation de la chaîne $\epsilon = \frac{N_{ind}}{N_c}$, traduit l'efficacité de celle-ci.

5.1.3 Ajustement d'un modèle

Le but de cette section est de montrer comment ajuster les paramètres d'un modèle sur des données en utilisant un MCMC, et d'extraire une valeur centrale et une erreur pour chaque paramètre.

5.1.3.1 Fonction de vraisemblance du modèle

La fonction de vraisemblance traduit l'accord entre le modèle et les données. Elle est utilisée dans le critère d'acceptation de Metropolis-Hastings et dans le calcul de la longueur de *burn-in*. Ici, elle est calculée comme :

$$\mathcal{L} = \exp\left(-\frac{\chi^2(\theta)}{2}\right), \quad (5.12)$$

où la fonction $\chi^2(\theta)$ est la distance entre le modèle et les données, donnée par :

$$\chi^2(\theta) = (\mathbf{y} - u(\mathbf{x}|\theta))^T \sigma^{-1} (\mathbf{y} - u(\mathbf{x}|\theta)). \quad (5.13)$$

L'équation (5.13) exprime la forme générale du χ^2 , prenant en compte les corrélations éventuelles entre les points de données. Celles-ci sont comprises dans la matrice de covariance σ .

5.1.3.2 Densités de probabilité

L'expression des PDF unidimensionnelles passe par une étape de marginalisation qui consiste à intégrer la PDF de θ sur toutes les autres dimensions. Cette étape peut être très coûteuse en temps de calcul et l'avantage du MCMC est la marginalisation automatique qui est faite. En effet, une fois le MCMC effectué, l'estimation des PDF 1D se fait en plaçant l'ensemble des éléments θ_k dans des histogrammes. Les PDF 2D sont estimées de la même façon en utilisant des histogrammes 2D (θ_k, θ_j) .

Une fois les PFDs obtenues, il est possible d'en extraire des informations qualitatives sur le modèle, comme les paramètres optimaux et les erreurs associées. Notons que l'approche MCMC permet d'estimer des erreurs non gaussiennes. Des contours de crédibilité peuvent également être construits pour les PDF 2D.

5.1.3.3 Exemple

Afin d'illustrer l'ensemble des notions vues précédemment, nous nous proposons ici de réaliser un MCMC dans un cas simple, la régression linéaire. Nous souhaitons ajuster les données présentées sur la figure (5.1), par une droite affine. Ce problème peut être traité analytiquement et sert simplement d'illustration ici. Nous verrons dans le corps de la thèse l'application du MCMC à deux cas complexes et nous discuterons alors les avantages de celui-ci. L'exemple pris ici est aussi celui choisit par Putze pour illustrer l'implémentation de GreAT [Putze et Derome 2014].

Le modèle utilisé est $y = a \cdot x + b$, avec a et b les deux paramètres du modèle. Le but est donc d'estimer les valeurs les plus probables de a et b étant données les données $\mathbf{D} = (\mathbf{x}, \mathbf{y})$. Aucune fonction de proposition n'a été précisée à l'algorithme, et par défaut celui-ci prendra une gaussienne bidimensionnelle sans corrélation. Le choix a été fait ici de réaliser 20 chaînes chacune composée de 20000 éléments. La fonction de proposition est mise à jour après chacune des chaînes. La corrélation entre les deux paramètres du modèle étant simple, la convergence de la fonction de proposition se fait très rapidement, et on observe une stagnation du nombre de points acceptés par chaîne à partir de la troisième itération.

La fonction de vraisemblance est calculée à partir du χ^2 sans corrélation entre les différents points de données. Dans un cas aussi simple, le taux de points acceptés par chaîne est d'environ 25%. Il s'agit du point faible majeur du MCMC. Plus le modèle est compliqué, avec des corrélations entre les paramètres, et plus l'estimation de la bonne fonction de proposition est compliquée. Cela a pour conséquence une chute du taux d'acceptation des points. Il faut donc utiliser des chaînes plus longues et en plus grand nombre. Cette contrainte nécessite

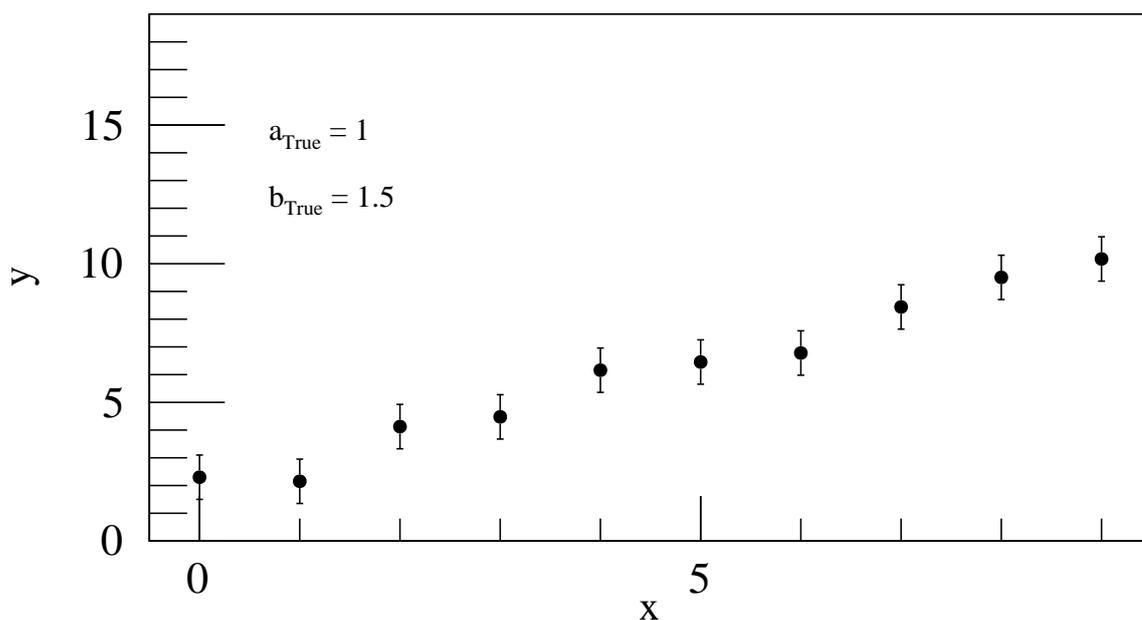


FIGURE 5.1: Données simulées sur lesquelles sera testé le MCMC. Les points ont été simulés sur une droite avec des paramètres *vrais* a_{True} et b_{True} . Tous les points ont la même erreur. Nous cherchons à ajuster une droite $y = a \cdot x + b$ passant par ces points et à estimer l'erreur associée à chaque paramètre.

d'importantes ressources informatiques, ce qui peut expliquer en partie l'utilisation tardive de cette méthode en physique.

La figure (5.2) montre les PDF 1D et 2D obtenues. On peut constater, sur la PDF du paramètre b , quelques irrégularités avec notamment un pic élevé légèrement à gauche de la valeur la plus probable. Ce pic est dû à la stagnation d'une chaîne. En effet, une chaîne a accepté cette valeur pour le paramètre b , assez proche de la valeur la plus probable, et les points proposés par la suite n'ont pas été acceptés car moins probables. Si la statistique des points acceptés est faible, ce type de structure peut être très fréquent. Cela est à mettre en perspective avec le nombre de chaînes utilisées et de leur longueur. La PDF bidimensionnelle représente la corrélation entre les deux paramètres a et b . On remarque que celle-ci n'est pas présentée en entière mais à travers deux contours. Il s'agit des contours de crédibilité à 2D, englobant respectivement 68% et 95% de la PDF. Le même exercice peut être effectué sur les PDF 1D, afin de produire une valeur centrale et une erreur. L'expression de la valeur centrale peut se faire de différentes façons, donnant différentes informations. Il peut s'agir de la valeur la plus probable (maximum de la PDF), de la moyenne ou de la médiane par exemple. L'estimateur de la médiane est le plus robuste des trois vis-à-vis des fluctuations statistiques. Dans le cadre d'un modèle complexe, avec peu d'éléments acceptés par chaîne, la valeur la plus probable et la moyenne sont fortement sensible aux stagnations des chaînes et autres fluctuations statistiques.

Les valeurs centrales, données par la suite, correspondent aux médianes des PDF obtenues. Les contours de crédibilité sont calculés à partir des quantiles. On cherche les valeurs v_+ et v_-

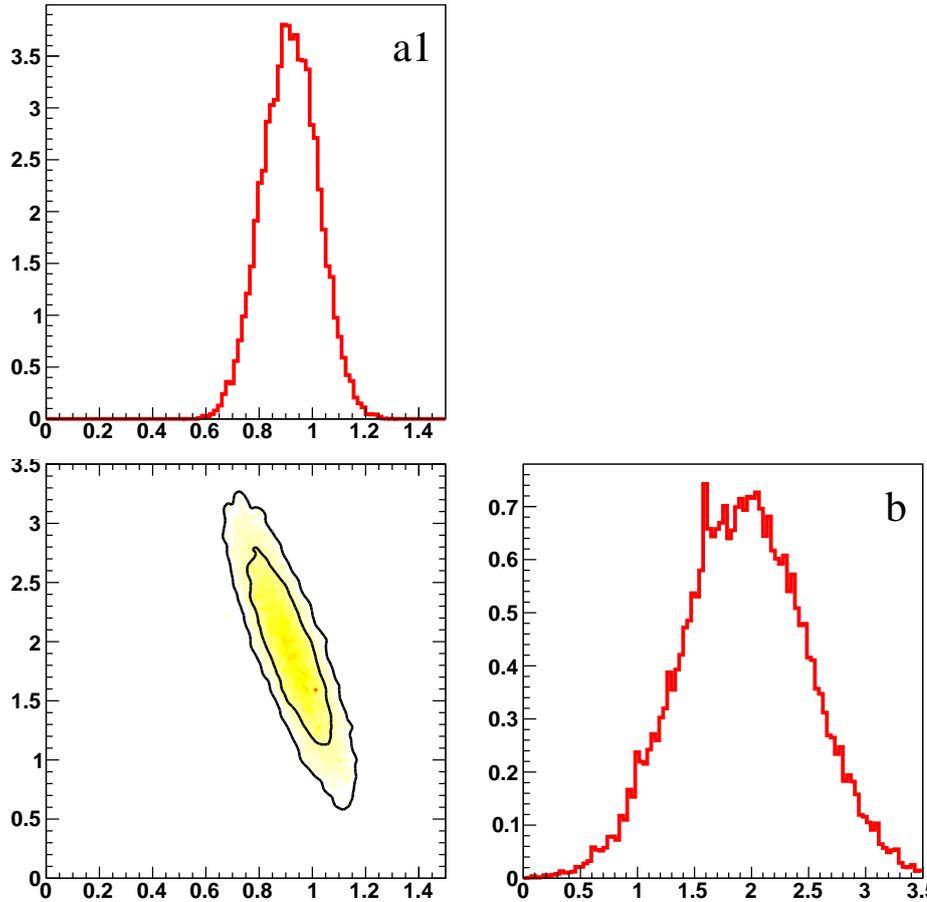


FIGURE 5.2: PDF obtenues en sortie du MCMC. On remarque une anticorrélation entre les deux paramètres, ce qui est le comportement attendu.

tels que :

$$q = \int_{x_{min}}^{v_-} p(x)dx = \int_{v_+}^{x_{max}} p(x)dx, \quad (5.14)$$

avec p la PDF considérée, q le quantile cherché, et x_{min} et x_{max} les bornes des valeurs de x accessibles. La médiane correspond à $q = 1/2$, et les contours de crédibilité à 68% à $q = 0.16$. En appliquant ces résultats aux PDF obtenues, on trouve $a = 0.92 \pm 0.10$ et $b = 1.93 \pm 0.55$. Le calcul des incertitudes tel qu'il est fait permet de rendre compte d'erreurs asymétriques. Les PDF étant ici gaussiennes, ce n'est pas le cas. Ce cas pratique se traite analytiquement. On trouve dans ce cas $a = 0.92 \pm 0.09$ et $b = 1.94 \pm 0.52$. Les deux résultats sont très proches et tout à fait compatibles. Dans les deux cas, les valeurs estimées des paramètres a et b sont compatibles avec les valeurs vraies a_{True} et b_{True} .

En plus de permettre d'extraire une valeur centrale et des niveaux de confiance pour chaque paramètre, le MCMC permet de construire des niveaux de confiance pour le modèle utilisé. Nous verrons un calcul très semblable à celui effectué pour les paramètres dans le chapitre 3. La démarche adoptée ici est différente afin d'illustrer la richesse des méthodes

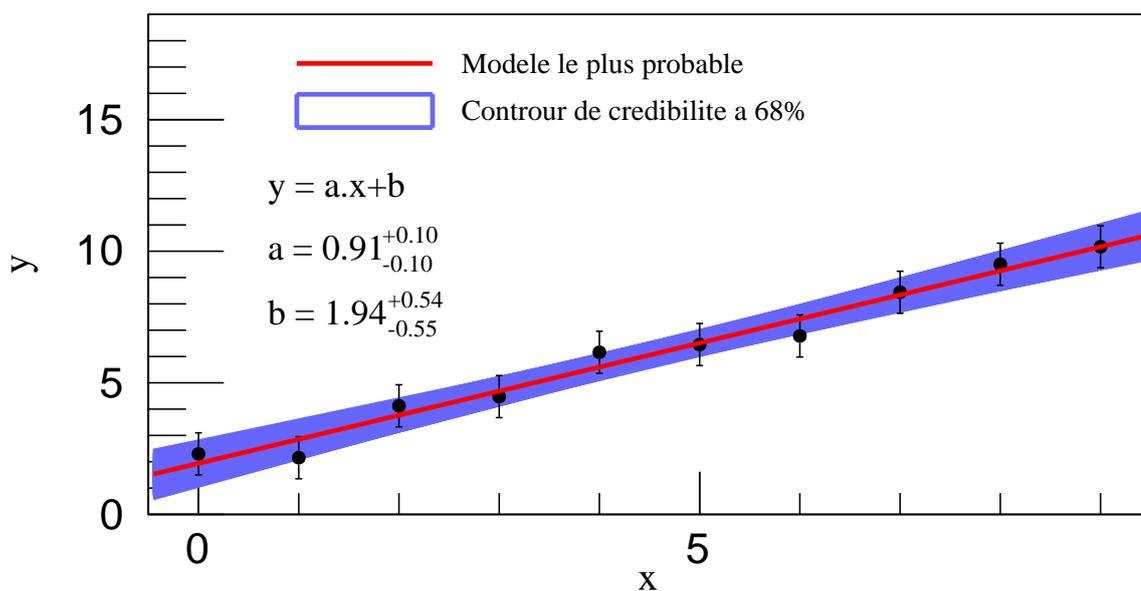


FIGURE 5.3: Meilleur ajustement obtenu et contour de crédibilité à 68%.

disponibles. Le résultat obtenu est montré sur la figure 5.3. Pour sélectionner l'ensemble des modèles compris dans l'intervalle de crédibilité à 68%, on utilise la distribution des fonctions de probabilité $q(\theta)$. Les quantiles à 68% ($q = 0.16$) sont calculés et les modèles satisfaisant $q(\theta) > v_+$ sont sélectionnés. Ils représentent les modèles les plus probables à 68%. On peut voir sur la figure 5.3 que l'ensemble de ces modèles sont compatibles avec les barres d'erreur des points de données. L'estimation du contour de crédibilité semble raisonnable.

5.1.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté le fonctionnement général d'un MCMC. Nous avons illustré les propos tenus par un exemple simple de régression linéaire. Cette courte introduction de l'approche bayésienne nous a permis de mettre en avant la construction des PDF du modèle à partir des données mesurées et des connaissances a priori de la physique sous-jacente. Une fois ces PDF obtenues, il est possible d'en extraire des informations clés comme une valeur centrale et des contours de crédibilité. Cette approche est utilisée à deux reprises dans le cadre de cette thèse, dans des contextes plus complexes que celui vu ici. Les limitations spécifiques de cette approche seront détaillées dans le corps du texte.

5.2 Fonctions splines

La deuxième annexe de cette thèse porte sur les fonctions *splines*. Il s'agit d'un modèle 1D, non-paramétrique, et présentant une grande flexibilité.

Une fonction *spline* est un polynôme de degré n défini par morceau. Chaque segment est relié au précédent et au suivant selon des conditions de continuités. Ainsi, à chaque raccordement, il y a continuité de la fonction et des $n - 1$ premières dérivées, de telle sorte que le seul degré de liberté restant soit l'amplitude de la fonction au niveau du raccordements. Les degrés de liberté restants sont absorbés par des conditions aux bords imposées. Ainsi, un *spline* est entièrement défini par les nombre de points de raccordement et leur position.

Dans l'ensemble de la thèse, les *splines* utilisés sont de degré 3. Les conditions aux bords imposées correspondent à une dérivée seconde nulle.

Les points de raccordements des différents segments s'appellent des *nœuds*, et il y a donc autant de nœuds que de degré de liberté. La position en abscisse et en ordonnée de l'ensemble des nœuds fixe la fonction toute entière. Ici les *splines* sont utilisés comme fonction pour ajuster des données. Le nombre de nœuds et leur position en abscisse est fixé et leur position en ordonnée est ajustée pour reproduire les données correspondantes. La grande flexibilité vient du fait qu'il est facile d'ajouter des nœuds où on le souhaite et donc de décrire des structures plus fines. L'utilisation d'une fonction *spline* pour décrire un ensemble de points permet de s'affranchir du choix d'un modèle paramétrique. L'enjeu principal est de trouver le nombre de nœuds nécessaires ainsi que leur position en abscisse pour pouvoir décrire les données correctement.

L'implémentation des *splines*, dans cette thèse, est basée sur la classe TSpline3 de la librairie C++ ROOT [Brun et Rademakers 1997] développée par le CERN. Elle permet notamment de choisir le comportement linéaire ou logarithmique des axes x (abscisses) et y (ordonnées). Cette propriétés est particulièrement adaptée à notre cas. Nous modélisons des grandeurs physiques par des fonctions *splines* qui sont impliquées dans des algorithmes de minimisation. En fonction des quantités décrites, on peut vouloir que les valeurs des paramètres, correspondant aux valeurs de la fonction *spline* à chacun des nœuds, soient proposées de manière logarithmique. L'extrapolation de la fonction en-dessous du premier nœud, et au-dessus du dernier, se fait avec des lois de puissances.

Cette implémentation des fonctions *splines* permet donc de s'affranchir du choix du modèle paramétrique pour décrire un ensemble de points et permet également une estimation facile de l'incertitude systématique associée (voir corps du texte).

Bibliographie

- ABE, FUKUE, HAINO, ET AL. Measurements of cosmic-ray proton and helium spectra from the BESS-Polar long-duration balloon flights over Antarctica. *ArXiv e-prints* (2015).
- ABE, FUKUE, HAINO, ET AL. Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra from the BESS-Polar Long-duration Balloon Flights over Antarctica. *ApJ* 822, 65 (2016).
- ABGRALL, ADUSZKIEWICZ, ANDRIEU, ET AL. Measurements of cross sections and charged pion spectra in proton-carbon interactions at 31 GeV/c. *Phys. Rev. C* 84(3), 034604 (2011).
- ABRAHAM, AGLIETTA, AGUIRRE, ET AL. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 523, 50–95 (2004).
- ACCARDO, AGUILAR, AISA, ET AL. High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters* 113(12), 121101 (2014).
- ACKERMANN, AJELLO, ALBERT, ET AL. Inferred Cosmic-Ray Spectrum from Fermi Large Area Telescope γ -Ray Observations of Earth's Limb. *Physical Review Letters* 112(15), 151103 (2014).
- ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. Measurements of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium Isotopes with the PAMELA Experiment. *ApJ* 818, 68 (2016).
- AGUILAR, ALBERTI, ALPAT, ET AL. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV. *Physical Review Letters* 110(14), 141102 (2013).
- AGUILAR, AISA, ALPAT, ET AL. Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters* 114(17), 171103 (2015)a.
- AGUILAR, AISA, ALPAT, ET AL. Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters* 115(21), 211101 (2015)b.
- AHARONIAN, HOFMANN, KONOPELKO, ET VÖLK. The potential of ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. I. Determination of shower parameters. *Astroparticle Physics* 6, 343–368 (1997)a.

- AHARONIAN, HOFMANN, KONOPELKO, ET VÖLK. The potential of the ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. II. Gamma ray flux sensitivities. *Astroparticle Physics* 6, 369–377 (1997)b.
- AHN, ALLISON, BAGLIESI, ET AL. Discrepant Hardening Observed in Cosmic-ray Elemental Spectra. *ApJ* 714, L89–L93 (2010).
- AIZU, FUJIMOTO, HASEGAWA, ET AL. Heavy Nuclei in the Primary Cosmic Radiation at Prince Albert, Canada. II. *Physical Review* 121, 1206–1218 (1961).
- ALBERT, ALIU, ANDERHUB, ET AL. Unfolding of differential energy spectra in the MAGIC experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 583, 494–506 (2007).
- ALLISON, AMAKO, APOSTOLAKIS, ET AL. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53, 270–278 (2006).
- AMS COLLABORATION, ALCARAZ, ALPAT, AMBROSI, ET AL. Cosmic protons. *Physics Letters B* 490, 27–35 (2000)a.
- AMS COLLABORATION, ALCARAZ, ALPAT, AMBROSI, ET AL. Helium in near Earth orbit. *Physics Letters B* 494, 193–202 (2000)b.
- AMS COLLABORATION, AGUILAR, ALCARAZ, ET AL. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Phys. Rep.* 366, 331–405 (2002).
- AMS COLLABORATION, AGUILAR, ALCARAZ, ALLABY, ET AL. Isotopic Composition of Light Nuclei in Cosmic Rays: Results from AMS-01. *ApJ* 736, 105 (2011).
- ANDERSON. The Apparent Existence of Easily Deflectable Positives. *Science* 76, 238–239 (1932).
- ANDERSON. The Positive Electron. *Physical Review* 43, 491–494 (1933).
- ASAKIMORI, BURNETT, CHERRY, ET AL. Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment. *ApJ* 502, 278–283 (1998).
- AUGER, EHRENFEST, MAZE, DAUDIN, ET FRÉON. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Reviews of Modern Physics* 11, 288–291 (1939).
- AXFORD, LEER, ET SKADRON. The acceleration of cosmic rays by shock waves. *International Cosmic Ray Conference* 11, 132–137 (1977).
- AXFORD, LEER, ET SKADRON. Acceleration of cosmic rays by shock waves. p. 125–134 (1978).
- BADHWAR, DENEY, DENNIS, ET KAPLON. Measurements of the Low-Energy Cosmic Radiation during the Summer of 1966. *Physical Review* 163, 1327–1342 (1967).
- BALASUBRAHMANYAN, HAGGE, LUDWIG, ET McDONALD. The Multiply Charged Primary Cosmic Radiation at Solar Minimum 1965. *J. Geophys. Res.* 71, 1771 (1966).

- BALDINI. Space-Based Cosmic-Ray and Gamma-Ray Detectors: a Review. *ArXiv e-prints* (2014).
- BEATTY, GARCIA-MUNOZ, ET SIMPSON. The cosmic-ray spectra of H-1, H-2, and He-4 as a test of the origin of the hydrogen superfluxes at solar minimum modulation. *ApJ* 294, 455–462 (1985).
- BEATTY, FICENEC, TOBIAS, ET AL. The cosmic-ray He-3/He-4 ratio from 100 to 1600 MeV/amu. *ApJ* 413, 268–280 (1993).
- BECQUEREL. On Radioactivity, a new property of matter. *Nobel Lecture* (1903).
- BELL. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *MNRAS* 182, 147–156 (1978)a.
- BELL. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II. *MNRAS* 182, 443–455 (1978)b.
- BELL ET LUCEK. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field. *MNRAS* 321, 433–438 (2001).
- BELLETTINI, COCCONI, DIDDENS, ET AL. Proton-nuclei cross sections at 20 GeV. *Nucl. Phys. A* 79, 609–624 (1966).
- BELLOTTI, CAFAGNA, CIRCELLA, ET AL. Balloon measurements of cosmic ray muon spectra in the atmosphere along with those of primary protons and helium nuclei over midlatitude. *Phys. Rev. D* 60(5), 052002 (1999).
- BERINGER, ARGUIN, BARNETT, ET AL. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 86(1), 010001 (2012).
- BIERMANN. Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *ZAp* 29, 274 (1951).
- BLANDFORD ET OSTRIKER. Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ* 221, L29–L32 (1978).
- BLANDFORD ET OSTRIKER. Supernova shock acceleration of cosmic rays in the Galaxy. *ApJ* 237, 793–808 (1980).
- BLASI, AMATO, ET SERPICO. Spectral Breaks as a Signature of Cosmic Ray Induced Turbulence in the Galaxy. *Physical Review Letters* 109(6), 061101 (2012).
- BOBIK, BOELLA, BOSCHINI, ET AL. Fluxes and nuclear abundances of cosmic rays inside the magnetosphere using a transmission function approach. *Advances in Space Research* 43, 385–393 (2009).
- BOEZIO, CARLSON, FRANCKE, ET AL. The Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra between 0.4 and 200 GV. *ApJ* 518, 457–472 (1999).
- BOEZIO, BONVICINI, SCHIAVON, ET AL. The cosmic-ray proton and helium spectra measured with the CAPRICE98 balloon experiment. *Astroparticle Physics* 19, 583–604 (2003).

- BOGOMOLOV, LUBYANAYA, ROMANOV, STEPANOV, ET SHULAKOVA. a Stratospheric Magnetic Spectrometer Investigation of the Singly Charged Component Spectra and Composition of the Primary and Secondary Cosmic Radiation. Vol. 1 of *International Cosmic Ray Conference* p. 330 (1979).
- BRINET, BARRAU, BOURRION, ET AL. CHERCAM: a Cherenkov imager for the CREAM experiment. p. 148–153 (2008).
- BRUN ET RADEMAKERS. ROOT – An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 389, 81–86 (1997).
- BURGER, POTGIETER, ET HEBER. Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the Ulysses spacecraft: Implications for the diffusion tensor. *J. Geophys. Res.* 105, 27447–27456 (2000).
- BÜTIKOFER, FLÜCKIGER, ET DESORGHIER. Characteristics of near real-time cutoff calculations on a local and global scale. Vol. 1 of *International Cosmic Ray Conference* p. 769–772 (2008).
- CABALLERO-LOPEZ ET MORAAL. Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109, A01101 (2004).
- CABALLERO-LOPEZ ET MORAAL. Cosmic-ray yield and response functions in the atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 117, A12103 (2012).
- CARROLL, CHIANG, KYCIA, ET AL. Total cross sections of π^\pm , K^\pm , p and overlinep on protons and deuterons between 200 and 370 GeV/c. *Physics Letters B* 80, 423–427 (1979).
- CASADEI ET BINDI. The Origin of Cosmic Ray Electrons and Positrons. *ApJ* 612, 262–267 (2004).
- CASADEI, BALDINI, BINDI, ET AL. The AMS-02 Time of Flight System. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2002).
- CASANDJIAN. Local H i Emissivity Measured with Fermi-LAT and Implications for Cosmic-Ray Spectra. *ApJ* 806, 240 (2015).
- CHEMINET, HUBERT, LACOSTE, MAURIN, ET DEROME. Cosmic ray solar modulation and Forbush decrease analyses based on atmospheric neutron spectrometry at mountain altitude and GEANT4 simulations of extensive air showers. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, 7488–7496 (2013).
- CHOLIS, HOOPER, ET LINDEN. A predictive analytic model for the solar modulation of cosmic rays. *Phys. Rev. D* 93(4), 043016 (2016).
- CLAYTON, GUZIK, ET WEFEL. CRRES Measurements of Energetic Helium During the 1990-1991 Solar Maximum. *Sol. Phys.* 195, 175–194 (2000).
- CLEM. Atmospheric Yield Functions and the Response to Secondary Particles of Neutron Monitors. *International Cosmic Ray Conference* 7, 317 (1999).

- CLEM ET DORMAN. Neutron Monitor Response Functions. *Space Sci. Rev.* 93, 335–359 (2000).
- CLOWE. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. (2006).
- COMSTOCK, FAN, ET SIMPSON. Energy Spectra and Abundances of the Cosmic-Ray Nuclei Helium to Iron from the Ogo-I Satellite Experiment. *ApJ* 155, 609 (1969).
- CORTI, BINDI, CONSOLANDI, ET WHITMAN. Solar Modulation of the Proton Local Interstellar Spectrum with AMS-02, Voyager 1 and PAMELA. *ArXiv e-prints* (2015).
- COSTE, DEROME, MAURIN, ET PUTZE. Constraining Galactic cosmic-ray parameters with $Z \leq 2$ nuclei. *A&A* 539, A88 (2012).
- COURTIER ET LENNEY. The flux of the cosmic ray hydrogen and helium nuclei at Kiruna, Sweden. *Planet. Space Sci.* 14, 503–518 (1966).
- COWAN. Statistical Data Analysis. Oxford University Press, Oxford (1998).
- CURIE. *Traité de radioactivité*. Paris, Gauthier (1910).
- DE NOLFO, BARBIER, CHRISTIAN, ET AL. A measurement of cosmic ray deuterium from 0.5-2.9 GeV/nucleon. Vol. 528 of *American Institute of Physics Conference Series* p. 425–428 (2000).
- DENISOV, DONSKOV, GORIN, ET AL. Absorption cross sections for pions, kaons, protons and antiprotons on complex nuclei in the 6 to 60 GeV/c momentum range. *Nuclear Physics B* 61, 62–76 (1973).
- DERBINA, GALKIN, HAREYAMA, ET AL. Cosmic-Ray Spectra and Composition in the Energy Range of 10-1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment. *ApJ* 628, L41–L44 (2005).
- DIEHL, ELLITHORPE, MÜLLER, ET SWORDY. The energy spectrum of cosmic-ray protons and helium near 100 GeV. *Astroparticle Physics* 18, 487–500 (2003).
- DIRAC. The quantum theory of the electron. I. 117(778), 610–624 (1928).
- DOLL, ENGLER, GILS, ET AL. The KASCADE Project. *International Cosmic Ray Conference* 10, 279 (1990).
- DONATO ET SERPICO. “Discrepant hardenings” in cosmic ray spectra: A first estimate of the effects on secondary antiproton and diffuse gamma-ray yields. *Phys. Rev. D* 83(2), 023014 (2011).
- DONNELLY, THOMPSON, O’SULLIVAN, ET AL. Actinide and Ultra-Heavy Abundances in the Local Galactic Cosmic Rays: An Analysis of the Results from the LDEF Ultra-Heavy Cosmic-Ray Experiment. *ApJ* 747, 40 (2012).
- DORMAN. Cosmic Rays in the Earth’s Atmosphere and Underground. *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 303. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2004).

- DRURY. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports on Progress in Physics* 46, 973–1027 (1983).
- DULDIG. Muon Observations. *Space Sci. Rev.* 93, 207–226 (2000).
- DURGAPRASAD, FICHEL, ET GUSS. Solar Modulation of Cosmic Rays and Its Relationship to Proton and Helium Fluxes, Interstellar Travel, and Interstellar Secondary Production. *J. Geophys. Res.* 72, 2765 (1967).
- ELSTER ET GEITEL. Ueber Elektrizitätszerstreuung in der Luft. *Annalen der Physik* 307, 425–446 (1900).
- ERLYKIN ET WOLFENDALE. Interpretation of features in the cosmic ray proton and helium energy spectra in terms of a local source. *Journal of Physics G Nuclear Physics* 42(12), 125201 (2015).
- FAN, GLOECKLER, ET SIMPSON. Cosmic Radiation Helium Spectrum below 90 MeV per Nucleon Measured on Imp 1 Satellite. *J. Geophys. Res.* 70, 3515–3527 (1965).
- FAN, GLOECKLER, HSIEH, ET SIMPSON. Isotopic Abundances and Energy Spectra of He³ and He⁴ Above 40 MeV per Nucleon from the Galaxy. *Physical Review Letters* 16, 813–817 (1966).
- FERMI. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review* 75, 1169–1174 (1949).
- FERMI. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *ApJ* 119, 1 (1954).
- FICHEL, GUSS, KNIFFEN, ET NEELAKANTAN. Modulation of Low Energy Galactic Cosmic Ray Hydrogen and Helium. *J. Geophys. Res.* 69, 3293–3295 (1964)a.
- FICHEL, GUSS, STEVENSON, ET WADDINGTON. Cosmic-Ray Hydrogen and Helium Nuclei during a Solar Quiet Time in July 1961. *Physical Review* 133, 818–827 (1964)b.
- FIELDS, OLIVE, CASSÉ, ET VANGIONI-FLAM. Standard cosmic ray energetics and light element production. *A&A* 370, 623–634 (2001).
- FINLAY, MAUS, BEGGAN, ET AL. International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation. *Geophysical Journal International* 183, 1216–1230 (2010).
- FLÜCKIGER, MOSER, PIRARD, ET ET AL. A parameterized neutron monitor yield function for space weather applications. Vol. 1 of *International Cosmic Ray Conference* p. 289–292 (2008).
- FOSTER ET SCHRAUTEMEIER. Energy spectrum and geomagnetic cut-off of primary cosmic-ray α -particles near 41 deg N mag. *Nuovo Cimento A Serie* 47, 189–194 (1967).
- FOWLER, WADDINGTON, FREIER, NAUGLE, ET NEY. The low energy end of the cosmic ray spectrum of alpha-particles. *Philosophical Magazine* 2, 157–175 (1957).
- FREIER ET WADDINGTON. Intensity of 80- to 200-MeV Protons over Fort Churchill on August 26, 1960. *J. Geophys. Res.* 70, 2111–2117 (1965).

- FREIER ET WADDINGTON. Singly and doubly charged particles in the primary cosmic radiation. *J. Geophys. Res.* 73, 4261–4271 (1968).
- FREIER, NEY, ET FOWLER. Cosmic Rays and the Sunspot Cycle: Primary α -Particle Intensity at Sunspot Maximum. *Nature* 181, 1319–1321 (1958).
- FREIER ET WADDINGTON. Electron, Hydrogen Nuclei, and Helium Nuclei Observed in Primary Cosmic Radiation during 1963. *J. Geophys. Res.* 70, 5753–5768 (1965).
- GALANTE. The VERITAS extragalactic non-blazar program. *International Cosmic Ray Conference* 8, 59 (2011).
- GARCIA-MUNOZ, MASON, ET SIMPSON. The anomalous He-4 component in the cosmic-ray spectrum at below approximately 50 MeV per nucleon during 1972-1974. *ApJ* 202, 265–275 (1975).
- GARRARD, STONE, ET VOGT. Solar Modulation of Cosmic-Ray Protons and He Nuclei. *International Cosmic Ray Conference* 2, 732 (1973).
- GEANT4 COLLABORATION, AGOSTINELLI, ET AL. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 506, 250–303 (2003).
- GHELFI, BARAO, DEROME, ET MAURIN. Non-parametric determination of H and He IS fluxes from cosmic-ray data. *ArXiv e-prints* (2015).
- GHELFI, MAURIN, CHEMINET, ET AL. Neutron monitors and muon detectors for solar modulation studies: 2. ϕ time series. *ArXiv e-prints* (2016).
- GLEESON. The equations describing the cosmic-ray gas in the interplanetary region. *Planet. Space Sci.* 17, 31–47 (1969).
- GLEESON ET AXFORD. Cosmic Rays in the Interplanetary Medium. *ApJ* 149, L115 (1967).
- GLEESON ET AXFORD. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *ApJ* 154, 1011 (1968).
- GLEESON ET URCH. A Study of the Force-Field Equation for the Propagation of Galactic Cosmic Rays. *Ap&SS* 25, 387–404 (1973).
- GUNN ET OSTRIKER. Acceleration of High-Energy Cosmic Rays by Pulsars. *Physical Review Letters* 22, 728–731 (1969).
- GUO ET FLORINSKI. Galactic Cosmic-Ray Modulation near the Heliopause. *ApJ* 793, 18 (2014).
- HAINO, SANUKI, ABE, ET AL. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer. *Physics Letters B* 594, 35–46 (2004).
- HERMANN. The ground-based gamma-ray observatory CTA. *Astronomische Nachrichten* 328, 600 (2007).
- HESS. Über die Absorption des γ -Strahlen in der Atmosphäre. *Physikalische Zeitschrift* 12, 998–1001 (1911)a.

- HESS. Messungen der durchdringenden Strahlung bei zwei Freiballonfahrten. *Aus den Sitzungsberichten der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse* 120, 1–11 (1911)b.
- HESS. Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei zwei Freiballonfahrten. *Aus den Sitzungsberichten der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse* 121, 1–31 (1912).
- HESS. Unsolved Problems in Physics: Tasks for the Immediate Future in Cosmic Ray Studies. *Nobel Lecture* (1936).
- HILLAS. Is Cygnus X-3 a monoenergetic 10 to the 17th eV accelerator? *Nature* 312, 50 (1984).
- HOFMANN ET WINCKLER. The measurement at balloon heights of the low energy hydrogen and helium isotopes in the cosmic radiation at solar minimum, 1965. *Planet. Space Sci.* 15, 715–725 (1967).
- HÖRANDEL. Cosmic-ray composition and its relation to shock acceleration by supernova remnants. *Advances in Space Research* 41, 442–463 (2008).
- HSIEH. Study of Solar Modulation of Low-Energy Cosmic Rays Using Differential Spectra of Protons, 3He, and 4He at E \gg 100 MeV Per Nucleon during the Quiet Time in 1965 and 1967. *ApJ* 159, 61 (1970).
- HSIEH, MASON, ET SIMPSON. Cosmic-Ray 2H from Satellite Measurements, 1965-1969. *ApJ* 166, 221 (1971).
- IVANENKO, SHESTOPEROV, CHIKOVA, ET AL. Energy Spectra of Cosmic Rays above 2 TeV as Measured by the 'SOKOL' Apparatus. *International Cosmic Ray Conference* 2, 17 (1993).
- JAMES. Minuit reference manual. *CERN Program Library Writeup* p. D506 (1994).
- JAMES ET ROOS. Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications* 10, 343–367 (1975).
- JOKIPII. Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field. *ApJ* 146, 480 (1966).
- JOKIPII ET PARKER. Energy changes of cosmic rays in the solar system. *Planet. Space Sci.* 15, 1375–1386 (1967).
- JOKIPII ET PARKER. on the Convection, Diffusion, and Adiabatic Deceleration of Cosmic Rays in the Solar Wind. *ApJ* 160, 735 (1970).
- JONES. A theoretical review of diffusive shock acceleration. *ApJS* 90, 561–565 (1994).
- KACHELRIESS, NERONOV, ET SEMIKOZ. Signatures of a Two Million Year Old Supernova in the Spectra of Cosmic Ray Protons, Antiprotons, and Positrons. *Physical Review Letters* 115 (18), 181103 (2015).

- KAWAGUCHI, MIKAMI, INOUE, ET AL. A New 100 km² Surface Array at Akeno (AGASA). *International Cosmic Ray Conference* 4, 294 (1990).
- KOLHÖRSTER. Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in grösseren Höhen. *Physikalische Zeitschrift* 14, 1153 (1913).
- KOLHÖRSTER. Messungen der durchdringenden Strahlung bis in Höhen von 9300m. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 14, 719–721 (1914).
- KONDOR. Method of convergent weights - An iterative procedure for solving Fredholm's integral equations of the first kind. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 216, 177–181 (1983).
- KÓTA ET JOKIPPI. Are Cosmic Rays Modulated beyond the Heliopause? *ApJ* 782, 24 (2014).
- KOUNINE. The Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *International Journal of Modern Physics E* 21, 1230005 (2012).
- KROEGER. Measurements of hydrogen and helium isotopes in Galactic cosmic rays from 1978 through 1984. *ApJ* 303, 816–828 (1986).
- KRYMSKII. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* 234, 1306–1308 (1977).
- KÜHL, GÓMEZ-HERRERO, ET HEBER. Annual Cosmic Ray Spectra from 250 MeV up to 1.6 GeV from 1995 - 2014 Measured with the Electron Proton Helium Instrument onboard SOHO. *Sol. Phys.* 291, 965–974 (2016).
- LAGAGE ET CESARSKY. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *A&A* 125, 249–257 (1983).
- LALLEMENT, BERTAUX, QUÉMERAIS, ET SANDEL. Galactic cosmic rays measured by UVS on Voyager 1 and the end of the modulation. Is the upwind heliopause a collapsed charge-exchange layer? *A&A* 563, A108 (2014).
- LANGNER, POTGIETER, ET WEBBER. Modulation of cosmic ray protons in the heliosheath. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108, 8039 (2003).
- LAVALLE. Impact of the spectral hardening of TeV cosmic rays on the prediction of the secondary positron flux. *MNRAS* 414, 985–991 (2011).
- LAVALLE, MAURIN, ET PUTZE. Direct constraints on diffusion models from cosmic-ray positron data: Excluding the minimal model for dark matter searches. *Phys. Rev. D* 90(8), 081301 (2014).
- LEECH ET OGALLAGHER. The isotopic composition of cosmic-ray helium from 123 to 279 MeV per nucleon - A new measurement and analysis. *ApJ* 221, 1110–1123 (1978).
- LETAW, SILBERBERG, ET TSAO. Proton-nucleus total inelastic cross sections - an empirical formula for E greater than 10 MeV. *ApJS* 51, 271–275 (1983).

- LEZNIAK ET WEBBER. Solar modulation of cosmic ray protons, helium nuclei, and electrons: A comparison of experiment with theory. *J. Geophys. Res.* 76, 1605 (1971).
- LUCEK ET BELL. Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming. *MNRAS* 314, 65–74 (2000).
- LUO, ZHANG, POTGIETER, FENG, ET POGORELOV. A Numerical Simulation of Cosmic-Ray Modulation Near the Heliopause. *ApJ* 808, 82 (2015).
- MACCIONE. Low Energy Cosmic Ray Positron Fraction Explained by Charge-Sign Dependent Solar Modulation. *Physical Review Letters* 110(8), 081101 (2013).
- MANNHEIM ET SCHLICKEISER. Interactions of cosmic ray nuclei. *A&A* 286 (1994).
- MASÍAS-MEZA ET COLLABORATION. Solar Cycle Modulation of Cosmic Rays Observed with the Low Energy Modes of the Pierre Auger Observatory. *International Cosmic Ray Conference* (2015).
- MATTHIÄ. The Radiation Environment in the Lower Atmosphere A Numerical Approach. *Thèse de doctorat* Mathematisch-Naturwissenschaftliche FakultÄt der Christian-Albrechts-UniversitÄt zu Kiel (2009).
- MATTHIÄ, HEBER, REITZ, ET AL. Temporal and spatial evolution of the solar energetic particle event on 20 January 2005 and resulting radiation doses in aviation. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, A08104 (2009).
- MAURIN, MELOT, ET TAILLET. A database of charged cosmic rays. *A&A* 569, A32 (2014).
- MAURIN, CHEMINET, DEROME, GHELFI, ET HUBERT. Neutron monitors and muon detectors for solar modulation studies: Interstellar flux, yield function, and assessment of critical parameters in count rate calculations. *Advances in Space Research* 55, 363–389 (2015).
- MCCRACKEN ET RAO. The temporal independence of the occurrence of small scale irregularities in the interplanetary magnetic field. *Planet. Space Sci.* 14, 649–651 (1966).
- MCDONALD. Direct Determination of Primary Cosmic-Ray Alpha-Particle Energy Spectrum by New Method. *Physical Review* 104, 1723–1729 (1956).
- MCDONALD. Study of Geomagnetic Cutoff Energies and Temporal Variation of the Primary Cosmic Radiation. *Physical Review* 107, 1386–1395 (1957).
- MCDONALD. Primary Cosmic-Ray Intensity near Solar Maximum. *Physical Review* 116, 462–463 (1959).
- MCDONALD ET WEBBER. Proton Component of the Primary Cosmic Radiation. *Physical Review* 115, 194–205 (1959).
- MCDONALD ET WEBBER. Changes in the Low-Rigidity Primary Cosmic Radiation during the Large Forbush Decrease of May 12, 1959. *J. Geophys. Res.* 65, 767 (1960).

- MCINTOSH, WANG, LEAMON, ET AL. Deciphering Solar Magnetic Activity. I. On the Relationship between the Sunspot Cycle and the Evolution of Small Magnetic Features. *ApJ* 792, 12 (2014).
- MENN, HOF, REIMER, ET AL. The Absolute Flux of Protons and Helium at the Top of the Atmosphere Using IMAX. *ApJ* 533, 281–297 (2000).
- MERRITT, GRAHAM, MOORE, DIEMAND, ET TERZIĆ. Empirical Models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models. *AJ* 132, 2685–2700 (2006).
- MEWALDT, STONE, ET VOGT. The isotopic composition of hydrogen and helium in low-energy cosmic rays. *ApJ* 206, 616–621 (1976).
- MEYER ET VOGT. Primary Cosmic Ray and Solar Protons. II. *Physical Review* 129, 2275–2279 (1963).
- MILLIKAN. Mesotron as the Name of the New Particle. *Physical Review* 55, 105–105 (1939).
- MISHEV ET VELINOV. Normalized ionization yield function for various nuclei obtained with full Monte Carlo simulations. *Advances in Space Research* 48, 19–24 (2011).
- MISHEV, USOSKIN, ET KOVALTSOV. Neutron monitor yield function: New improved computations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118, 2783–2788 (2013).
- NAGASHIMA, SAKAKIBARA, MURAKAMI, ET MORISHITA. Response and yield functions of neutron monitor, Galactic cosmic ray spectrum and its solar modulation, derived from all the available world-wide surveys. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C* 12, 173–209 (1989).
- NAGASHIMA, SAKAKIBARA, MURAKAMI, ET MORISHITA. Response and Yield Functions of Neutron Monitor, Galactic Cosmic-Ray Spectrum and Its Solar Modulation Derived from all the Available World-Wide Survey. *International Cosmic Ray Conference 7*, 96 (1990).
- NEDDERMEYER ET ANDERSON. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Physical Review* 51, 884–886 (1937).
- O’GALLAGHER ET SIMPSON. The Heliocentric Intensity Gradients of Cosmic-Ray Protons and Helium during Minimum Solar Modulation. *ApJ* 147, 819 (1967).
- O’NEILL. Badhwar O’Neill galactic cosmic ray model update based on advanced composition explorer (ACE) energy spectra from 1997 to present. *Advances in Space Research* 37, 1727–1733 (2006).
- ORMES ET WEBBER. Measurements of Low-Energy Protons and Alpha Particles in the Cosmic Radiation. *Physical Review Letters* 13, 106–108 (1964).
- ORMES ET WEBBER. Proton and helium nuclei cosmic-ray spectra and modulations between 100 and 2000 Mev/nucleon. *J. Geophys. Res.* 73, 4231–4245 (1968).

- PAMELA COLLABORATION, ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *Science* 332, 69– (2011).
- PAMELA COLLABORATION, ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. Measurements of cosmic-ray proton and helium spectra with the PAMELA calorimeter. *Advances in Space Research* 51, 219–226 (2013)a.
- PAMELA COLLABORATION, ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. Time Dependence of the Proton Flux Measured by PAMELA during the 2006 July-2009 December Solar Minimum. *ApJ* 765, 91 (2013)b.
- PAMELA COLLABORATION, ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. Measurement of the Isotopic Composition of Hydrogen and Helium Nuclei in Cosmic Rays with the PAMELA Experiment. *ApJ* 770, 2 (2013)c.
- PANOV, ADAMS, AHN, ET AL. Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment: Final results. *Bulletin of the Russian Academy of Science, Phys.* 73, 564–567 (2009).
- PAPINI, PICCARDI, SPILLANTINI, ET AL. High-Energy Deuteron Measurement with the CAPRICE98 Experiment. *ApJ* 615, 259–274 (2004).
- PARKER. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ* 128, 664 (1958)a.
- PARKER. Dynamical Instability in an Anisotropic Ionized Gas of Low Density. *Physical Review* 109, 1874–1876 (1958)b.
- PARKER. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* 13, 9–49 (1965).
- PEREIRA. The RICH detector of the AMS-02 experiment: status and physics prospects. p. 901–905 (2008).
- PIERRE AUGER COLLABORATION, ABREU, AGLIETTA, AHN, ET AL. The Pierre Auger Observatory scaler mode for the study of solar activity modulation of galactic cosmic rays. *Journal of Instrumentation* 6, 1003 (2011).
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *A&A* 571, A16 (2014).
- POWELL. The Cosmic Radiation. *Nobel Lecture* (1950).
- PROTHEROE. Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays. Vol. 230 p. 247 (1999).
- PUTZE ET DEROME. The Grenoble Analysis Toolkit (GreAT)-A statistical analysis framework. *Physics of the Dark Universe* 5, 29–34 (2014).
- RUBIN ET FORD, JR. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ* 159, 379 (1970).

- RUTHERFORD. The Chemical Nature of the Alpha Particles from Radioactive Substances. *Nobel Lecture* (1908).
- RYAN, ORMES, ET BALASUBRAHMANYAN. Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra above 50 GeV. *Physical Review Letters* 28, 985–988 (1972).
- RYGG ET EARL. Balloon measurements of cosmic ray protons and helium over half a solar cycle 1965-1969. *J. Geophys. Res.* 76, 7445 (1971).
- RYGG, OGALLAGHER, ET EARL. Modulation of cosmic ray protons and helium nuclei near solar maximum. *J. Geophys. Res.* 79, 4127–4137 (1974).
- SAOUTER. Nuclei identification with the AMS-02 silicon tracker and measurement of cosmic ray nuclei fluxes. *Thèse de doctorat* Geneva U. (2014).
- SCHERER, FICHTNER, STRAUSS, ET AL. On Cosmic Ray Modulation beyond the Heliopause: Where is the Modulation Boundary? *ApJ* 735, 128 (2011).
- SEO, ORMES, STREITMATTER, ET AL. Measurement of cosmic-ray proton and helium spectra during the 1987 solar minimum. *ApJ* 378, 763–772 (1991).
- SEO, WANG, MATSUNAGA, ET AL. Spectra of H and He measured in a series of annual flights. *Advances in Space Research* 26, 1831–1834 (2001).
- SHIKAZE, HAINO, ABE, ET AL. Measurements of 0.2–20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer. *Astroparticle Physics* 28, 154–167 (2007).
- SHIMIZU, LITES, ET BAMBA. High-speed photospheric material flow observed at the polarity inversion line of a δ -type sunspot producing an X5.4 flare on 2012 March 7. *PASJ* 66, S14 (2014).
- SIMPSON. The Cosmic Ray Nucleonic Component: The Invention and Scientific Uses of the Neutron Monitor - (Keynote Lecture). *Space Sci. Rev.* 93, 11–32 (2000).
- SMART ET SHEA. World Grid of Calculated Cosmic Ray Vertical Cutoff Rigidities for Epoch 1995.0. Vol. 1 of *International Cosmic Ray Conference* p. 733–736 (2008)a.
- SMART ET SHEA. World Grid of Calculated Cosmic Ray Vertical Cutoff Rigidities for Epoch 2000.0. Vol. 1 of *International Cosmic Ray Conference* p. 737–740 (2008)b.
- SMART ET SHEA. Fifty years of progress in geomagnetic cutoff rigidity determinations. *Advances in Space Research* 44, 1107–1123 (2009).
- SMART, SHEA, TYLKA, ET FLÜCKIGER. Calculated Vertical Cutoff Rigidities for the International Space Station Using the Tsyganenko Magnetospheric Model for Every Two Hours in UT. Vol. 7 of *International Cosmic Ray Conference* p. 4241 (2003).

- SMART, SHEA, TYLKA, ET BOBERG. A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: Accuracy verification and application to space weather. *Advances in Space Research* 37, 1206–1217 (2006).
- SMITH, BUFFINGTON, SMOOT, ALVAREZ, ET WAHLIG. A Measurement of Cosmic-Ray Rigidity Spectra above 5 GV/c of Elements from Hydrogen to Iron. *ApJ* 180, 987–1010 (1973).
- SPRINGEL, WANG, VOGELSBERGER, ET AL. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes. *MNRAS* 391, 1685–1711 (2008).
- STONE. A Measurement of the Primary Proton Flux from 10 to 130 Million Electron Volts. *J. Geophys. Res.* 69, 3939–3945 (1964).
- STONE, VOGT, McDONALD, ET AL. Cosmic ray investigation for the Voyager missions: Energetic particle studies in the outer heliosphere - and beyond. *Space Sci. Rev.* 21, 355–376 (1977).
- STONE, CUMMINGS, McDONALD, ET AL. Voyager 1 Observes Low-Energy Galactic Cosmic Rays in a Region Depleted of Heliospheric Ions. *Science* 341, 150–153 (2013).
- STRAUSS, POTGIETER, BÜSCHING, ET KOPP. Modelling heliospheric current sheet drift in stochastic cosmic ray transport models. *Ap&SS* 339, 223–236 (2012).
- STRONG ET MOSKALENKO. Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *ApJ* 509, 212–228 (1998).
- STRONG, MOSKALENKO, ET PTUSKIN. Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 57, 285–327 (2007).
- STÖRMER. The Polar Aurora. (1955).
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION, ABRAHAM, ABREU, ET AL. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints* (2009).
- TOMASSETTI. Cosmic-ray protons, nuclei, electrons, and antiparticles under a two-halo scenario of diffusive propagation. *Phys. Rev. D* 92(8), 081301 (2015).
- TRIDON, SCHWEIZER, GOEBEL, ET AL. The MAGIC-II gamma-ray stereoscopic telescope system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 623, 437–439 (2010).
- TSYGANENKO. Data-based modelling of the Earth’s dynamic magnetosphere: a review. *Annales Geophysicae* 31, 1745–1772 (2013).
- URCH ET GLEESON. Galactic cosmic ray modulation from 1965 1970. *Ap&SS* 17, 426–446 (1972).
- USOSKIN, BAZILEVSKAYA, ET KOVALTSOV. Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 116, A02104 (2011).

- ČERENKOV. Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light. *Physical Review* 52, 378–379 (1937).
- WANG, SEO, ANRAKU, FUJIKAWA, ET AL. Measurement of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium and Their Isotopic Composition with the BESS Experiment. *ApJ* 564, 244–259 (2002).
- WEBBER ET HIGBIE. Galactic propagation of cosmic ray nuclei in a model with an increasing diffusion coefficient at low rigidities: A comparison of the new interstellar spectra with Voyager data in the outer heliosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, A02103 (2009).
- WEBBER ET McDONALD. Cerenkov Scintillation Counter Measurements of the Intensity and Modulation of Low Rigidity Cosmic Rays and Features of the Geomagnetic Cutoff Rigidity. *J. Geophys. Res.* 69, 3097–3114 (1964).
- WEBBER ET YUSHAK. A measurement of the energy spectra and relative abundance of the cosmic-ray H and He isotopes over a broad energy range. *ApJ* 275, 391–404 (1983).
- WEBBER, GOLDEN, ET STEPHENS. Cosmic ray proton and helium spectra from 5 - 200 GV measured with a magnetic spectrometer. *International Cosmic Ray Conference* 1, 325–328 (1987).
- WEBBER, GOLDEN, STOCHAJ, ORMES, ET STRITTMATTER. A measurement of the cosmic-ray H-2 and He-3 spectra and H-2/He-4 and He-3/He-4 ratios in 1989. *ApJ* 380, 230–234 (1991).
- WEFEL, AHLEN, BEATTY, ET AL. Measurements of Cosmic Ray Helium During the 1991 Solar Maximum. *International Cosmic Ray Conference* 2, 630 (1995).
- WULF. About the radiation of high penetration capacity contained in the atmosphere. *Physikalische Zeitschrift* 10, 152–157 (1909).
- WULF. Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm. *Physikalische Zeitschrift* 11, 811–813 (1910).
- YANG, DE OÑA WILHELMI, ET AHARONIAN. Probing cosmic rays in nearby giant molecular clouds with the Fermi Large Area Telescope. *A&A* 566, A142 (2014).
- YOON, AHN, ALLISON, ET AL. Cosmic-ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight. *ApJ* 728, 122 (2011).
- ZATSEPIN, ZAMCHALOVA, VARKOVITSKAYA, ET AL. Energy Spectra of Primary Protons and Other Nuclei in Energy Region 10-100 TeV/nucleus. Vol. 2 of *International Cosmic Ray Conference* p. 13 (1993).
- ZHANG, LUO, ET POGORELOV. Where is the cosmic-ray modulation boundary of the heliosphere? *Physics of Plasmas* 22(9), 091501 (2015).
- ZHAO. Analytical models for galactic nuclei. *MNRAS* 278, 488–496 (1996).
- ZWICKY. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta* 6, 110–127 (1933).