



2014

Faculté des Sciences  
Département de Physique

## THESE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

## DOCTORAT

**Interprétation du spectre primaire des  
électrons cosmiques de très haute énergie**

Option : Matière et Rayonnement

Par

**Rafik SEDRATI**

Directeur de Thèse Réda ATTALLAH Pr. U. Annaba

### DEVANT LE JURY

Président Hocine MERADJI Pr. U. Annaba

Examineurs Abdelhamid BOULDJEDRI Pr. U. Batna

Kamel ALIOUA M. C. U. Souk-Ahras

## ملخص

كشفت مؤخرا العديد من التجارب المختصة في دراسة الاشعة الكونية بعض الخصائص الشاذة على مستوى الطيف الطاقوي للإلكترونات الكونية. حيث اظهرت بعض التجارب المحمولة على متن الاقمار الاصطناعية على غرار PAMELA و Fermi-LAT و AMS-02 تزايد في نسبة البوزيترونات الكونية فيما فوق 10 GeV ، بينما التجارب المحمولة بواسطة المناطيد ابرزت وجود نتوء على مستوى الطيف الطاقوي الإجمالي للإلكترونات الكونية في حدود بعض المئات من GeV. هذه النتائج اللافتة تتعارض مع توقعات النماذج التقليدية المستندة في مجملها على فرضية ان البوزيترونات ذات منشأ ثانوي ووحيد. هذه الاخيرة تعطي طيف طاقي دون اي بنية خاصة بالإلكترونات الكونية مع تناقص في نسبة البوزيترونات بالنسبة للطاقة. اثارت هذه الخصائص الشاذة الكثير من الجدل حول تفسيرها. بالنسبة للبعض اعتبرها نجمة عن بعض المصادر الفلكية القريبة كالنجوم النابضة وبقايا المستعرات العظمى والتي تعمل ايضا على تسريع الالكترونات والبوزترونات. بالنسبة للبعض الاخر ، فإنها تنجم عن فناء أو اضمحلال جسيمات المادة المظلمة الافتراضية.

هذه الاطروحة هي مساهمة في دراسة هذه الظاهرة. اولا من خلال استعمال النموذج الإصطلاحي عبر برنامج GALPROP ، قمنا بحساب طيف الالكترونات والبوزترونات الكونية حيث تم التأكد من عدم توافقه مع المعطيات التجريبية الأخيرة. قمنا بعدها بتطوير برنامج Monte Carlo لمحاكات انتشار الإلكترونات الكونية عبر وسط ما بين النجوم من اجل تحليل سيناريو المصادر الفلكية المحلية. يمكن لهذه المقاربة أن تكون ذات سند كبير في البحث عن مصدر الإلكترونات الكونية ذات الطاقة العالية.

# Résumé

De nombreuses expériences étudiant les rayons cosmiques ont récemment révélé l'existence de quelques anomalies dans le spectre d'énergie des électrons. En effet, des expériences à bord de satellites (PAMELA, Fermi-LAT et AMS-02) ont montré que la fraction de positrons cosmiques augmente au-delà de 10 GeV, tandis que des expériences à bord de ballons stratosphériques (ATIC, PPB-BETS et ECC) ont dévoilé un pic dans le spectre total d'énergie aux alentours de quelques centaines de GeV. Ces résultats remarquables sont contraires aux prévisions des modèles traditionnels basés sur l'hypothèse que les positrons sont uniquement d'origine secondaire. Ces derniers donnent un spectre d'énergie sans aucune structure pour les électrons cosmiques avec une fraction de positrons décroissante avec l'énergie. La cause de ces anomalies est actuellement très controversée. Pour certains, elles sont l'effet de quelques sources astrophysiques proches, tels que les pulsars et restes de supernovæ, qui accéléreraient aussi bien les électrons négatifs que les positrons. Pour d'autres, elles résultent de l'annihilation ou la désintégration de particules hypothétiques de matière noire.

Cette thèse se veut une contribution à l'étude de ce phénomène. D'abord, en utilisant un modèle conventionnel à travers le code numérique GALPROP, nous avons calculé les flux des électrons et des positrons cosmiques tout en soulignant leur désaccord avec les données expérimentales récentes. Ensuite, nous avons développé un programme de simulation Monte Carlo de la propagation des électrons dans le milieu interstellaire dans le but d'analyser le scénario de sources astrophysiques locales. Cette approche pourrait être d'une grande aide dans la recherche de l'origine des électrons cosmiques de très haute énergie.

# Abstract

Many experiments studying cosmic rays have recently revealed the existence of several anomalies in the energy spectrum of electrons. Indeed, experiments on board satellites (PAMELA, Fermi-LAT and AMS-02) have showed that the fraction of cosmic positrons increases beyond 10 GeV, whereas experiments onboard stratospheric balloons (ATIC, PPB-BETS and ECC) have unveiled a peak in the total energy spectrum around several hundred GeV. These remarkable results are opposite to the predictions of the traditional models based on the assumption that positrons are only of secondary origin. These models provide a featureless energy spectrum for cosmic electrons with a positron fraction decreasing with energy. The cause of these anomalies is currently highly controversial. For some they are the effect of several nearby astrophysical sources, such as pulsars and supernovae remnants, which might accelerate negative electrons as well as positrons. For others they result from the annihilation or decay of hypothetical dark matter particles.

This thesis is a contribution to the study of this phenomenon. First, using a conventional model through the numerical code GALPROP, we calculated the flux of cosmic electrons and positrons emphasizing their disagreement with the recent experimental data. Then, we developed a program of Monte Carlo simulation of the propagation of electrons in the interstellar medium with the aim to analyze the scenario of local astrophysical sources. This approach might be of great help to investigate the origin of high-energy cosmic-ray electrons.

## **REMERCIEMENTS**

*Avant tout, louange et gratitude à ALLAH le tout puissant pour la volonté, la santé, la force et la patience qu'il m'a données pour l'accomplissement de ce travail et l'atteinte de cet objectif.*

*Je tiens à remercier mon directeur de Thèse Monsieur Réda ATTALLAH, professeur à l'Université d'Annaba, d'avoir eu la gentillesse de diriger ce travail de recherche et de m'avoir bien guidé par ses nombreux conseils constructifs.*

*Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Hocine MERADJI, Professeur à l'Université Badji Mokhtar de Annaba et Directeur du Laboratoire de Physique des Rayonnements (LPR) qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse de doctorat.*

*J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur Abdelhamid BOULDJEDRI, Professeur à l'Université de Batna, d'avoir accepté d'examiner cette thèse et de participer à ce jury.*

*J'adresse mes très sincères remerciements à Monsieur Kamel ALIOUA, Maître de conférences à l'Université de Souk-Ahras d'avoir accepté de faire partie du jury et d'examiner ce travail.*

*Naturellement, je ne saurais assez exprimer ma reconnaissance à mes enseignants ; à mes collègues pour leur soutien sans faille et leur patience sans limite ; à ma famille ; à mes amis, mais toujours compréhensifs, pour... tout.*

*Merci à toutes et à tous.*

# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>7</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>10</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>1 Rayons cosmiques</b>	<b>13</b>
1.1 Bref historique . . . . .	14
1.2 Spectre d'énergie . . . . .	17
1.3 Composition chimique et abondances . . . . .	21
1.4 Origine et accélération des rayons cosmiques . . . . .	23
1.5 Études expérimentales . . . . .	27
1.5.1 Détection directe . . . . .	27
1.5.2 Détection indirecte . . . . .	28
1.5.3 Exemples . . . . .	30
1.6 Observations des électrons cosmiques . . . . .	32
<b>2 Propagation des rayons cosmiques galactiques</b>	<b>37</b>
2.1 Approche générale . . . . .	38
2.1.1 Milieu interstellaire local . . . . .	38
2.1.2 La Galaxie (Voie Lactée) . . . . .	39
2.2 Diffusion . . . . .	41
2.2.1 Description microscopique . . . . .	42
2.2.2 Description macroscopique . . . . .	43
2.3 Équation de transport des rayons cosmiques . . . . .	44
2.4 Modèles de propagation . . . . .	50
2.4.1 Le modèle de la boîte qui fuit (Leaky Box Model) . . . . .	50
2.4.2 Le modèle de diffusion . . . . .	52
2.4.3 Autres modèles . . . . .	54
2.5 Codes numériques . . . . .	55

---

<b>3</b>	<b>Électrons cosmiques de haute énergie</b>	<b>61</b>
3.1	Interactions des électrons cosmiques avec le milieu interstellaire . . . . .	62
3.1.1	Émission synchrotron . . . . .	62
3.1.2	Diffusion Compton inverse . . . . .	64
3.1.3	Perte d'énergie par ionisation . . . . .	65
3.1.4	Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung . . . . .	66
3.1.5	Pertes adiabatiques . . . . .	67
3.1.6	Perte totale d'énergie . . . . .	67
3.2	Résultats expérimentaux et anomalies . . . . .	69
3.2.1	Spectre d'énergie des électrons cosmiques primaires . . . . .	69
3.2.2	Fraction de positrons . . . . .	71
3.3	Modèle conventionnel . . . . .	72
3.3.1	Diffusion des électrons dans la Galaxie . . . . .	72
3.3.2	Prédictions pour les électrons cosmiques . . . . .	76
3.4	Interprétation des anomalies . . . . .	84
3.4.1	Sources astrophysiques . . . . .	84
3.4.2	Matière noire . . . . .	85
3.5	Simulation Monte Carlo . . . . .	86
3.5.1	Faisabilité . . . . .	87
3.5.2	Procédure Monte Carlo . . . . .	88
3.5.3	Résultats et discussion . . . . .	90
	<b>Conclusion générale</b>	<b>98</b>
	<b>A Publications et communications</b>	<b>99</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>105</b>

# Table des figures

1.1	Hess, après l'un des vols de ballon les plus réussis (7 août 1912), quand il atteignit une altitude de 5 km et dans lequel l'augmentation de l'ionisation avec l'altitude fut découverte pour la première fois [3]. . . . .	15
1.2	Ionisation en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. Les diamants (◆) correspondent au vol de Kolhörster jusqu'au 9 km, les cercles (○) et les astérisques (*) aux mesures de Millikan dans l'eau [4]. . . . .	16
1.3	Spectre d'énergie différentiel des rayons cosmiques pour des énergies supérieures à 1 GeV. Il s'agit du flux différentiel $dN/(dE dA d\Omega dt)$ , où $N$ est le nombre de particules collectées, $A$ la surface du détecteur, $\Omega$ l'angle solide et $t$ la durée de la mesure. Les données expérimentales sont compilées par [10]. . . . .	19
1.4	Structures du spectre primaire d'énergie des rayons cosmiques [11]. . . . .	20
1.5	Flux des principales composantes du rayonnement cosmique galactique (primaire) au-delà de 2 GeV/nucleon [13]. . . . .	22
1.6	Comparaison des abondances des rayons cosmiques galactiques (ligne bleue) avec celles du système solaire (barres rouges). L'axe horizontal donne le nombre de protons du noyau, le symbole de l'élément chimique correspondant est noté dans la partie supérieure du diagramme [12]. . . . .	23
1.7	Représentation schématique de l'idée originale de Fermi concernant l'accélération de rayons cosmiques par un nuage magnétisé (mécanisme de Fermi du 2nd ordre). . . . .	25
1.8	Accélération des rayons cosmiques par onde de choc forte se propageant dans un milieu interstellaire. . . . .	26
1.9	Plage d'énergie accessible par les différentes expériences mesurant le flux de rayons cosmiques (en bleu : détection directe, en rouge : détection des secondaires chargés au sol, en vert : fluorescence de l'air). . . . .	27
1.10	Techniques de détection indirecte des gerbes atmosphériques : à gauche, télescope à lumière Čerenkov, et à droite, réseau de détecteurs des particules au sol. . . . .	29

---

1.11	Schématisation d'une gerbe atmosphérique avec ses trois composantes principales : électromagnétique, muonique et hadronique [26]. . . . .	30
1.12	Principe de fonctionnement de l'Observatoire Pierre Auger. . . . .	31
1.13	Détection des gerbes atmosphériques par JEM-EUSO depuis l'espace grâce à la fluorescence de l'air et au rayonnement Čerenkov. . . . .	31
1.14	Photo d'une gerbe produite par un électron de haute énergie dans une chambre à brouillard [28] . . . . .	33
1.15	Vue schématique d'un événement Bremsstrahlung converti causée par un positron allant de haut en bas [39] . . . . .	35
2.1	Représentation schématique du milieu interstellaire autour du système solaire [52]. . . . .	39
2.2	Vue de la Voie Lactée à partir de son pôle nord. Le centre Galactique est indiqué par le signe +, le système solaire est représenté par le petit cercle [4].	40
2.3	Vue de côté de la Voie Lactée. Le point noir indique le centre Galactique. Le système solaire est à environ 8.5 kpc du centre Galactique. . . . .	40
2.4	Problème de diffusion unidimensionnel où la particule se disperse à droite ou à gauche à chaque étape. . . . .	43
2.5	Modélisation de la galaxie et de la propagation des rayons cosmiques dans celle-ci [65]. . . . .	49
2.6	Géométrie de la Galaxie dans le modèle de diffusion dans le cas d'un modèle à deux dimensions. Dans ce modèle, la Galaxie est composée d'un disque uniforme d'épaisseur $2h$ et de rayon $R$ . Ce disque est entouré par un halo cylindrique de rayon $R$ et de hauteur $2L$ [71]. . . . .	53
2.7	Service WebRun de GALPROP . . . . .	58
2.8	Exemple de calcul avec WebRun. . . . .	59
2.9	Traçage rapide de WebRun . . . . .	60
3.1	Spectre de puissance du rayonnement synchrotron émis par des électrons d'énergie $10^5$ GeV dans des champs magnétiques Galactiques de 1, 5 et 15 $\mu$ G [4]. . . . .	63
3.2	Coefficient de la perte d'énergie des électrons primaires dans la Galaxie en fonction de leur énergie [25]. . . . .	68
3.3	Spectre d'énergie total des électrons cosmiques primaires [107]. Pour des raisons de clarté, le flux est multiplié par le cube de l'énergie. . . . .	71
3.4	Fraction de positrons cosmiques observée par différentes expériences [106].	72
3.5	Estimation du temps au bout duquel les électrons primaires perdent leurs énergies [110] . . . . .	75

---

3.6	Rapport B/C calculé par GALPROP et ajusté avec notre modèle de diffusion qui inclue la réaccélération comme illustré dans le tableau 3.2. Ce rapport est comparé à différentes données expérimentales. . . . .	80
3.7	Comparaison du spectre des électrons calculé avec GALPROP (ligne continue) avec les données expérimentales (Fermi-LAT, H.E.S.S, ATIC, PPB-BETS ...). . . . .	82
3.8	Comparaison de la fraction de positrons correspondant à notre modèle (ligne continue) avec les données expérimentales (Fermi-LAT, PAMELA, AMS-02, ...). . . . .	83
3.9	Image en couleur du cluster (1E 0657-558), avec la barre blanche indiquant 200 kpc. Les contours verts correspondent au potentiel gravitationnel (obtenu par effet de lentille gravitationnelle) [140]. . . . .	86
3.10	Calcul de la contribution d'annihilation de la matière noire pour le spectre d'électrons (en haut) et la fraction de positron (en bas) [144]. . . . .	87
3.11	Résultats de la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons primaires émis par Vela pour un échantillon de $10^6$ électrons, un indice spectral d'injection $\gamma = 2.1$ , une énergie libérée $\approx 10^{48}$ erg, une énergie de coupure $E_{\text{cut}} = 10$ TeV et un libre parcours moyen $\lambda = 10$ pc. . . . .	93
3.12	Résultats de la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons primaires émis par Cygnus-Loop pour un échantillon de $10^6$ électrons, un indice spectral d'injection $\gamma = 1.2$ , une énergie libérée $\approx 10^{48}$ erg, une énergie de coupure $E_{\text{cut}} = 10$ TeV et un libre parcours moyen $\lambda = 10$ pc. . . . .	94
3.13	Temps moyen de diffusion des électrons cosmiques en fonction de la distance de source (ligne continue). Sur la même figure sont montrés quelques-uns des pulsars proches les plus intéressants avec leurs ages et distances comme coordonnées. . . . .	95
3.14	Flux simulé des électrons cosmiques primaires provenant de sources proches à moins de 2 kpc (Vela et Cygnus Loop) en plus du flux du modèle conventionnel (GALPROP). La comparaison a été faite avec les données expérimentales publiées récemment. . . . .	96
3.15	Fraction de positrons simulée concernant les sources proches à moins de 2 kpc (Vela et Cygnus Loop) en plus de la fraction du modèle conventionnel (GALPROP). La comparaison a été faite avec les données expérimentales publiées récemment. . . . .	97

# Liste des tableaux

1.1	Variation de l'ionisation avec l'altitude [2]. . . . .	14
1.2	Abondances relatives $F$ des noyaux dans les rayons cosmiques à 10.6 GeV/nucléon normalisées à celle de l'oxygène ( $F \equiv 1$ ). Le flux de l'oxygène à 10.6 GeV/nucléon est égal à $3.29 \times 10^{-6} (\text{cm}^2 \text{ s sr GeV/nucléon})^{-1}$ [14]. . . . .	21
3.1	Récapitulatif des processus de perte d'énergie des électrons se déplaçant dans le milieu interstellaire. . . . .	68
3.2	Principaux paramètres du modèle utilisé. . . . .	79
3.3	Comparaison entre la méthode standard et la simulation Monte-Carlo. . . . .	89
3.4	Liste des sources potentielles des électrons cosmiques de très haute énergie [44, 87, 136]. . . . .	90
3.5	Temps de diffusion moyen d'électron éjecté par 17 sources choisi aléatoirement entre 50 et 2000 pc. . . . .	92

# Introduction générale

La composante électronique dans le rayonnement cosmique est constituée de positrons et d'électrons négatifs. Ces particules ne constituent qu'une petite fraction ( $\sim 1\%$ ) de l'intensité des rayons cosmiques mesurés près de la Terre dans la gamme d'énergie GeV-TeV. Toutefois, l'étude des électrons cosmiques est très importante car leur propagation à travers la Galaxie est dirigée par des mécanismes différents de ceux des noyaux cosmiques. L'observation de ces particules est reconnue comme un outil puissant pour sonder les processus d'accélération et de propagation des rayons cosmiques, ainsi que leurs interactions dans l'environnement interstellaire. Ces études ne sont pas possibles à partir de la composante nucléaire des rayons cosmiques en raison des processus de perte d'énergie totalement différents [44].

L'existence des électrons relativistes au sein des rayons cosmiques primaires a été attestée à travers des mesures directes près de la Terre en 1961 par Earl [45] et Meyer [46]. Les radioastronomes ont observé le rayonnement synchrotron des électrons relativistes dans des endroits comme le Soleil, Jupiter, le milieu interstellaire, les supernovæ et d'autres galaxies. C'est ce qu'on appelle l'émission radioélectrique non thermique de la Galaxie. En fait, cette observation nous a fourni une relation importante entre la densité des électrons relativistes et le champ magnétique, si l'on admet qu'il s'agit d'émission synchrotron. En d'autres termes, l'évaluation du champ magnétique est possible grâce à la mesure directe du flux d'électrons relativistes cosmiques au voisinage de la Terre, à condition de supposer que cette mesure n'est pas perturbée par le milieu interplanétaire. Ce calcul a été fait par Woltjer en 1962 [47].

Aux énergies  $\geq 100$  GeV, les propriétés observées des électrons cosmiques sont principalement déterminées à partir de l'environnement local. En effet, leur échelle typique de propagation dans ce domaine d'énergie est limitée à l'échelle du kpc<sup>1</sup> à cause des pertes d'énergies électromagnétiques très intenses. Ces dernières sont causées, d'une part, par le rayonnement synchrotron dans les champs magnétiques Galactiques et, d'autre part, la diffusion Compton inverse avec les champs de rayonnement interstellaire et le fond diffus cosmologique (CMB) [48, 49]. Les électrons cosmiques de très haute énergie seraient

---

1. 1 parsec (pc) =  $3.085 \times 10^{16}$  m = 3.262 années lumière.

---

ainsi produits directement par les accélérateurs astrophysiques locaux tels que les restes de supernovæ (SNR) et les pulsars. Dans ce cas, ils sont considérés comme des électrons *primaires*. Ils peuvent également être créés dans les processus secondaires, principalement à travers les interactions nucléaires des protons cosmiques et des noyaux légers avec les gaz du milieu interstellaire (ISM) concentrés dans le disque Galactique (spallation). Dans ce cas, ils sont considérés comme des électrons *secondaires*. Par ailleurs, les positrons sont proposés en tant que traceurs potentiels de nouvelle physique, en particulier l’annihilation ou désintégration de particules de matière noire [50]. Bien que les idées théoriques principales concernant l’origine et la propagation des rayons cosmiques aient été élaborées, il y a longtemps, dans la monographie originale de Ginzburg et Syrovatskii (1964) [51], l’origine des électrons cosmiques de très haute énergie est loin d’être entièrement comprise.

A travers cette thèse, nous examinerons le problème de l’interprétation du spectre d’énergie des électrons cosmiques obtenu par différentes expériences récentes. Les données recueillies par ATIC, PPB-BETS, PAMELA, FERMI-LAT, HESS et AMS02 montrent toutes des anomalies dans le spectre des électrons cosmiques de haut énergie, notamment un excès dans la fraction de positrons au-dessus de quelques GeV. Ces résultats inattendus font, actuellement, l’objet d’un vif débat sur les raisons de ces structures spectrales. Sont-elles dues à quelques pulsars proches ou à l’annihilation de particules hypothétiques de matière noire ? Dans ce travail, nous avons étudié le spectre d’énergie des électrons cosmiques, d’abord à la lumière du modèle conventionnel implémenté dans le code GALPROP et, ensuite, en utilisant la simulation de type Monte Carlo. Cette dernière méthode pourrait être d’une grande aide pour la compréhension de l’origine de ces particules.

Cette thèse s’articule autour de trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous présenterons quelques généralités sur les rayons cosmiques. Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous passerons en revue les divers processus physiques en relation avec la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire. Nous y exposerons aussi les différents codes numériques utilisés à cet effet, notamment le code Standard GALPROP que nous avons choisi pour notre travail. Enfin, dans le troisième et dernier chapitre, nous présenterons les résultats de notre investigation sur l’origine des électrons cosmiques de très haute énergie. Nous montrerons d’abord le désaccord des modèles traditionnels avec les données expérimentales récentes, puis nous expliquerons comment la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons cosmiques peut être mise en œuvre pour examiner le scénario des sources locales. Nous terminerons cette thèse par une conclusion générale.

# Rayons cosmiques

---

# 1

<b>1 Rayons cosmiques</b>	<b>13</b>
1.1 Bref historique	14
1.2 Spectre d'énergie	17
1.3 Composition chimique et abondances	21
1.4 Origine et accélération des rayons cosmiques	23
1.5 Études expérimentales	27
1.5.1 Détection directe	28
1.5.2 Détection indirecte	28
1.5.3 Exemples	30
1.6 Observations des électrons cosmiques	32

Ce chapitre présente quelques généralités sur les rayons cosmiques. Après un bref historique, les différentes propriétés de ces particules, tels que le spectre d'énergie, la composition chimique et l'origine, seront discutées. Ensuite, les différentes études expérimentales seront passées en revue. Enfin, les observations concernant les électrons cosmiques seront exposées.

## 1.1 Bref historique

Les rayons cosmiques sont des particules de haute énergie qui bombardent notre système solaire depuis l'espace. Ce sont en grande partie des pièces d'atomes : protons, électrons et noyaux. Les rayons cosmiques constituent l'un des échantillons directs de la matière provenant de l'extérieur du système solaire. Le flux de ce rayonnement au niveau de la Terre est isotrope à cause des champs magnétiques de la Galaxie, de la Terre et du système solaire qui brouillent les trajectoires de ces particules. Ainsi, l'information sur leur source est perdue.

L'histoire du rayonnement cosmique commença tôt, vers environ 1900, quand il fut découvert que les électroscopes se déchargeaient, même s'ils étaient bien maintenus dans l'obscurité, en raison de la radioactivité naturelle. La grande découverte survint en 1912 et 1913 quand Hess puis Kolhörster firent plusieurs montées en Ballon dans lesquelles ils mesurèrent l'ionisation de l'atmosphère en fonction de l'altitude (Fig. 1.1) [1, 2]. Ils trouvèrent que l'ionisation moyenne, au-dessus de 1.5 km, augmentait par rapport à celle mesurée au niveau de la mer (Tab. 1.1). C'était la preuve que la source de ce rayonnement ionisant est située au-dessus de l'atmosphère terrestre.

Altitude (km)	Différence entre l'ionisation observée et celle mesurée au niveau de la mer ( $\times 10^6$ ions $m^{-3}$ )
0	0
1	-1.5
2	+1.2
3	+4.2
4	+8.8
5	+16.9
6	+28.7
7	+44.2
8	+61.3
9	+80.4

Tableau 1.1 – Variation de l'ionisation avec l'altitude [2].

Laissons à Hess le soin de conclure : «*la seule manière d'interpréter mes résultats expérimentaux fut d'admettre l'existence d'un rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en haut, et étant très probablement d'origine extraterrestre*» [1]. La découverte des rayons cosmiques valut à Hess le prix Nobel de 1936.

La variation de l'ionisation en fonction de l'altitude devint alors l'objet de plusieurs



---

FIGURE 1.1 – Hess, après l'un des vols de ballon les plus réussis (7 août 1912), quand il atteignit une altitude de 5 km et dans lequel l'augmentation de l'ionisation avec l'altitude fut découverte pour la première fois [3].

expériences à différents emplacements et altitudes. Peut-être la plus grande contribution fut celle de Millikan qui, ironiquement, visait à réfuter les résultats de Hess et Kolhörster. Millikan améliora la technologie de détection et commença de nouvelles mesures de l'ionisation en plaçant les instruments dans des lacs de montagne à différentes profondeurs. Puisque l'épaisseur totale de l'atmosphère correspond à seulement environ 10 m d'eau, Millikan croyait que ses mesures allaient mieux déterminer l'absorption du rayonnement cosmique. La figure 1.2 montre une comparaison entre les résultats de Kolhörster et ceux de Millikan. Ce dernier utilisa le premier le terme "rayons cosmiques" pour décrire ce rayonnement, baptisant ainsi cette nouvelle discipline. Son idée était de révéler l'origine des rayons cosmiques à travers une mesure précise de leur énergie, croyant qu'ils étaient des rayons- $\gamma$  issus de la nucléosynthèse des éléments communs tels que l'hélium et l'oxygène, d'énergie variant entre 30 et 250 MeV. Cependant, les résultats expérimentaux ne l'aiderent pas, parce que les rayons cosmiques ont des longueurs d'absorption différentes dans l'atmosphère et dans l'eau. C'est un résultat que nous comprenons facilement actuellement, quand on sait que ce sont des mesures liées à deux composantes différentes des

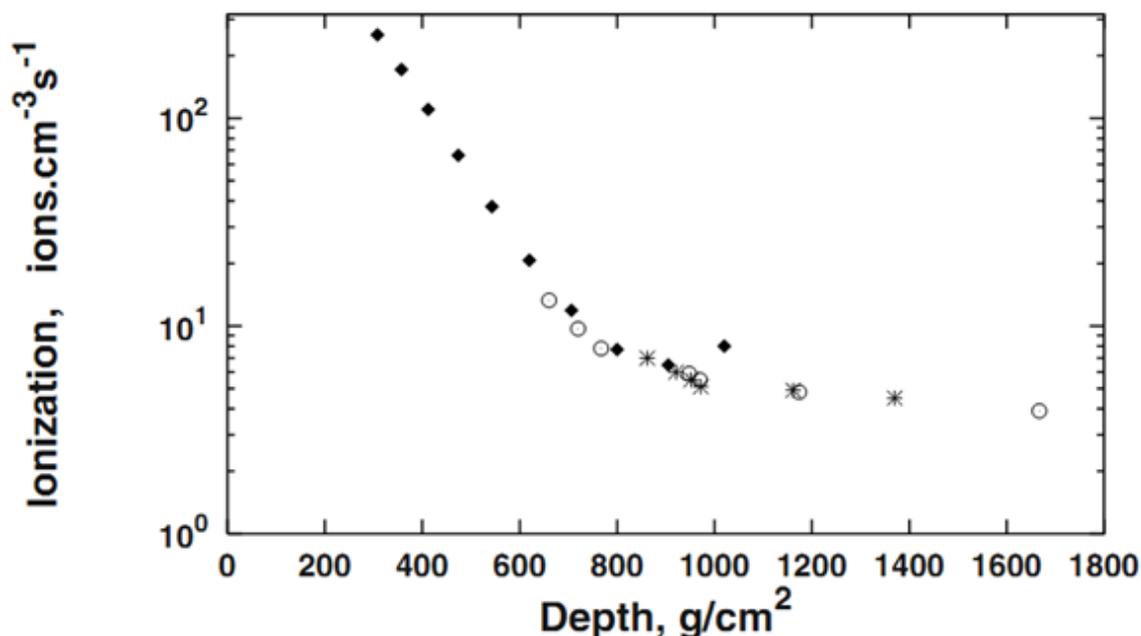


FIGURE 1.2 – Ionisation en fonction de la profondeur dans l’atmosphère. Les diamants (◆) correspondent au vol de Kolhörster jusqu’au 9 km, les cercles (○) et les astérisques (\*) aux mesures de Millikan dans l’eau [4].

gerbes atmosphériques des rayons cosmiques, à savoir la composante électromagnétique dans l’air et la composante muonique dans l’eau.

Pendant les trente années qui suivirent la découverte de Hess, la plupart des recherches étaient axées sur la physique de haute énergie à travers l’étude des interactions des rayons cosmiques. C’est là que la plupart des découvertes des nouvelles particules d’avant 1950 furent faites.

En 1930, Millikan et Anderson utilisèrent un aimant 10 fois plus fort que celui utilisé par Skobeltsyn<sup>1</sup> pour étudier les traces des particules cosmiques qui traversaient une chambre à brouillard. Ils observèrent des trajectoires courbées identiques à celles des électrons mais indiquant plutôt une charge positive [5]. Cette découverte fut confirmée par Blackett et Occhialini en 1933 en utilisant une chambre à brouillard qui se déclenchait automatiquement quand un rayon cosmique la traversait [6]. Cette découverte coïncida étroitement avec la théorie de Dirac qui prédisait l’existence du positron [7].

1. Le physicien russe qui observa le premier (1923) les traces laissées par les rayons cosmiques dans une chambre à brouillard.

En 1936, Anderson et Neddermeyer utilisèrent la technique des rayons cosmiques pour découvrir ce qu'ils appelèrent "mésotrons", particules de masse intermédiaire entre celle de l'électron et du proton [8]. Cette découverte était plus ou moins contemporaine avec la prédiction de Yukawa de l'existence d'une particule d'échange qui lie les neutrons et les protons dans le noyau atomique [9]. Les particules découvertes par Anderson et Neddermeyer, soupçonnées au début d'être les particules de Yukawa, sont en fait ce qui est aujourd'hui connu sous le nom de muons. La particule prédite par Yukawa, appelée pion  $\pi$ , fut découverte en 1947 en utilisant la technique d'émulsion nucléaire. De nombreuses autres particules furent également découvertes, à l'instar des kaons neutres et chargés ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ) et des hyperons ( $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ...).

En 1953, la technologie des accélérateurs avait évolué au point où des énergies comparables à celles des rayons cosmiques étaient enfin disponibles en laboratoire. Après cette date, la physique de haute énergie bascula vers les laboratoires où les accélérateurs de particules avaient remplacés le faisceau naturel des rayons cosmiques. Aujourd'hui, les préoccupations dans le domaine des rayons cosmiques sont devenues principalement d'ordre astrophysique : problème de leur origine, composition chimique, propagation dans les environnements astrophysiques depuis leurs sources jusqu'à la Terre, etc.

## 1.2 Spectre d'énergie

Parmi toutes les caractéristiques décrivant les rayons cosmiques, la plus impressionnante est certainement leur spectre d'énergie qui s'étend de manière remarquablement continue sur une douzaine de décades (Fig. 1.3). Ce spectre décrit la distribution du nombre d'évènements observés en fonction de l'énergie des particules entre 1 et  $10^{12}$  GeV. L'évolution du spectre différentiel d'énergie des rayons cosmiques primaires peut être décrite comme une loi de puissance presque parfaite en  $E^{-\gamma}$ , où  $E$  est l'énergie, avec un indice spectral  $\gamma$  proche de 2.7. Mais lorsqu'on regarde de plus près ce spectre, plusieurs brisures de pente apparaissent (Fig. 1.4) :

- vers  $3-5 \times 10^{15}$  eV, où la pente logarithmique  $\gamma$  passe de 2.7 à 3, communément appelée **genou** ;
- vers  $5 \times 10^{17}$  eV, où la pente devient presque égale à 3.3, appelée **second genou** ;
- vers  $3 \times 10^{18}$  eV, où la pente diminue à nouveau vers une valeur d'environ 2.7-3.2 appelée **cheville**.

A basse énergie ( $1 \approx$  GeV), le spectre est influencé par le vent solaire (modulation solaire). Ce dernier crée un champ magnétique autour du soleil qui entraîne toutes les particules chargées de faible énergie vers l'extérieur du système solaire. Il empêche les

rayons cosmiques d'énergie inférieure à environ 600 MeV d'atteindre la terre et soustrait aux autres cette même valeur. Cette énergie peut varier du simple au double suivant l'activité solaire. Au delà de quelques GeV, la modulation solaire devient négligeable et le spectre mesuré au niveau de la Terre devient invariant et est, sûrement, très semblable à celui régnant dans le milieu interstellaire. Une bonne connaissance de la modulation solaire est importante pour remonter aux flux interstellaires aux énergies inférieures à une dizaine de GeV. Toute interprétation de données expérimentales dans cette gamme d'énergie doit donc impérativement en tenir compte.

En plus, les rayons cosmiques de basse énergie sont affectés par le champ géomagnétique qu'ils doivent traverser pour atteindre la Terre. Lorsque le rayonnement cosmique se rapproche de la Terre à une distance inférieure à environ 10 rayons terrestres, le champ magnétique terrestre<sup>2</sup> devient prédominant devant les champs magnétiques solaire et galactique. Celui-ci joue le rôle d'un bouclier magnétique et empêche les particules de rigidité inférieure à une valeur critique d'atteindre la Terre. Ce phénomène a été formalisé pour la première fois par Störmer dans l'approximation d'un champ terrestre dipolaire.

Par ailleurs, aucune énergie limite n'a été véritablement détectée. Chaque fois que de nouveaux instruments permettant de mesurer des énergies plus élevées sont apparus, des rayons cosmiques d'énergie supérieure ont été au rendez-vous. A l'heure actuelle, seules les limites techniques bloquent le spectre d'énergie des rayons cosmiques vers environ  $10^{20}$  eV. Le spectre ne semble pas chuter drastiquement à partir d'une énergie donnée, contrairement à tous les modèles astrophysiques expliquant l'existence des rayons cosmiques qui prédisent une énergie maximale au delà de laquelle aucun mécanisme connu ne permet d'accélérer les particules. L'origine des rayons cosmiques d'énergie extrême est une grande énigme à l'heure actuelle.

Quoique bien mesuré, le spectre énergétique du rayonnement cosmique présente encore plusieurs énigmes scientifiques qui restent à résoudre. Une de ces questions, par exemple, est l'énergie à laquelle se situe la transition de la composante galactique du rayonnement cosmique vers la composante extra-galactique. Cette transition est intimement liée aux processus d'accélération des particules. Ainsi, une explication des différentes anomalies de ce spectre nous donnera des informations supplémentaires sur les sources, l'accélération et la propagation du rayonnement cosmique.

---

2. aussi appelé bouclier terrestre, est un immense champ magnétique qui entoure la Terre, de manière non uniforme du fait de son interaction avec le vent solaire.

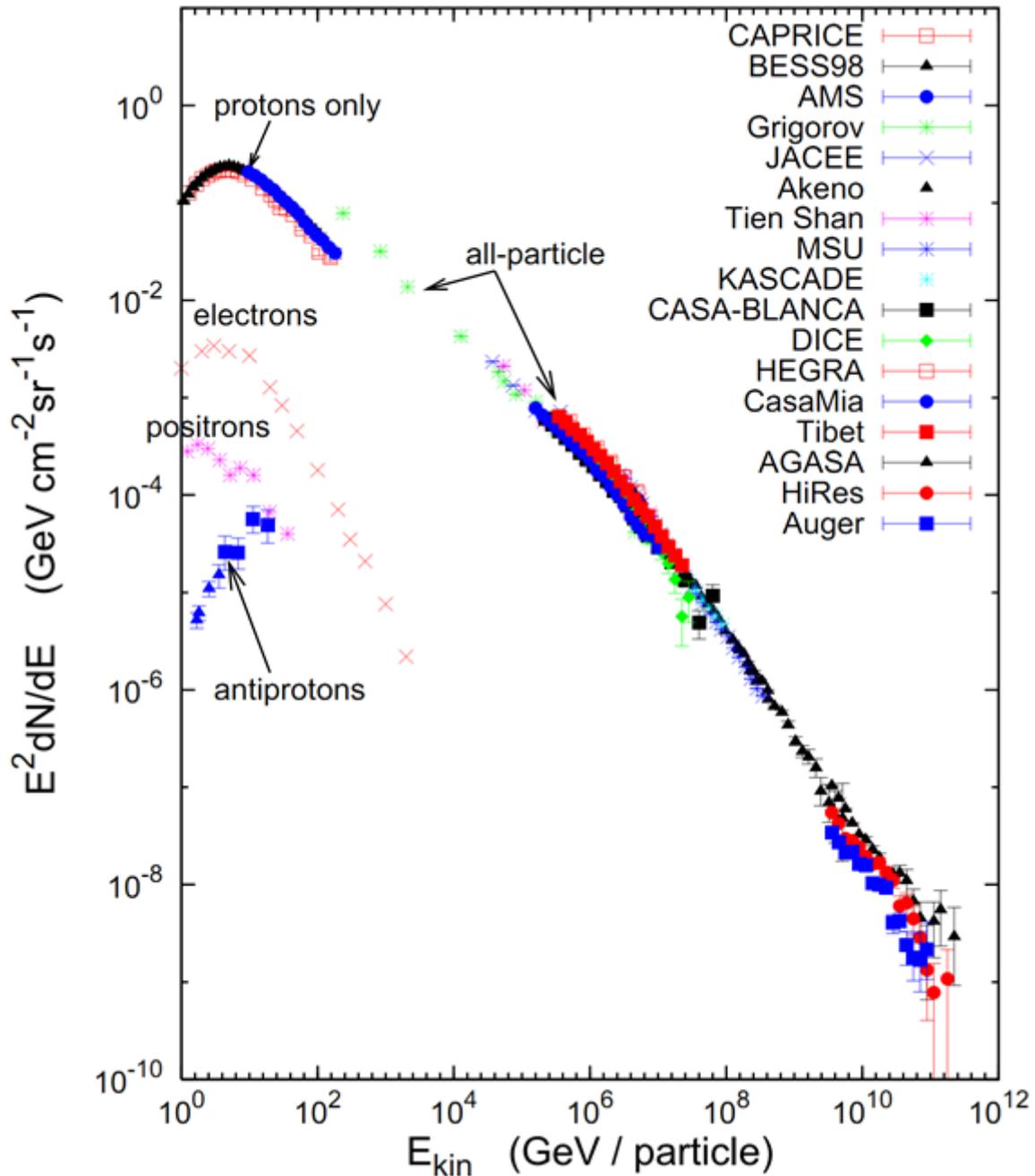


FIGURE 1.3 – Spectre d’énergie différentiel des rayons cosmiques pour des énergies supérieures à 1 GeV. Il s’agit du flux différentiel  $dN/(dE dA d\Omega dt)$ , où  $N$  est le nombre de particules collectées,  $A$  la surface du détecteur,  $\Omega$  l’angle solide et  $t$  la durée de la mesure. Les données expérimentales sont compilées par [10].

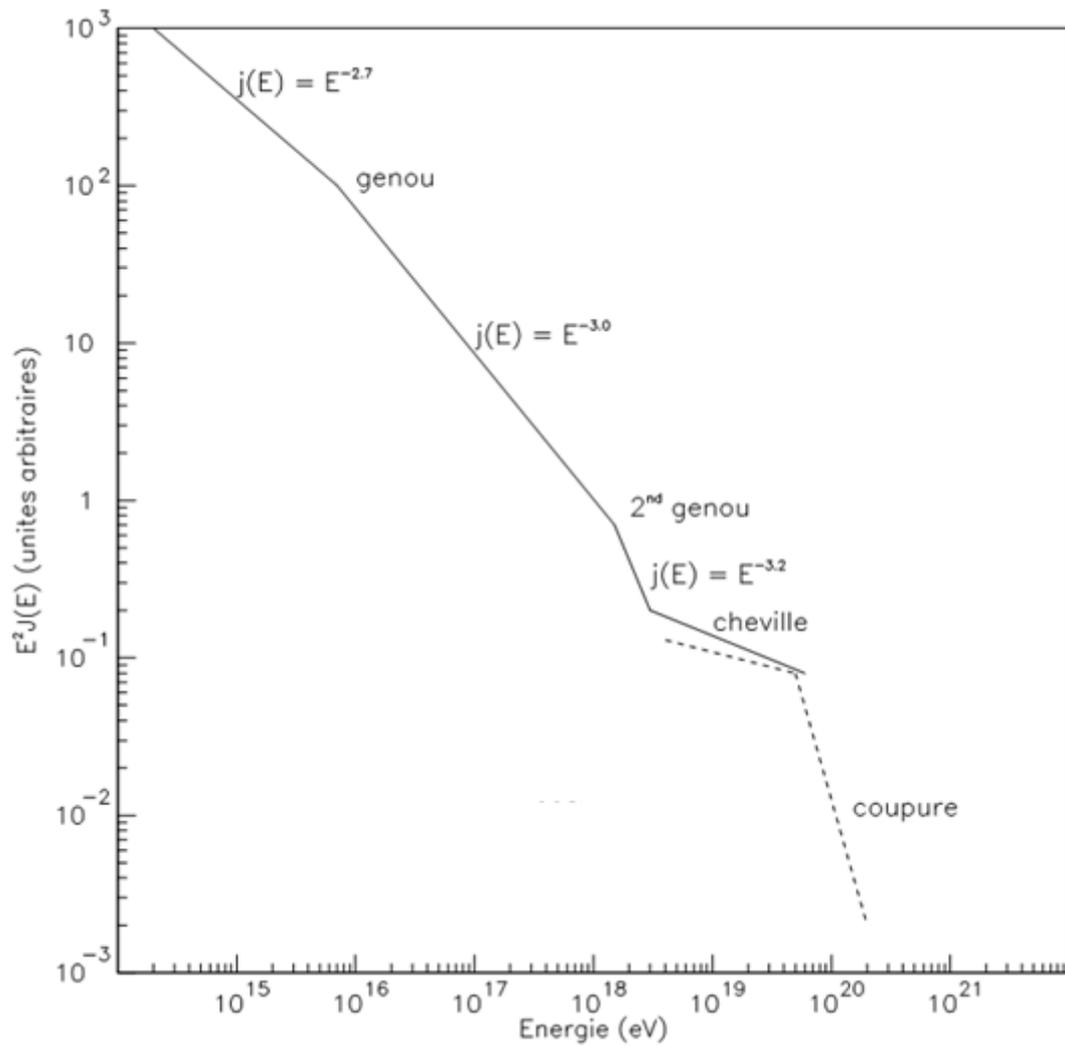


FIGURE 1.4 – Structures du spectre primaire d'énergie des rayons cosmiques [11].

### 1.3 Composition chimique et abondances

La composition chimique des rayons cosmiques primaires nous fournit des informations importantes sur leurs sources et leur propagation dans la Galaxie. Elle nous renseigne également sur l'évolution chimique de l'Univers. Tous les éléments naturels figurant dans le tableau périodique sont présents dans les rayons cosmiques, approximativement dans les mêmes proportions que ceux du système solaire.

La composition chimique du rayonnement cosmique est connue jusqu'à environ  $10^{14}$  eV, énergie limite pour les mesures directes. 85% des rayons cosmiques sont des protons, 12% des noyaux d'hélium et 1% des noyaux plus lourds ( $Z > 2$ ). On y trouve aussi environ 1% d'électrons. Les spectres d'énergie des principales composantes du rayonnement cosmique sont présentés sur la figure 1.5. Par ailleurs, le tableau 1.2 donne les abondances relatives  $F$  des noyaux dans les rayons cosmiques pour une énergie de 10.6 GeV/nucléon, normalisées à celle de l'oxygène ( $F = 1$ ) [14].

$Z$	Elément	$F$
1	H	540
2	He	26
3-5	Li-B	0.40
6-8	C-O	2.20
9-10	F-Ne	0.30
11-12	Na-Mg	0.22
13-14	Al-Si	0.19
15-16	P-S	0.03
17-18	Cl-Ar	0.01
19-20	K-Ca	0.02
21-25	Sc-Mn	0.05
26-28	Fe-Ni	0.12

Tableau 1.2 – Abondances relatives  $F$  des noyaux dans les rayons cosmiques à 10.6 GeV/nucléon normalisées à celle de l'oxygène ( $F \equiv 1$ ). Le flux de l'oxygène à 10.6 GeV/nucléon est égal à  $3.29 \times 10^{-6}$  ( $\text{cm}^2 \text{ s sr GeV/nucléon}$ ) $^{-1}$  [14].

La comparaison de la composition élémentaire mesurée pour les rayons cosmiques avec celle du système solaire montre quelques différences importantes (Fig. 1.6). Les abondances des rayons cosmiques sont mesurées grâce à des satellites et des ballons stratosphériques. Les abondances dans cette figure sont exprimées par rapport à celle du Si (abondance = 100). Pour la plupart des éléments, les abondances relatives dans les rayons cosmiques et les abondances moyennes du système solaire sont similaires. Ceci ne

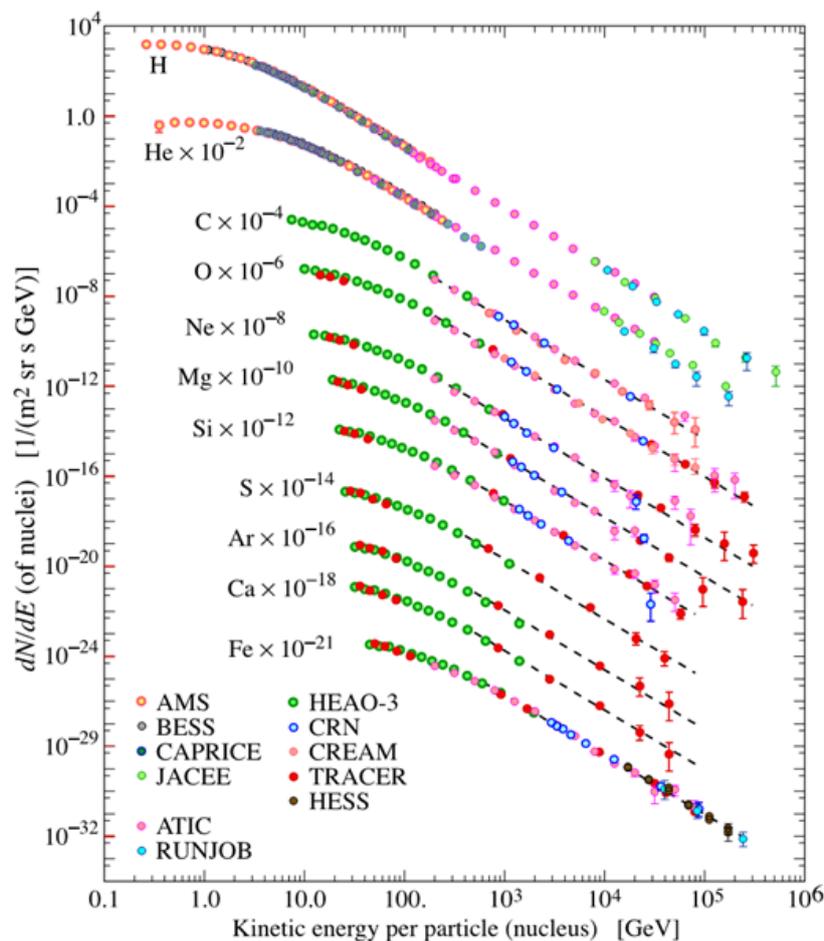


FIGURE 1.5 – Flux des principales composantes du rayonnement cosmique galactique (primaire) au-delà de 2 GeV/nucleon [13].

signifie pas que les rayons cosmiques proviennent du système solaire, les abondances du système solaire elles-mêmes sont semblables aux abondances élémentaires globales dans notre Galaxie et d'autres. Mais il y a également des différences : les noyaux légers d'hydrogène (H) et d'hélium (He) sont moins abondants dans le rayonnement cosmique que dans le système solaire, peut être une conséquence du processus d'accélération. Deux groupes d'éléments sont relativement beaucoup plus abondants dans le rayonnement cosmique que dans le système solaire : les éléments légers lithium (Li), béryllium (Be) et bore (B), qui comprennent de 3 à 5 protons, et les éléments lourds avec 21 à 25 protons : scandium (Sc), titanium (Ti), vanadium (V), chrome (Cr) et manganèse (Mn). Ces différences sont expliquées par les réactions de spallation que subissent, durant la propagation, des noyaux cosmiques stables, tels que le carbone (C) et l'oxygène (O) pour le premier groupe et le fer (Fe) pour le second groupe.

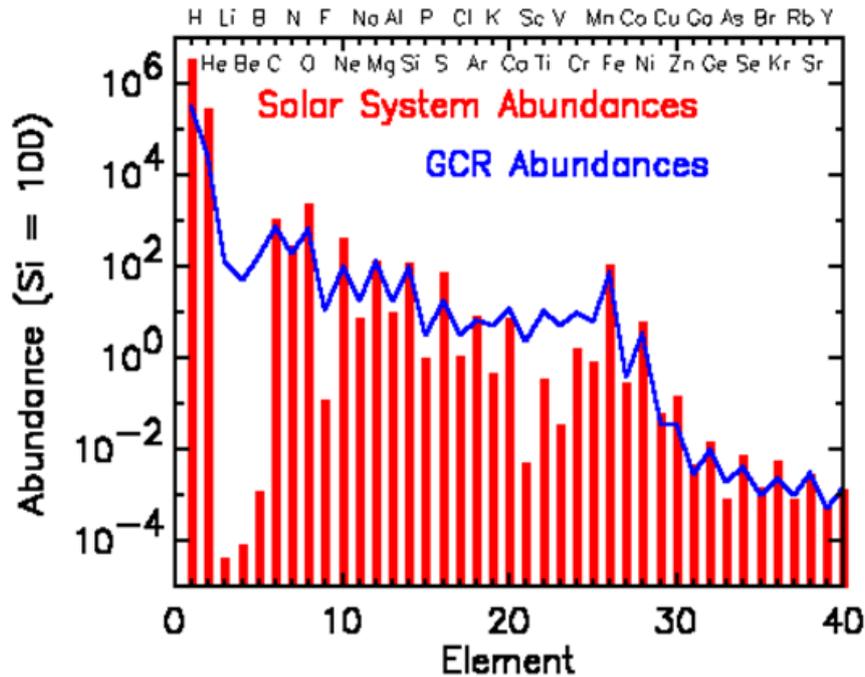


FIGURE 1.6 – Comparaison des abondances des rayons cosmiques galactiques (ligne bleue) avec celles du système solaire (barres rouges). L'axe horizontal donne le nombre de protons du noyau, le symbole de l'élément chimique correspondant est noté dans la partie supérieure du diagramme [12].

## 1.4 Origine et accélération des rayons cosmiques

Au contraire des neutrinos et des rayons- $\gamma$  qui pointent directement vers leurs sources, les rayons cosmiques ne portent pratiquement aucune information sur leur origine car, en raison de leur charge électrique, ils sont déviés par les champs magnétiques interstellaires. En conséquence, le flux des rayons cosmiques au niveau de la Terre est pratiquement isotrope. L'anisotropie pourrait être un indicateur de l'existence de sources ponctuelles pour les rayons cosmiques mais ceci n'est prévue que pour des énergies supérieures à  $10^{18}$  eV. Cependant, le spectre d'énergie et la composition chimique des rayons cosmiques observés au niveau de la Terre fournissent quelques informations intéressantes sur leur origine et leur accélération dans l'Univers. Les candidats pour les sources de rayons cosmiques galactiques doivent apporter une énergie assez puissante pour assurer une densité d'énergie de l'ordre de  $1 \text{ eV/cm}^3$ , à l'instar des supernovæ, pulsars, étoiles à neutrons, systèmes binaires, noyaux actifs de galaxies (AGN) et sursauts gamma.

Un des problèmes majeurs en physique des astroparticules est la recherche des mécanismes par lesquels les particules cosmiques sont accélérées jusqu'à des énergies extrêmes.

Le mécanisme d'accélération doit reproduire le spectre d'énergies typique des rayonnements, lequel a la forme d'une loi en puissance ( $\propto E^{-\gamma}$ ). Il doit également reproduire les abondances chimiques observées du rayonnement cosmique et être capable d'accélérer les particules jusqu'à environ  $10^{20}$  eV.

Les mécanismes d'accélération peuvent être classés comme dynamique, hydrodynamique et électromagnétique. Dans certains modèles, l'accélération est purement dynamique, par exemple, dans le cas où l'accélération a lieu à travers les collisions de particules cosmiques avec des nuages. Les modèles hydrodynamiques peuvent impliquer l'accélération de couches entières de plasma aux vitesses élevées. Les processus électromagnétiques consistent à accélérer les particules par des champs électriques, par exemple, par les ondes électromagnétiques des plasma célestes ou bien dans les magnétosphères des étoiles à neutron. L'expression générale pour l'accélération d'une particule de charge  $e$  par un champs électrique  $\xi$  et d'un champ magnétique  $B$  a la forme suivante [3] :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = e(\xi + v \wedge B) \quad (1.1)$$

où  $m$  est la masse de la particule,  $v$  sa vitesse et  $\gamma$  le facteur de Lorentz.

Le physicien italien Enrico Fermi proposa en 1949 un mécanisme d'accélération par lequel les particules qui entrent en collision avec les nuages dans le milieu interstellaire pourraient être accélérer aux hautes énergies [18]. La version originale de Fermi considère des nuages de gaz en mouvement dans le milieu interstellaire avec des vitesses aléatoires  $V_n \sim 10$  km/s. Une particule chargée, entrant dans un de ces nuages, gagne de l'énergie en diffusant sur les irrégularités du champ magnétique lié au nuage. Soit  $E_1$  son énergie et  $\varphi_1$  l'angle entre la direction du nuage et celle de la particule entrante dans ce nuage (Fig. 1.7). Après avoir diffusé à l'intérieur, la particule cosmique émerge avec une énergie  $E_2$  et un angle  $\varphi_2$ . Le gain moyen en énergie de la particule émergente est [18] :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \left\langle \frac{E_2 - E_1}{E_1} \right\rangle = \frac{4}{3} \left( \frac{V_n}{c} \right)^2 \approx \frac{4}{3} \beta_n^2 \quad (1.2)$$

Ce résultat très connu de Fermi montre que l'augmentation moyenne de l'énergie est seulement au second ordre en  $\beta_n$ . Pour estimer le taux d'accélération du processus, il faut connaître le temps moyen  $\langle \Delta t \rangle$  entre deux collisions. Soit  $L$  la distance moyenne entre deux nuages. En première approximation, on peut supposer qu'une particule à peine sortie d'un nuage va directement dans le suivant. On a alors  $\langle \Delta t \rangle = L/c$ . Le taux d'accélération  $\tau_{acc}$  est le taux maximum que l'on peut atteindre par ce processus :

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{\Delta E}{\langle \Delta t \rangle} = \frac{4}{3} \frac{c}{L} \beta_n^2 E = \frac{E}{\tau_{acc}} \quad (1.3)$$

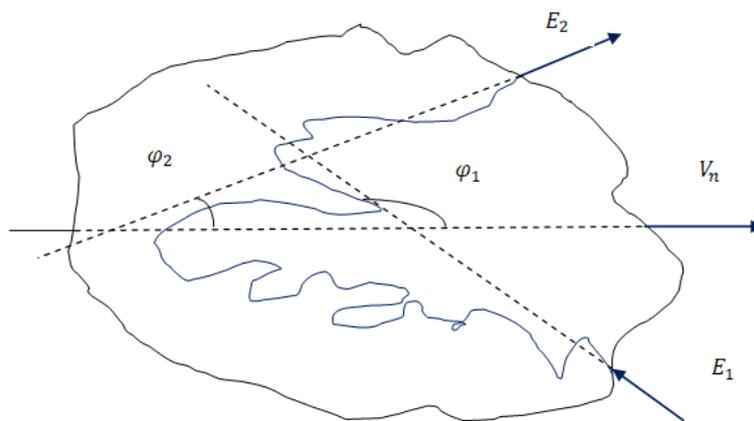


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de l'idée originale de Fermi concernant l'accélération de rayons cosmiques par un nuage magnétisé (mécanisme de Fermi du 2nd ordre).

d'où  $\tau_{acc} = \frac{3}{4} \frac{L}{c\beta_n^2}$ . Pour  $L \sim 1$  pc,  $V_n \sim 10$  km/s, le temps d'accélération est d'environ  $10^9$  années.

La version originale d'accélération de Fermi, connu sous le nom d'accélération de Fermi du 2nd ordre, souffre de grandes limitations, notamment pour des temps d'accélération trop grands par rapport au temps de séjour dans la Galaxie ( $\sim 10^7$  années). Toutefois, elle contient l'essentiel de la physique relative à l'accélération des particules cosmiques. Pour rendre le mécanisme plus efficace, l'idée de Fermi fut modifiée dans les années 1970 en faisant appel aux ondes de choc fortes, ayant lieu dans les supernovæ et d'autres contextes astrophysiques [20]. Ce nouveau type d'accélération est connu sous le nom d'accélération diffusive par onde de choc ou accélération de Fermi du 1er ordre.

Les ondes de choc sont des phénomènes courants dans les milieux matériels qui nous entourent, notamment dans l'atmosphère ou à la surface de l'eau. La création d'une onde de choc se fait lorsqu'un corps se déplace dans un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse du son. Un front se forme alors à travers lequel les grandeurs physiques sont discontinues (varient brutalement sur de très courtes échelles). Dans l'exemple classique de la supernova, l'équivalent de plusieurs masses solaires de matière est éjecté durant son explosion, avec une vitesse de l'ordre de  $10^4$  km/s, supérieure à la vitesse du son dans le milieu interstellaire ( $\approx 10$  km/s). Une onde de choc de vitesse  $V_2$  se forme et se propage alors en amont d'un fluide en mouvement avec une vitesse  $V_1$  (Fig. 1.8). Des particules en provenance de la zone non choquée se dirigent vers cette onde avec une vitesse  $u_1 = -V_2$ , la traversent et s'éloignent vers la zone choquée avec une vitesse  $u_2 = V_2 - V_1$ .

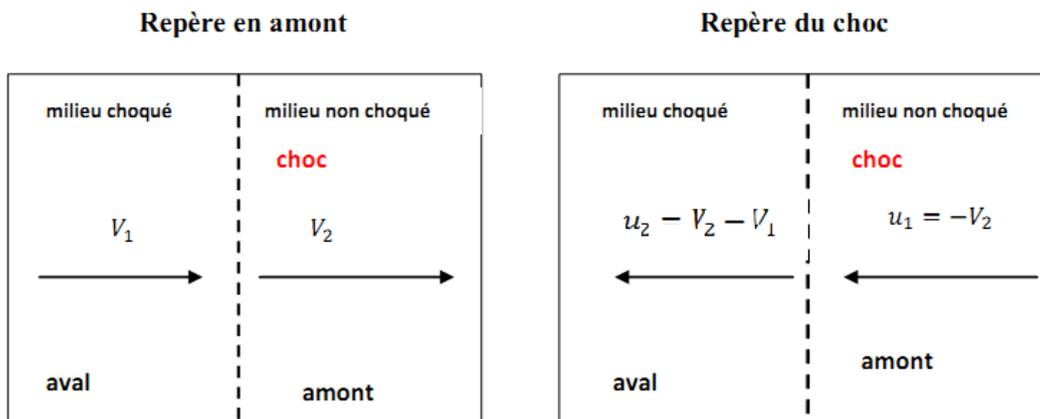


FIGURE 1.8 – Accélération des rayons cosmiques par onde de choc forte se propageant dans un milieu interstellaire.

Le gain d'énergie moyen n'est plus du second ordre, mais du premier ordre en  $\Delta V/c$ . Un calcul relativiste nous donne [19] :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \left( \frac{V_2 - V_1}{c} \right) \quad (1.4)$$

Ce mécanisme d'accélération est capable de générer un spectre en loi de puissance sous la forme :

$$\frac{dN(E)}{dE} = (\tau - 1) \frac{N_0}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\tau} \quad (1.5)$$

avec  $\tau = \frac{r+2}{r-1}$ ,  $r = \frac{u_1}{u_2}$  étant le rapport de compression. Ce dernier ne dépend que du rapport des densités de matière entre l'amont et l'aval du choc. Dans le cas d'une onde créée dans un gaz monoatomique totalement ionisé, ce rapport est égal à 4. Le spectre suit alors une loi de puissance de pente égale à  $-2$ . L'énergie maximale qu'une particule de charge  $Ze$  pourrait acquérir peut être exprimée en fonction de la vitesse de l'onde de choc, la durée de vie  $T_A$  de l'accélérateur de Fermi (l'objet astrophysique) et la valeur du champ magnétique moyen  $B_{\text{ISM}}$ [19] :

$$E_{\text{max}} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} Ze B_{\text{ISM}} (u_1 T_A) \quad (1.6)$$

La valeur de  $T_A$  est obtenu à partir la relation :

$$\frac{4}{3} \pi (u_1 T_A)^3 \rho_{\text{ISM}} = M_{\text{ejecta}} \quad (1.7)$$

où  $\rho_{\text{ISM}}$  est la densité de la matière interstellaire. Pour une masse égale à  $10M_{\odot}^3$  éjectée à  $5 \times 10^8$  cm/s dans le milieu interstellaire, une densité de 1 proton/cm<sup>3</sup>,  $T_A \approx 1000$  années. La valeur de  $B_{\text{ISM}}$  estimée à  $3 \mu\text{G}$  donne  $E_{\text{max}} \leq Z \times 3 \times 10^4$  GeV.

## 1.5 Études expérimentales

La procédure expérimentale utilisée pour l'étude des rayons cosmiques est généralement conditionnée par le flux de particules dans la gamme d'énergie étudiée. Pratiquement, il existe deux techniques d'observation, l'une directe et l'autre indirecte. La figure 1.9 illustre les deux manières de détection, avec les noms de quelques expériences actuelles ou récentes.

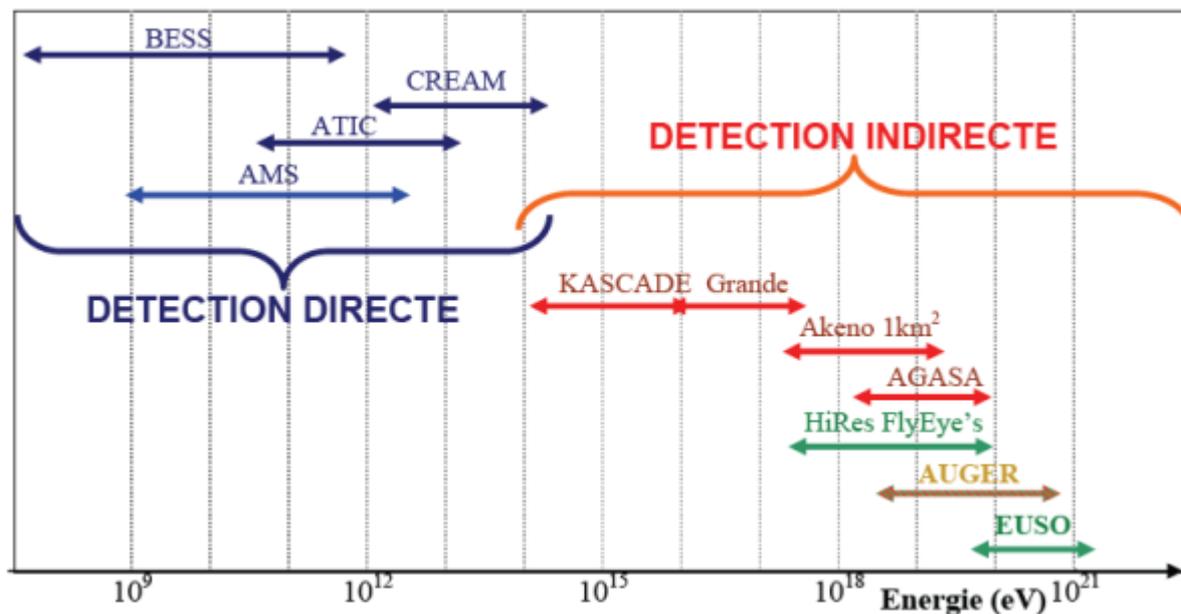


FIGURE 1.9 – Plage d'énergie accessible par les différentes expériences mesurant le flux de rayons cosmiques (en bleu : détection directe, en rouge : détection des secondaires chargés au sol, en vert : fluorescence de l'air).

### 1.5.1 Détection directe

La détection directe du rayonnement cosmique primaire se fait par des expériences embarquées en ballon ou en satellite dans la gamme d'énergie de  $10^9$ - $10^{15}$  eV. Dans ce domaine, le flux de particules primaires, de l'ordre de 8 particules/(m<sup>2</sup> sr s) à 10 GeV,

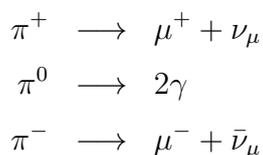
3. Masse du soleil :  $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{30}$  kg.

est suffisant pour détecter directement le rayonnement cosmique. Cette technique nous permet de mesurer la charge, la masse, l'impulsion et l'énergie des particules. Toutefois, les détecteurs montés sur satellites ou stations spatiales, extrêmement coûteux, sont difficiles à mettre en place, en raison des contraintes inhérentes au domaine spatial. Par contre, l'option des ballons stratosphériques reste toujours moins chère et plus flexible. A une altitude d'environ 50 km, le rayonnement cosmique traverse 3-5 g/cm<sup>2</sup> de l'atmosphère terrestre, produisant une petite quantité de particules secondaires, un effet qui peut être facilement corrigé. Les limites de ce type de mesure directe est la durée du vol et le poids du détecteur suspendu. La durée du vol dépend surtout de la perte du gaz (normalement de l'hélium) du ballon, qui est principalement due au cycle jour-nuit pendant lequel le ballon change d'altitude. Pour prolonger la durée du vol, les vols se font dans des régions polaires pendant les mois sans nuits (hémisphère nord pendant l'été et l'hémisphère sud pendant l'hiver), permettant des vols jusqu'à 40 jours. Les nombreuses séries de vols longue durée ne permettent cependant pas d'atteindre la zone du genou du spectre de quelques PeV. Par ailleurs, la NASA a développée un ballon pressurisé, qui garde l'altitude, même pendant le cycle jour-nuit par pressurisation de l'hélium excessif contrairement aux ballons dits de pression *zéro* où l'hélium excessif sort par des événements.

### 1.5.2 Détection indirecte

La détection indirecte des rayonnements cosmiques se fait par des détecteurs de grande surface, placés au sol, qui mesurent les gerbes de particules induites par les rayons cosmiques primaires interagissant avec l'atmosphère terrestre. Elle est utilisée pour des énergies supérieures à 10<sup>15</sup> eV. Dans ce cas, le flux est trop faible (inférieur à quelques particules / (m<sup>2</sup> sr an), les instruments détectent indirectement le rayonnement cosmique à travers les gerbes atmosphériques composées d'un grand nombre de particules secondaires, et s'étendant sur plusieurs kilomètres carrés au niveau du sol. Le principe de ce genre de détection est montré sur la figure 1.10.

La collision entre la particule cosmique primaire et les noyaux de molécules d'air de l'atmosphère produit de nombreuses particules secondaires, en majorité des pions, mais aussi des particules étranges (K<sup>±</sup>, ...), des nucléons et des antinucléons. Ces particules secondaires, lors de leur propagation dans l'atmosphère, vont à leur tour interagir et créer une cascade de particules tertiaires selon les chaînes de réaction suivantes :



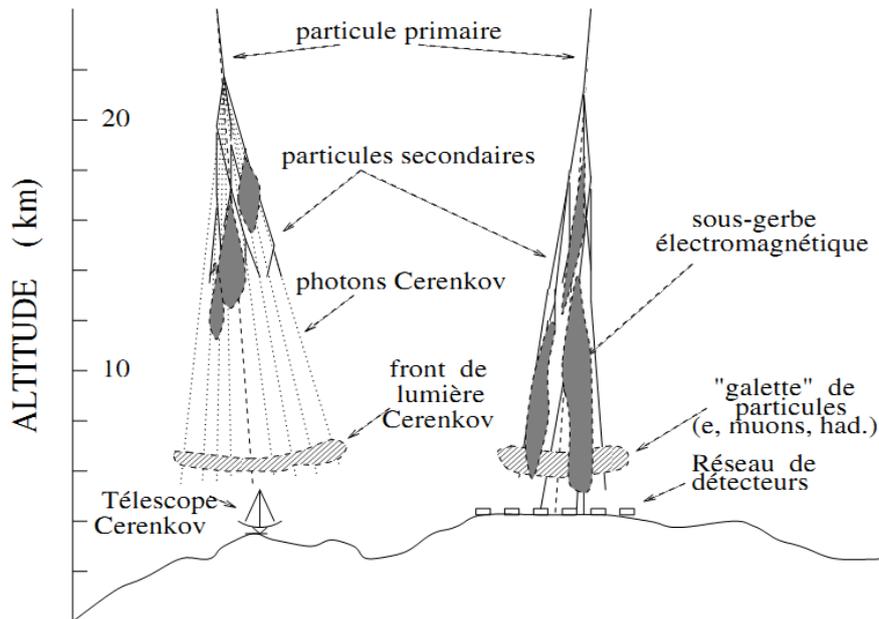
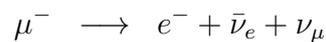
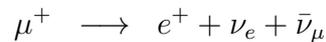
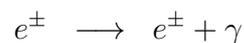
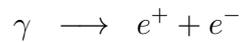


FIGURE 1.10 – Techniques de détection indirecte des gerbes atmosphériques : à gauche, télescope à lumière Čerenkov, et à droite, réseau de détecteurs des particules au sol.

Les muons se désintègrent à leur tour en électrons et neutrinos :



A haute énergie, les photons se matérialisent en paires électrons-positrons ( $e^+$ ,  $e^-$ ) et ces derniers produisent, à leur tour, des photons par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) :



Par exemple, un proton primaire avec une énergie de  $10^{15}$  eV produit en moyenne environ  $10^6$  particules (80% photons, 18% électrons et positrons, 1.7% muons et 0.3% hadrons). La composante hadronique de la gerbe alimente continuellement les composantes muonique et électromagnétique (Fig. 1.11).

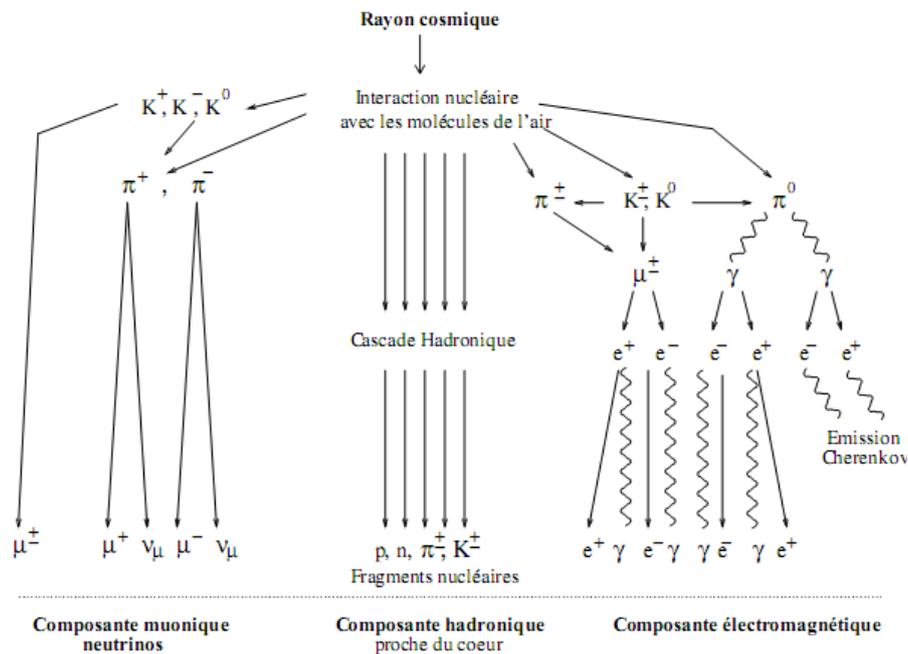


FIGURE 1.11 – Schématisation d'une gerbe atmosphérique avec ses trois composantes principales : électromagnétique, muonique et hadronique [26].

### 1.5.3 Exemples

#### Observatoire Pierre Auger

L'Observatoire Pierre Auger a été conçu entre 1992 et 1996. Dans la limite de nos connaissances actuelles, il n'existe aucune explication conventionnelle des mécanismes qui sont à l'origine de la production et l'accélération des particules aux énergies macroscopiques ( $> 10^{19}$  eV). Le projet Auger est l'unique moyen proposé par la communauté scientifique pour résoudre cette énigme astrophysique vieille de plus de 50 ans. La spécificité de cet observatoire est de coupler deux types de modes de détection. Premièrement, des télescopes de fluorescence détectent la lumière ultraviolette émise par les molécules de l'air qui sont elles-mêmes brièvement excitées par le passage de la cascade de particules. Ensuite, les diverses particules qui atteignent le sol sont détectées par des cuves d'eau, dites "tanks", mesurant jour et nuit par effet Čerenkov électrons et muons de la cascade (Fig. 1.12).

#### Projet JEM-EUSO

Le principe de l'expérience JEM-EUSO est basé sur la mesure de la fluorescence de l'air et du rayonnement Čerenkov produits par les gerbes atmosphériques. L'idée novatrice du projet est d'observer l'atmosphère d'en haut, depuis l'espace, pour couvrir une très

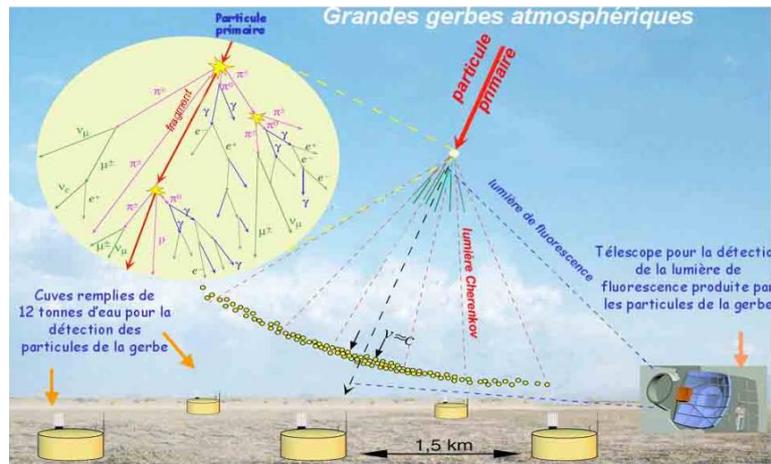


FIGURE 1.12 – Principe de fonctionnement de l’Observatoire Pierre Auger.

grande surface. L’observation des gerbes atmosphériques depuis l’espace n’a encore jamais été réalisée. JEM-EUSO est un nouveau type d’observatoire astronomique, à savoir un télescope astronomique “observant la terre” (Fig. 1.13). Son lancement est prévu pour 2017.

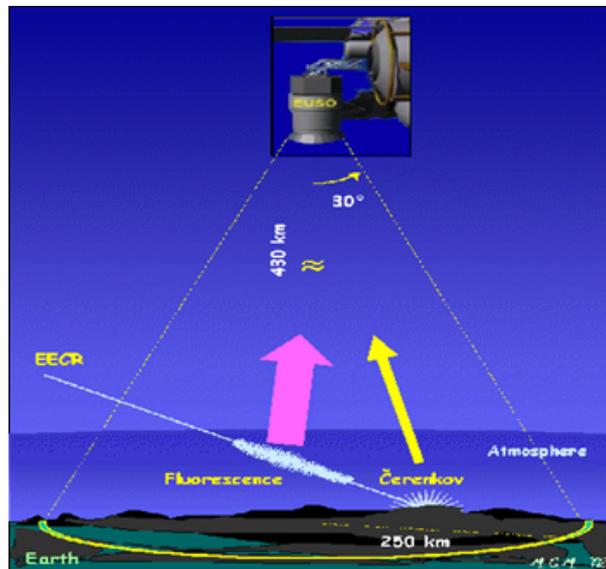


FIGURE 1.13 – Détection des gerbes atmosphériques par JEM-EUSO depuis l’espace grâce à la fluorescence de l’air et au rayonnement Čerenkov.

## 1.6 Observations des électrons cosmiques

Les positrons et les électrons ne constituent qu'une petite fraction de l'intensité des rayons cosmiques mesurés près de la Terre. L'étude expérimentale des électrons cosmiques a longtemps été reconnue comme un outil puissant pour l'enquête sur la production des rayons cosmiques et leurs accélération ainsi que leur transport et leurs interactions dans le milieu interstellaire. Elle permet aussi de valider les modèles de propagation des rayons cosmiques. L'observation directe de toute la composante électronique (électrons et positrons) depuis des énergies de 1 GeV jusqu'à quelques TeV, a été réalisée grâce à des expériences très sophistiquées (ballons stratosphériques et satellites). Cependant le problème des flux faibles de particules qui survient à très haute énergie nécessite des techniques indirectes (expériences au sol) avec des zones de détection efficaces beaucoup plus grandes que l'instrument lui-même.

En 1950, Critchfield *et al.* firent la première tentative d'une observation directe des électrons primaires [27]. Ils effectuèrent les observations en utilisant une chambre à brouillard multi-plaques avec plusieurs plaques de plomb d'une épaisseur totale de 1.1 longueur de radiation<sup>4</sup> à une profondeur atmosphérique de 20 g/cm<sup>-2</sup>. La première détection directe d'électrons cosmiques fut réalisée par Earl en 1961 suite à un vol de ballon pendant 12 h à une altitude moyenne de 4.5 g/cm<sup>-2</sup> [28]. Le détecteur était une chambre à brouillard à plaques multiples avec des plaques de plomb d'une épaisseur totale de 1.1 longueur de rayonnement. La figure 1.14 montre l'image dans la chambre à brouillard d'une gerbe produite par un électron incident ; c'est le premier électron cosmique détecté. Earl mesura le flux d'électrons cosmique au-dessus de 0.5 GeV. Meyer et Vogt effectuèrent également, dans la même période, des vols en ballon de 10 h au-dessous de 3-5 g/cm<sup>-2</sup> de l'atmosphère résiduelle et observèrent également des électrons cosmiques primaires [29]. En utilisant des scintillateurs plastiques avec photo-multiplicateurs et des plaques de plomb, ils obtinrent les limites inférieure et supérieure du flux d'électrons au-dessus de 0.025 GeV. Par la suite, les électrons cosmiques au-dessus de 10 GeV furent observés par plusieurs groupes [30, 31, 32]. Ils rapportèrent les premières mesures des électrons jusqu'à 300 GeV en utilisant des piles d'émulsion nucléaire à une altitude de 10.2 g/cm<sup>-2</sup> pour 5.8 h de vol en 1963, et une altitude de 6.0 g/cm<sup>-2</sup> pour 60.1 h de vol en 1966.

Dans les années 1970 et 1980, beaucoup de groupes essayèrent des mesures sur une gamme d'énergie plus élevée en utilisant des calorimètres électroniques [33, 34] ou bien des piles d'émulsion passives [35, 36]. Afin d'identifier le bruit de fond formé de protons cosmiques, différentes méthodes furent alors utilisées, à l'exemple des calorimètres de grande

---

4. C'est une caractéristique d'un matériau relative à la perte d'énergie par interaction électromagnétique.

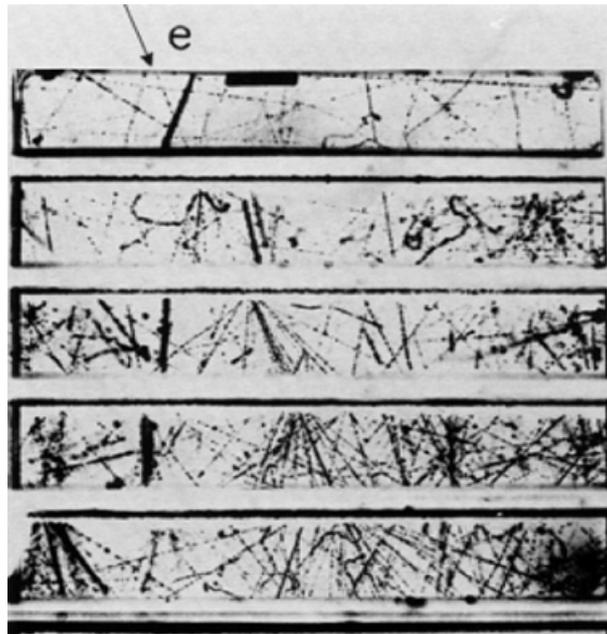


FIGURE 1.14 – Photo d’une gerbe produite par un électron de haute énergie dans une chambre à brouillard [28]

profondeur, des compteurs de gaz-Čerenkov, des techniques de temps de vol, des détecteurs du rayonnement de transition et de l’inspection visuelle des plaques d’émulsion. Ces premières expériences mesurèrent le flux des électrons et de positrons séparément jusqu’à environ 300 GeV. La forme et la normalisation absolue du spectre d’énergie d’électrons sont restées problématiques jusqu’à la fin des années 1970 où il était devenu clair que l’intensité des électrons au-dessus 10 GeV chutait avec l’énergie, de manière significativement plus rapide que l’intensité des protons et des noyaux. Améliorer et étendre ces mesures, en particulier dans la région de très haute énergie (au-dessus de 100 GeV) est resté, jusqu’au temps présent, un défi majeur pour les scientifiques.

**La 2ème génération** des expériences mettant en jeu des dispositifs plus sophistiqués eut lieu durant les années 1990 et 2000. Ces détecteurs se caractérisaient par un facteur géométrique plus grand, une exposition plus longue et une puissance plus élevée de réjection des protons cosmiques. Ces détecteurs sont classés en deux catégories principales. La première, qui se compose de spectromètres magnétiques, a la capacité de séparer les positrons des électrons négatifs. Voici quelques exemples :

- **MASS-91** mesura les spectres d’énergie des positrons et des électrons du rayonnement cosmique à bord d’un ballon stratosphérique. Le facteur géométrique effectif était égale à  $S\Omega = 182 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . Le vol de ce ballon fut effectué à une altitude moyenne

de  $5.8 \text{ g/cm}^{-2}$  avec une période d'observation de 9.8 h. Ils obtinrent le spectre des positrons dans la gamme d'énergie 7-16 GeV ainsi que le spectre d'énergie des électrons dans la gamme 7.5-47 GeV. La fraction moyenne des positrons  $e^+/(e^+ + e^-)$  mesurée était égale à 6.4% [37].

- **CAPRICE94** rendit compte d'une nouvelle mesure des spectres d'énergie des électrons et des positrons cosmiques rayonnement en 1994, pendant l'activité solaire minimum, dans la gamme d'énergie 0.5-40 GeV. L'instrument était un spectromètre à aimant équipé d'un radiateur solide imageur annulaire Čerenkov, d'un système temps-vol, d'un dispositif de suivi composé de chambres à dérive et de chambres proportionnelles multi-fils, et d'un calorimètre silicium-tungstène. Le facteur géométrique effectif était égale à  $S\Omega = 1.7 \times 10^2 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . Le vol du ballon fut réalisé à une altitude moyenne de  $3.9 \text{ g/cm}^{-2}$  de l'atmosphère résiduelle avec une période d'observation de 16.8 h [37].
- **HEAT** effectua des mesures du spectre d'énergie des électrons et des positrons au cours de deux voyages en utilisant un ballon stratosphérique. L'appareil se composait d'un aimant supraconducteur et d'un hodoscope *drift-tube* combiné avec un détecteur de transition de rayonnement, un calorimètre électromagnétique, et des scintillateurs temps-vol. Le facteur géométrique effectif était égal à  $S\Omega = 1.1 \times 10^2 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . Les vols du ballon furent effectués à une profondeur moyenne atmosphérique de  $5.7 \text{ g/cm}^{-2}$  pour une durée de 29 h en 1994 et  $4.8 \text{ g/cm}^{-2}$  pour 26 h de vol en 1995. Ils obtinrent les spectres d'électrons recouvrant la plage d'énergie 1-100 GeV, et la fraction de positons dans le domaine d'énergie de 1 à 30 GeV [21].
- **AMS-01** fut embarqué sur la navette spatiale *Discovery* du 2 au 12 juin 1998. Cette expérience était composée d'un aimant permanent cylindrique ayant une puissance de flexion de  $0.14 \text{ T m}^2$  et une acceptance de  $0.82 \text{ m}^2 \text{ sr}$ . L'alésage de l'aimant était recouvert, à chacune des extrémités supérieure et inférieure, avec les deux couches de palettes orthogonales de scintillateur, formant le système temps-vol (TOF). Ce système fournissait un signal de déclenchement rapide, ainsi qu'une mesure de la vitesse et de la charge. Le dispositif de suivi était composé de six couches de bandes de silicium à double face montés à l'intérieur du volume de l'aimant. Les trajectoires des particules chargées étaient reconstruites avec une précision supérieure à  $20 \mu\text{m}$ . La résolution de la quantité de mouvement à  $10 \text{ GeV}/c$  était égale à environ 10% pour les particules unitairement chargées (Fig. 1.15). AMS-01 orbitait avec une inclinaison de  $\pm 50.7^\circ$  par rapport au plan de l'Équateur à des altitudes comprises entre 320 et 390 km, enregistrant  $10^8$  événements en 184 heures [39].

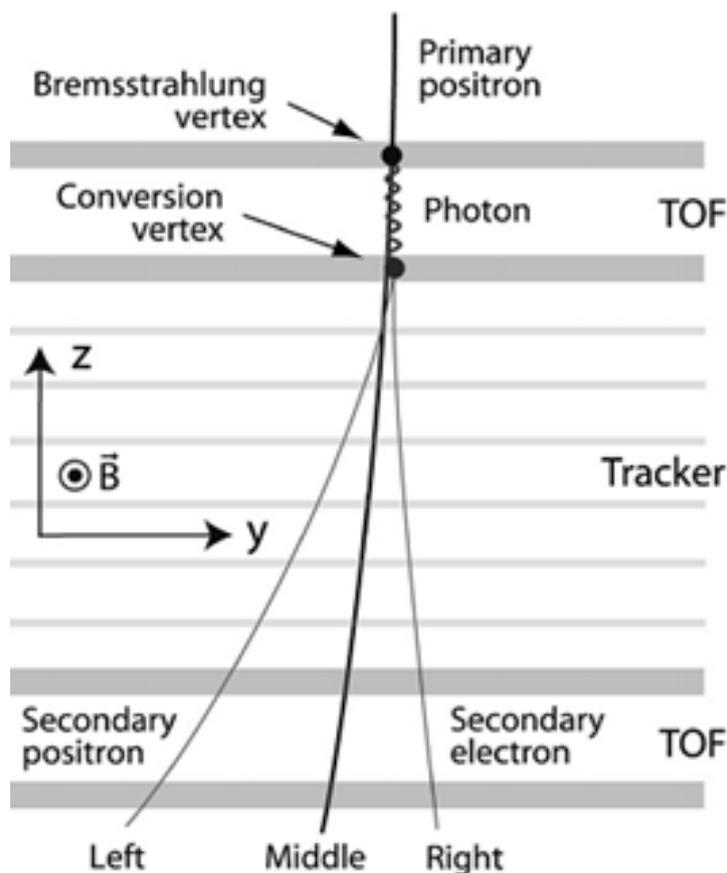


FIGURE 1.15 – Vue schématique d'un événement Bremsstrahlung converti causée par un positron allant de haut en bas [39]

La seconde catégorie, qui comprend les chambres à émulsion, n'a pas l'avantage de distinguer les électrons des positrons. Cependant, elle a le mérite d'avoir élargi le spectre d'énergie des électrons cosmiques bien au-delà de la gamme d'énergie accessible à la première catégorie. A titre d'exemples, on peut citer les expériences suivantes :

- **ECC** effectua des mesures d'électrons cosmiques (plus positrons) dans la région de 100 GeV-TeV avec des chambres à émulsion montées sur un ballon stratosphérique. Ces détecteurs se composaient de plaques d'émulsion nucléaire et de plaques de plomb empilés alternativement. Des films radiographiques étaient également insérés dans le but d'un balayage de la gerbe à grande énergie. Le facteur géométrique typique était égal à  $S\Omega = 3.8 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . 13 vols furent réalisés entre 1968 et 2001 à l'atmosphère résiduelle de 4.0-9.4  $\text{g/cm}^{-2}$ . Le temps total d'exposition est de 270 h. Ils obtinrent le spectre d'énergie des électrons et positons sans coupure jusqu'à 2 TeV [40].

- **BETS** observa les électrons cosmiques (plus positrons) dans la gamme d'énergie 12-100 GeV en utilisant un télescope électronique avec des fibres scintillantes embarqué sur un ballon stratosphérique. Ce détecteur se composait de huit plaques de plomb, neuf ceintures de fibres scintillantes avec 1 mm de diamètre et trois scintillateurs plastiques. Le facteur géométrique était égal à  $S\Omega = 3.2 \times 10^2 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . Les observations furent effectuées deux fois à une atmosphère résiduelle moyenne de  $5 \text{ g/cm}^{-2}$  en 1997 et de  $5.9 \text{ g/cm}^{-2}$  en 1998. La durée d'observation était d'environ 13 h à une altitude supérieure à 34 km [41].
- **ATIC** fit deux vols en ballon, le premier en McMurdo en Antarctique en janvier 2000 (vol d'essai) et le second en mars 2002 (vol réel). Ce détecteur se composait d'un calorimètre segmenté suivant une cible de carbone, avec des couches de suivi de scintillateur et un détecteur de matrice de silicium à l'entrée. Le facteur géométrique était égal à  $S\Omega = 1.4 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . L'altitude moyenne du vol en 2002 était égal à  $5.2 \text{ g/cm}^{-2}$ . Ils obtinrent le spectre d'énergie d'électrons+positron dans la région d'énergie allant de 20 GeV à 1.5 TeV [42].
- **PPB-BETS** observa également les électrons cosmiques (plus positrons) de 10 GeV à 1 TeV durant un vol de ballon stratosphérique de longue durée. Cette observation fut réalisée en janvier 2004 à une altitude moyenne de  $7.4 \text{ g/cm}^2$  avec une durée totale d'exposition de 296 h. Le détecteur PPB-BETS se composait de 36 bandes de fibres scintillantes, de 9 compteurs à scintillation en plastique, et de 14 plaques de plomb d'une épaisseur totale de 9 longueurs de rayonnement. Le facteur géométrique était égal à  $S\Omega = 3.0 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . Ils obtinrent le spectre d'énergie des électrons et positron dans la région d'énergie allant de 100 GeV à 1 TeV [43].

Au cours de la dernière décennie, une nouvelle génération d'instruments de haute précision prit la relève. En particulier, de nouvelles expériences embarquées sur satellite furent lancées : PAMELA en 2006<sup>5</sup>, l'Observatoire de rayons- $\gamma$  Fermi-LAT en 2008<sup>6</sup>, et AMS-02 en 2011<sup>7</sup>. En outre, l'expérience H.E.S.S.<sup>8</sup>, qui est un réseau de télescopes à imagerie Čerenkov atmosphérique destiné à l'étude des rayons- $\gamma$  entre 100 GeV et quelques TeV, détecta en 2008 des électrons cosmiques de très haute énergie ( $> 650 \text{ GeV}$ ). Plus de détails seront donnés dans le troisième chapitre.

---

5. <http://pamela.roma2.infn.it/index.php>

6. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

7. <http://www.ams02.org>

8. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

# Propagation des rayons cosmiques galactiques

---



<b>2 Propagation des rayons cosmiques galactiques</b>	<b>37</b>
2.1 Approche générale	38
2.1.1 Milieu interstellaire local	38
2.1.2 La Galaxie (Voie Lactée)	39
2.2 Diffusion	41
2.2.1 Description microscopique	42
2.2.2 Description macroscopique	43
2.3 Équation de transport des rayons cosmiques	44
2.4 Modèles de propagation	50
2.4.1 Le modèle de la boîte qui fuit (Leaky Box Model)	50
2.4.2 Le modèle de diffusion	52
2.4.3 Autres modèles	54
2.5 Codes numériques	55

*C*e chapitre présente une étude détaillée de la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire. Dans l'approche générale, nous expliquerons sommairement la forme géométrique de notre Galaxie et sa relation avec le milieu interstellaire. Ensuite, nous exposerons les caractéristiques de la diffusion des rayons cosmiques d'un point de vue aussi bien microscopique (marche aléatoire) que macroscopique (équation de transport). Enfin, nous évoquerons les modèles de diffusion les plus connus ainsi que les codes numériques correspondants.

## 2.1 Approche générale

Une fois produits et accélérés au niveau des sources, les rayons cosmiques se propagent à travers le milieu interstellaire jusqu'à la Terre où ils sont détectés. Le milieu interstellaire, qui contient de la matière, des champs magnétiques et des champs de rayonnement électromagnétique, constitue une cible pour les projectiles cosmiques. En raison de ces interactions, les rayons cosmiques se dispersent dans le milieu interstellaire et diffusent lentement loin de leurs sources. Au moment où ils atteignent le système solaire, ils n'ont aucune mémoire quant aux directions de leurs sources. Les observations indiquent que le rayonnement cosmique observé au voisinage de la terre est isotrope, à l'exception peut-être des rayons cosmiques d'ultra haute énergie [4].

La question de la propagation des rayons cosmiques galactiques a commencé très tard dans l'histoire de l'étude des rayons cosmiques. En effet, c'est seulement en 1969 que des travaux dédiés à la propagation des rayons cosmiques dans la Voie Lactée sont présentés à la 11ème Conférence Internationale des Rayons Cosmiques [54, 55]. Le travail célèbre de Parker [56] a ouvert aussi la voie aux premiers modèles phénoménologiques tels que le modèle de la boîte qui fuit (leaky box model) et le modèle de diffusion. Ce dernier, d'abord développé par Ginzburg *et al.* [61] puis par beaucoup d'autres [58, 59, 60], consiste à résoudre l'équation de transport. D'autres modèles ont également été proposés [57].

### 2.1.1 Milieu interstellaire local

L'espace entre les étoiles n'est pas vide comme on l'a cru pendant longtemps, mais contient du gaz et des poussières qui forment une fraction substantielle de la masse de notre Galaxie et d'une partie des autres galaxies. Il existe même du gaz et peut-être des poussières entre les galaxies (matière intergalactique), au moins dans les amas de galaxies. Le milieu interstellaire local est la zone sphérique centrée sur le système solaire de rayon  $\sim 200$  pc. L'image habituellement acceptée est que le soleil est situé à la frontière d'un petit nuage chaud ayant une densité d'hydrogène  $n_{\text{HI}} \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$  et une température  $T \sim 10^4$  K (Fig. 2.1). Cette zone est appelée *nuage interstellaire local* (LIC). Autour d'elle, il existe éventuellement de nombreux autres petits nuages, mais le tout est plongé dans une région de densité anormalement basse par rapport au reste du milieu interstellaire : c'est la *bulle locale* ( $n_{\text{HI}} \sim 0.01 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T > 10^5$  K) dont le rayon à partir du soleil est au moins égal à 50 pc. Cette bulle est elle-même en contact avec une autre *super-bulle* bien connue (Loop I) où la densité de la matière interstellaire est toujours très faible, généralement inférieure à celle du gaz résiduel dans les meilleurs vides obtenus en laboratoire. Néanmoins, cette matière est observable car elle finit par affecter les ondes électromagnétiques, notamment la lumière, au cours de leurs longs trajets<sup>1</sup>.

---

1. Pour plus de détails, voir la référence [52]

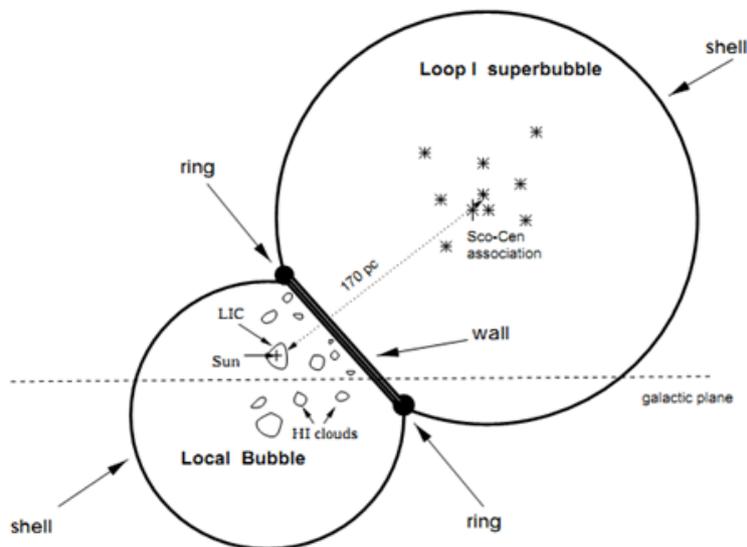


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du milieu interstellaire autour du système solaire [52].

### 2.1.2 La Galaxie (Voie Lactée)

La matière lumineuse de la Voie Lactée est organisée dans des bras en spirale liés au centre de la galaxie pour former le *bulbe galactique* (Fig. 2.2 et 2.3). Vu de côté, la matière est distribuée dans un disque de hauteur  $h$  d'environ 100-150 pc, à partir du plan Galactique (épaisseur totale  $2h$ ). Le système solaire est à environ 8,5 kpc du centre Galactique. Il est tout à fait possible que la hauteur du disque soit un peu plus grande à l'extérieur du cercle solaire. Le rayon du disque Galactique est d'environ 20 kpc.

Le disque Galactique contient les étoiles, dont certaines ont évolué pour donner des supernovæ. Parfois, ces dernières ont laissé derrière elles des étoiles à neutrons que l'on peut observer en tant que pulsars. Dans notre Galaxie, et probablement dans toutes les galaxies spirales et irrégulières, une grande partie de la matière interstellaire est condensée en "nuages" irréguliers, plus ou moins sphériques, ou sous forme de filaments. Il en existe deux types [53] :

- Les nuages diffus, constitués principalement d'hydrogène neutre atomique (HI). Ils ont une densité relativement faible (de 1 à  $10^3$  atomes/cm<sup>3</sup>) et leur température varie entre 10 et  $10^2$  K.
- Les nuages moléculaires, composés principalement d'hydrogène moléculaire (H<sub>2</sub>) et de nombreuses autres molécules. Leur densité est plus grande (de  $10^3$  à  $10^7$  molécules/cm<sup>3</sup>). Leur température est généralement de l'ordre de 10 K, mais peut

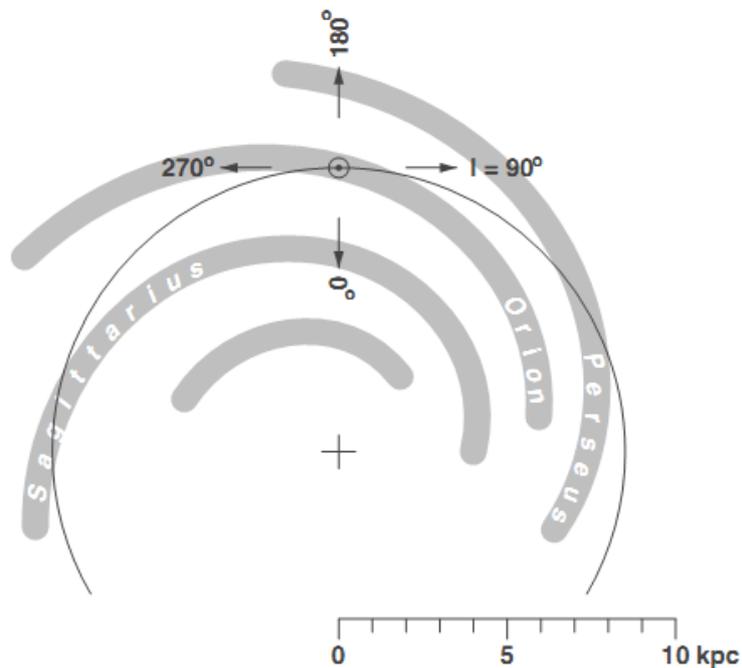


FIGURE 2.2 – Vue de la Voie Lactée à partir de son pôle nord. Le centre Galactique est indiqué par le signe +, le système solaire est représenté par le petit cercle [4].

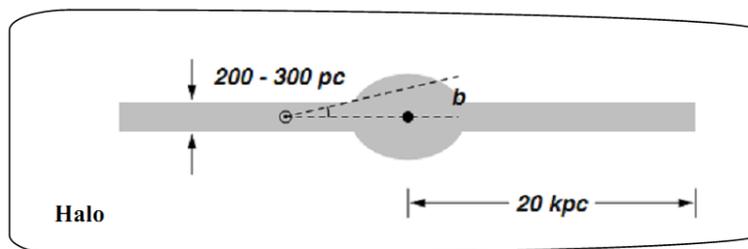


FIGURE 2.3 – Vue de côté de la Voie Lactée. Le point noir indique le centre Galactique. Le système solaire est à environ 8.5 kpc du centre Galactique.

être plus élevée dans certaines circonstances. C'est dans ces nuages que se forment les étoiles.

L'hydrogène moléculaire est concentré dans le cercle solaire et, particulièrement, dans la région du centre Galactique. La répartition de l'hydrogène moléculaire est déterminée par la distribution spatiale de la raie spectrale de 2.3 mm émise par le monoxyde de carbone (CO). La relation exacte entre la raie du CO et la densité moléculaire d'hydrogène est incertaine. La masse totale de l'hydrogène moléculaire à l'intérieur du cercle solaire est

d'environ  $10^9 M_\odot$ . La densité moyenne de l'hydrogène moléculaire dans le cercle solaire, pour une pleine hauteur du disque galactique de 200 pc et un volume  $V_{\text{SC}} = 1.3 \times 10^{66} \text{ cm}^3$  [4] est :

$$n(H_2) = \frac{10^9 M_\odot N_A}{V_{\text{SC}}} \approx 1 \text{ cm}^{-3} \quad (2.1)$$

où  $N_A$  est le nombre d'Avogadro.

Enfin, l'activité stellaire crée un plasma qui entraîne avec lui les lignes de champ magnétique. Ce plasma s'échappe du disque Galactique et crée un halo ( $\sim 1\text{-}5$  kpc). Ceci implique que les rayons cosmiques sont confinés dans une zone plus étendue que le disque Galactique. La densité moyenne d'étoiles varie radialement, avec une concentration plus forte dans les bras spiraux ( $\sim 100$  pc). En particulier, le système solaire se trouve dans une bulle sous-dense ( $\sim 100\text{-}200$  pc). Le champ Galactique a lui aussi une composante régulière  $B = 3 \mu\text{G}$ , et parfois une composante inhomogène sur des petites échelles [19].

Il y a quasiment une équipartition de l'énergie entre le gaz interstellaire, le champ magnétique Galactique et les rayons cosmiques. La densité d'énergie est d'environ  $B^2/8\pi \sim 0.4 \times 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$  pour les champs magnétiques galactiques et  $\rho \times 1.5 \times 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$  pour les rayons cosmiques. Les deux sont fortement couplés par la relation [10] :

$$\frac{1}{2}\rho V_A^2 = \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.2)$$

Les ondes d'Alfvén<sup>2</sup> de vitesse de propagation  $V_A$  peuvent être une source de dispersion pour les rayons cosmiques. Notons que le gaz ionisé et le champ magnétique forment ce qu'on appelle le fluide magnétohydrodynamique (MHD). Ces points sont traités plus en détail à travers les modèles de propagation qui donnent de très bons résultats en se contentant de modéliser la galaxie en deux zones (disque + halo).

## 2.2 Diffusion

Le mouvement des rayons cosmiques avec des énergies allant jusqu'à  $\approx 10^{15}$  eV dans la Galaxie est généralement décrit comme une diffusion, c'est-à-dire une propagation de nature diffusives à travers une marche aléatoire. Ce phénomène est complexe, en raison de l'interaction avec le champ magnétique Galactique encore mal connu.

---

2. Ce sont des ondes magnétohydrodynamiques apparaissant dans un plasma (ici céleste) plongé dans un champ magnétique. Ces ondes prennent la forme d'oscillations du champ, entraînant localement celles des ions.

L'étude des processus diffusifs a commencé avec les travaux phénoménologiques de Fourier (1811), Fick (1855) et Darcy (1856) au 19ème siècle. Une description théorique du phénomène apparut au début du 20ème siècle avec les travaux de Lorentz (1905), Einstein (1905) et Fokker-Planck (1913). Depuis ce temps, l'étude des processus stochastiques est devenue un domaine de recherche majeur pour beaucoup de scientifiques tels que les ingénieurs nucléaires et les physiciens des rayons cosmiques [62].

Dans les théories de la diffusion, les échelles microscopiques et macroscopiques sont profondément connexes. Il est en réalité possible de montrer que les lois macroscopiques, telles que les équations de continuité, sont des conséquences directes des lois microscopiques, telles que la conservation de l'énergie et du nombre de particules au cours de chaque collision sur un centre de diffusion. Chapman et Enskog (1916-1917) montrèrent qu'il était possible de relier les coefficients de diffusion macroscopique aux quantités microscopiques [62].

Cependant, dans le cas des particules chargées du rayonnement cosmique se dispersant sur les inhomogénéités du champ magnétique Galactique, il est vain de mesurer les quantités microscopiques appropriées, principalement le champ magnétique, sur des échelles très petites ( $\approx 1$  pc). Par conséquent, on doit se contenter généralement d'une description macroscopique et phénoménologique du processus de propagation.

### 2.2.1 Description microscopique

La marche aléatoire qui caractérise la propagation des rayons cosmiques dans un cadre diffusif fut étudiée mathématiquement par Chandrasekhar dans un travail classique [63]. La figure 2.4 illustre cette situation dans un repère unidimensionnel où la particule, initialement à la position 0, se disperse avec des sauts unitaires de même probabilité dans la direction positive ou négative. C'est-à-dire, après la première étape, elle pourrait être à la position +1 ou -1. Après la seconde étape, la particule pourrait se trouver dans une des cinq positions (-2, -1, 0, +1, +2). La question qui se pose est : quelle est la probabilité pour que la particule occupe la position  $m$  après  $N$  étapes ?

Afin d'atteindre la position positive  $m$  en  $N$  étapes, la particule devrait faire  $(N+m/2)$  étapes positives et  $(N-m)/2$  étapes négatives, donc la probabilité est [63] :

$$W(m, N) = \frac{N!}{[(N+m)/2]!(N-m/2)!} (1/2)^N \quad (2.3)$$

Le déplacement de la particule après  $N$  étapes est égal à  $\sqrt{N}$ . Ensuite, en utilisant la formule du Sterling pour les factoriels et en supposant que  $m/N$  est petit, on obtient [63] :

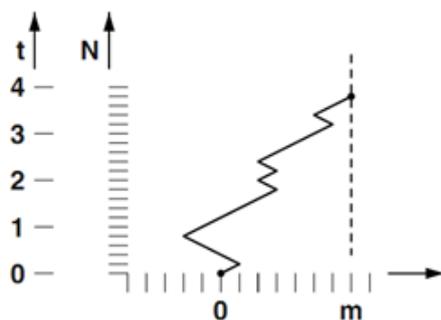


FIGURE 2.4 – Problème de diffusion unidimensionnel où la particule se disperse à droite ou à gauche à chaque étape.

$$W(m, N) = \sqrt{(2/\pi N)} \exp(-m^2/2N) \quad (2.4)$$

La prochaine étape dans le calcul est d'introduire le déplacement  $x$  lié à la position  $m$  après l'étape  $l$ , c'est-à-dire  $x = ml$  ( $n = 5$  dans la figure 2.4). La probabilité pour que la particule se trouve en  $x$  après le temps  $t$  devient [63] :

$$W(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp(-x^2/4Dt) \quad (2.5)$$

$D = nl^2/2$  est le coefficient de diffusion unidimensionnelle. Il mesure la vitesse de la diffusion ; il est donné généralement en  $\text{cm}^2/\text{s}$ .

### 2.2.2 Description macroscopique

Selon la première loi de Fick, le flux de diffusion est proportionnel au gradient de la concentration. Cette loi est inspirée de la loi de Fourier pour la conduction du chaleur. Elle peut être vue comme une définition du "vecteur densité" de courant  $\mathbf{J}_i$  qui vérifie la seconde loi de Fick. La première loi de Fick s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{J}_i = -D\nabla N_i \quad (2.6)$$

$i$  représente le noyau du rayonnement cosmique. La concentration dans la Galaxie en un point donné  $\mathbf{r}$  sera représentée, d'un point de vue statistique, par une fonction de densité différentielle,  $n_i(E, \mathbf{r}, t)$ , déterminant le nombre de particules d'énergie  $E$  par unité de volume à l'instant  $t$ . Si l'on ne s'intéresse pas à la distribution spatiale, mais seulement au nombre différentiel de particules par unité d'énergie, il suffira d'intégrer sur le volume de propagation ou de confinement considéré, et de décrire l'évolution globale de la fonction

obtenue<sup>3</sup> :

$$N_i(E, t) = \iiint n_i(E, \mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} \quad (2.7)$$

En ce qui concerne la seconde loi de Fick, la loi de conservation des espèces indique que l'opposé de la variation par unité de temps de la quantité de particules  $i$  :

$$\iiint N_i dV \quad (2.8)$$

dans un volume donné  $V$  est égale au flux sortant du vecteur densité de courant de particules  $\mathbf{J}_i$  à travers la surface fermée  $S$  délimitant le volume  $V$  :

$$\iint \mathbf{J}_i d\mathbf{S} \quad (2.9)$$

On obtient la seconde loi de Fick en identifiant les intégrants ci-dessous :

$$-\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V N_i dV = \iint_S \mathbf{J}_i d\mathbf{S} = \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{J}_i dV \quad (2.10)$$

La deuxième égalité ci-dessus est due au théorème de divergence (Green-Ostrogradsky) et le signe moins provient du fait que la concentration diminue quand le flux sortant augmente. On a donc :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i = 0 \quad (2.11)$$

Enfin, nous pouvons écrire l'équation de continuité avec un terme source  $Q(\mathbf{r}, t)$  :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + Q(\mathbf{r}, t) \quad (2.12)$$

Nous obtenons immédiatement l'équation de diffusion souhaitée :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla \cdot (D\nabla N) + Q \quad (2.13)$$

## 2.3 Équation de transport des rayons cosmiques

Le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique  $\mathbf{B}$  est déterminé par la force de Lorentz  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ . Localement, le champ magnétique a pour effet de faire tourner la trajectoire avec un rayon de courbure donné par le rayon de Larmor :

$$R_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (2.14)$$

---

3.  $N_i$  est aussi une fonction du vecteur unité  $\Omega$  indiquant la direction de la propagation du noyau mais on s'intéresse rarement à la distribution angulaire de ce dernier. On passe de  $N_i(r, E, \Omega, t)$  à  $N_i(r, E, t)$  en intégrant sur toutes les directions.

où  $m$  désigne la masse de la particule,  $v_{\perp}$  la composante de la vitesse dans la direction orthogonale à celle de  $\vec{B}$  et  $|q|$  la charge électrique de la particule. Quand on s'intéresse à la propagation, il est plus naturel de considérer la rigidité  $R$  qui est définie en fonction de l'impulsion  $p$  et la charge  $|q|$  :

$$R = \frac{p}{|q|} \quad (2.15)$$

On peut aussi rappeler les relations suivantes :  $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ ,  $E_{\text{cin}} \equiv E - mc^2 = (\gamma - 1)mc^2$  et  $\beta \equiv \frac{v}{c} = \frac{cp}{E}$ . Ces relations conduisent à définir une autre grandeur physique très importante : c'est le spectre d'énergie exprimé en fonction de l'énergie cinétique par nucléon :

$$E_{\text{cin/nuc}} = \frac{E_{\text{cin}}}{A} = (\gamma - 1) \frac{mc^2}{A} \quad (2.16)$$

La rigidité  $R$  s'écrit comme suit :

$$R = \frac{A}{c|q|} \sqrt{E_{\text{cin/nuc}}(E_{\text{cin/nuc}} + 2mc^2/A)} \quad (2.17)$$

Cette relation nous permet de définir la rigidité de coupure  $R_c$ , de sorte qu'une particule chargée ayant une rigidité  $R < R_c$  ne pourra pas atteindre la Terre ;  $R_c$  est de l'ordre de 10 GV<sup>4</sup>.

Nous sommes ici dans une situation où l'on ne connaît pas la distribution spatiale exacte du champ magnétique, c'est-à-dire que l'on ne dispose pas de carte tridimensionnelle suffisamment précise de  $\mathbf{B}$ . En revanche, les modélisations théoriques de la turbulence magnétique galactique proposent différentes distributions statistiques de ce champ, en particulier le spectre de puissance de sa décomposition spatiale de Fourier :

$$\mathbf{B}(\mathbf{k}) \propto \iiint \mathbf{B}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{r} \quad (2.18)$$

Dans un champ magnétique turbulent, si la valeur de  $\mathbf{B}$  change de manière appréciable sur un rayon de Larmor, alors le champ magnétique auquel est soumis la particule change rapidement le long de sa trajectoire et celle-ci devient très irrégulière. On peut montrer que l'on peut décrire la propagation de manière approchée par une équation de diffusion [57].

En fait, nous pouvons penser à la propagation des rayons cosmiques galactiques comme le résultat de la somme de processus différents. Nous pouvons construire l'équation de propagation en choisissant la physique que nous voulons inclure dans notre modèle. On commence par l'hypothèse phénoménologique de la diffusion comme un processus principal de

---

4. La rigidité a la même unité qu'une tension, ce n'est pas une énergie, on l'exprime en GV et non en GeV.

transport. Donc, nous pouvons construire l'équation de transport des rayons cosmiques en additionnant les termes appropriés :

**Diffusion** – Comme expliqué dans le paragraphe précédent, le terme de diffusion sur les inhomogénéités du champ magnétique galactique est donné par :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) \quad (2.19)$$

ici  $\frac{\partial N_i}{\partial t}$  représente la variation de la densité  $N_i$  en fonction du temps.  $D_i$ , dans le cas général, est un tenseur donné en  $\text{kpc}^2/\text{Myr}$ . Il dépend principalement de l'énergie.

**Convection** – Le milieu dans lequel diffusent les rayons cosmiques n'est pas au repos. D'une part, il suit le mouvement de rotation de la galaxie et, d'autre part, il est animé d'un mouvement de convection dirigé perpendiculairement au disque galactique vers l'extérieur. Les rayons cosmiques sont entraînés avec le milieu, ce qui peut se modéliser par un terme de transport par convection  $\mathbf{V}_c(\mathbf{r}, t)$  dans l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{V}_c N_i) \quad (2.20)$$

La forme précise de cette convection est mal connue et l'on trouve différentes formes dans la littérature. Les observations majorent ce terme ( $V_c \leq 20 \text{ km/s}$ ).

**Expansion adiabatique** – La convection galactique s'accompagne d'une expansion du milieu, ce qui se traduit par un terme de perte d'énergie :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}_c}{3} \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{p^2 N}{E} \right) \quad (2.21)$$

**Terme source** – Il s'agit du spectre d'énergie d'injection des rayons cosmiques primaires. Pour les rayons cosmiques secondaires, ce terme est nul. Au niveau des sources, les ondes de chocs sont suffisamment puissantes pour accélérer les particules à très haute énergie via des processus de Fermi. Les spectres produits ont la forme  $E^{-\alpha}$ , où  $\alpha$  est l'indice spectral. Ce terme est de la même forme pour toutes les sources :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = Q_i(\mathbf{r}, E, t) = Q_i(E) \chi(\mathbf{r}, t) \quad (2.22)$$

où  $\chi(\mathbf{r}, t)$  contient la distribution radiale et temporelle des sources et  $Q_i(E)$  la dépendance en énergie.

**Pertes d'énergie** – Plusieurs processus sont susceptibles de modifier l'énergie des rayons cosmiques au cours de leur propagation dans la tranche d'énergie  $[E, E + dE]$ . On distingue notamment :

- Les pertes par ionisation, qui surviennent lorsqu’un noyau ionise un atome du milieu interstellaire ;
- Les pertes par rayonnement synchrotron, qui sont d’autant plus importantes que la masse de l’espèce considérée est faible ;
- Les pertes par diffusion Compton inverse, lorsqu’une particule chargée (un électron ou un positon) est diffusée par un photon (provenant de la lumière stellaire ou du fond diffus cosmologique) ;
- Les pertes adiabatiques associées au vent galactique.

Ces processus ont des dépendances différentes en énergie. En pratique, on peut se contenter des processus prédominants dans une gamme d’énergie donnée pour une particule donnée. En notant  $b(E) = \frac{dE}{dt}$  le taux de perte d’énergie, le terme de perte d’énergie s’écrit alors :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) \quad (2.23)$$

Ce terme est important à basse énergie et devient négligeable devant les autres termes pour les énergies  $E \geq 500$  GeV/nucléon.

**Spallation** – Les rayons cosmiques se propagent dans un milieu qui contient du gaz interstellaire, principalement de l’hydrogène atomique et de l’hélium. Ils peuvent subir, avec ces atomes, des réactions nucléaires si l’énergie incidente est suffisante. Ces réactions conduisent à :

- la dispersion inélastique dans le milieu interstellaire :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -n_{\text{IS}} v \sigma_i N_i \quad (2.24)$$

où  $n_{\text{IS}}$  est la densité du gaz (ISM),  $v$  la vitesse de la particule considérée  $i$  et  $\sigma_i$  la section efficace de la dispersion inélastique dans le gaz interstellaire ;

- la production des noyaux plus lourds à partir de la diffusion inélastique :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \sum_{j>i} n_{\text{IS}} v \sigma_{ij} N_j \quad (2.25)$$

où  $\sigma_{ij}$  la section efficace de production d’un noyau  $i$  par un noyau plus lourd  $j$  ;

- la désintégration radioactive, décrite par :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\frac{N_i}{\tau_i} \quad (2.26)$$

où  $\tau_i$  est la durée de vie du noyau ;

– la production des noyaux plus lourds par désintégration radioactive :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \sum_{j>i} \frac{N_j}{\tau_{ij}} \quad (2.27)$$

**Réaccélération** – L'accélération des rayons cosmiques au niveau des sources primaires par les processus de Fermi (1er et 2nd ordre) explique assez bien ce que nous observons dans notre Galaxie, soit par des éléments fluides magnétisés se déplaçant aléatoirement (version originale de l'accélération de Fermi), où par les ondes de choc interstellaires. Dans les deux cas, les particules cosmiques sont diffusées par les irrégularités magnétiques. Cette accélération peut aussi avoir lieu dans le milieu interstellaire par une réaccélération à travers une diffusion spatiale sur des centres animés d'une vitesse d'Alfvén [64]. L'onde d'Alfvén est une onde magnétohydrodynamique, c'est-à-dire une oscillation d'un champ magnétique et des ions dans un plasma se déplaçant à une vitesse  $V_a$  le long des lignes de champ. Cette vitesse est définie par :

$$V_a = \sqrt{\frac{\langle H \rangle^2}{\mu_0 \rho}} \quad (2.28)$$

où  $H$  le champ magnétique dans le plasma de densité  $\rho$  et  $\mu_0$  la perméabilité du vide. La réaccélération est étudiée dans l'espace de l'impulsion par nucléon  $p$ . Le spectre en impulsion  $N(p)$  des particules réaccélérées est alors donné par [64] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial N}{\partial p} \left[ p^2 D_{pp} \frac{\partial N}{\partial p} \right] \quad (2.29)$$

$D_{pp}$  est le coefficient de diffusion en impulsion par nucléon, il est relié au coefficient de diffusion spatiale  $D_i$  par la relation :

$$D_{pp} = p^2 V_a^2 / (9 D_i) \quad (2.30)$$

Comme illustré sur la figure 2.5, une fois les rayons cosmiques sont injectés dans le milieu interstellaire, ils se propagent dans la Galaxie en diffusant sur les irrégularités du champ magnétique Galactique. Ils perdent alors toute information de direction. Ces particules vont aussi interagir avec les nuages de gaz interstellaire en créant des particules secondaires par spallation. Pendant cette propagation, les noyaux instables vont se désintégrer. Tous ces processus mènent à l'équation de transport complète incluant la convection, l'expansion adiabatique et la réaccélération. Elle fournit une description très réaliste de la propagation d'une particule  $i$  de densité  $N_i$  [51, 57] :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) + \nabla \cdot (\mathbf{V}_c N_i) + \frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) - \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}_c}{3} \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{p^2 N}{E} \right) + \quad (2.31)$$

$$n_{\text{ISM}} v \sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i N_i} = Q_i + \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j + \sum_{j>i} n_{\text{ISM}} v \sigma_{ij} N_j +$$

$$\frac{1}{p^2} \frac{\partial N}{\partial p} \left[ p^2 D_{pp} \frac{\partial N}{\partial p} \right]$$

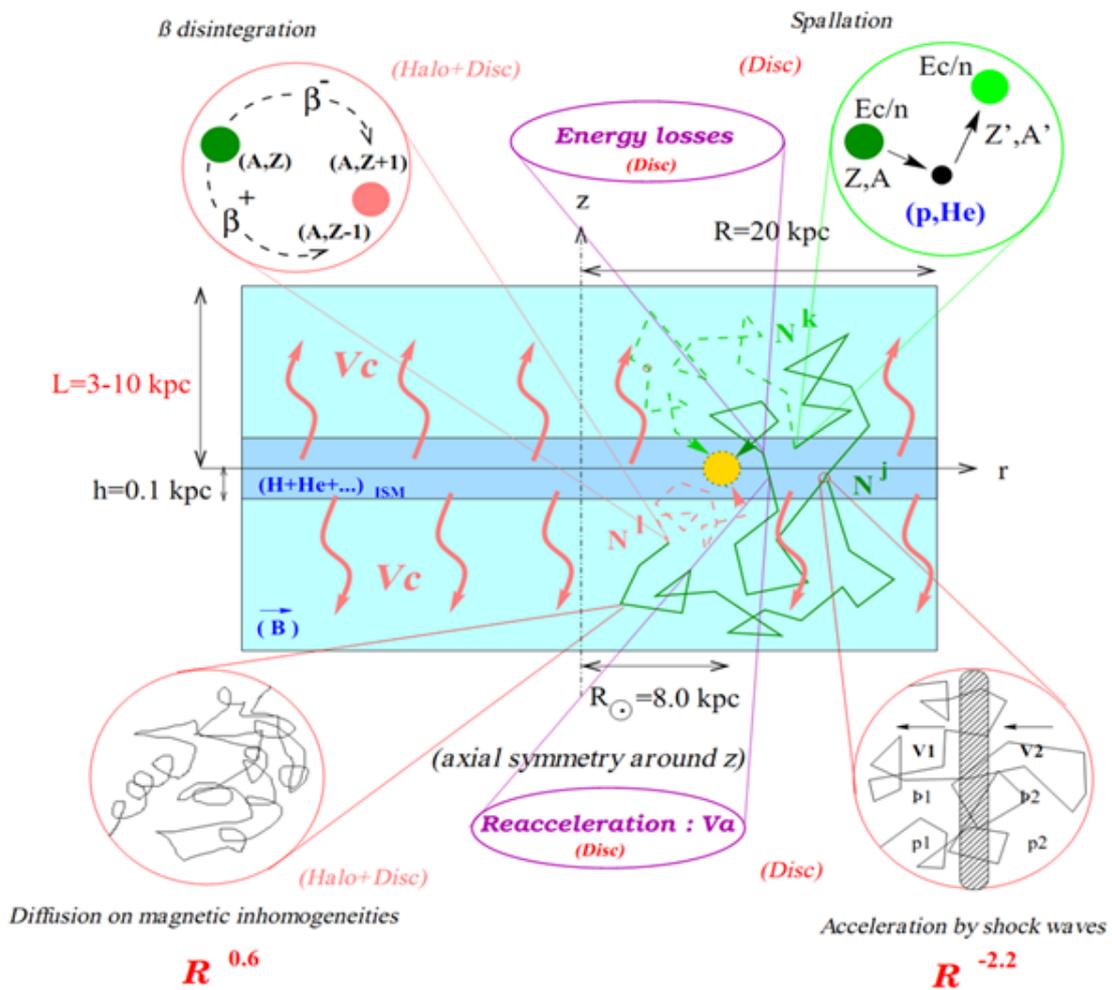


FIGURE 2.5 – Modélisation de la galaxie et de la propagation des rayons cosmiques dans celle-ci [65].

## 2.4 Modèles de propagation

L'équation de transport, qui est un système d'équations couplées, requiert une analyse complète pour sa résolution. Cette dernière n'est possible que si tous les paramètres caractérisant la Galaxie sont connus, ce qui n'est pas vraiment le cas. Toutefois, il existe plusieurs modèles mettant en jeu des approximations différentes de la géométrie de la Galaxie et de la distribution des sources. Les modèles de la propagation des rayons cosmiques les plus connus sont le modèle de la boîte qui fuit ou LBM (Leaky Box Model) et le modèle de diffusion ou DF (Diffusion Model).

### 2.4.1 Le modèle de la boîte qui fuit (Leaky Box Model)

Ce modèle, introduit dans les années 1960, est sans doute l'un des plus utilisés pour comprendre la propagation des rayons cosmiques [66, 67, 68]. Dans ce modèle, la Galaxie est considérée comme une boîte où la distribution de matière est homogène, c'est-à-dire les rayons cosmiques ont une densité constante dans tout le système ( $n_{\text{IS}} = \bar{n}$ ), et les sources sont distribuées uniformément ( $Q_i(\mathbf{r}) = \bar{q}_i$ ). Cette vision "simplificatrice" modélise aussi le confinement et l'échappement des rayons cosmiques dans la Galaxie par le paramètre  $\tau_{\text{esc}}$ .

Nous avons donc une boîte où les particules se propagent en ligne droite dans un milieu homogène et stationnaire, avec des sources uniformes, et qui ont une certaine probabilité de rebondir sur les bords. Ceci conduit à remplacer le terme de diffusion dans l'équation de transport par le terme d'échappement :

$$-\nabla \cdot (D_i \nabla N_i) \longleftrightarrow \frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}} \quad (2.32)$$

De plus, toutes les quantités sont moyennées dans la boîte :  $n_{\text{IS}} \longleftrightarrow \bar{n}$ ,  $Q_i \longleftrightarrow \bar{q}_i$ ,  $b_i = \bar{b}_i$ . Dans ces conditions, l'équation de transport prend alors la forme :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}} + \frac{\partial}{\partial E}(\bar{b}_i N_i) + \bar{n} v \sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i} N_i = \bar{q}_i + \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j + \sum_{j>i} \bar{n} v \sigma_{ij} N_j \quad (2.33)$$

Si l'on ne considère qu'un noyau stable primaire, en négligeant l'ionisation et l'interaction avec le milieu interstellaire, on retrouve la relation simple liant les pertes par échappement et le terme source [57, 65] :

$$\frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}} + \frac{\partial}{\partial E}(\bar{b}_i N_i) = \bar{q}_i + \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j + \sum_{j>i} \bar{n} v \sigma_{ij} N_j \quad (2.34)$$

Les solutions de ce système d'équation pour les divers genres de noyaux  $i$  sont purement

algébriques, ils sont de la forme :

$$N_i = \frac{\bar{q}_i + \sum_{j>i} \bar{n}v\sigma_{ij}N_j}{\frac{1}{\tau_{esc}} + \bar{n}v\sigma_i} \quad (2.35)$$

Le temps caractéristique  $\tau_{esc}$ , purement phénoménologique, est déterminé expérimentalement.

Si on néglige les noyaux radioactifs, on peut utiliser un autre paramètre appelée la distance d'échappement  $\lambda_{ech} = \bar{n}v\tau_{esc}$ . Cette grandeur est généralement déterminée grâce au rapport d'abondance B/C expérimental [69], le bore (B) étant majoritairement produit par la fragmentation du carbone (C). Le rapport des abondances relatives d'un secondaire S et d'un primaire P est donnée par la relation :

$$\frac{N_S}{N_P} = \frac{\sigma_{PS}}{\sigma_P + 1/\lambda_{ech}} \quad (2.36)$$

où  $\sigma_S$  est la section efficace d'absorption de  $N_S$ ,  $\sigma_{PS}$  la section efficace de création de  $N_S$  par fragmentation de  $N_P$ . Le rapport choisi, ici B/C, est le plus prépondérant et donc le plus contraignant du point vue expérimental, mais on peut aussi utiliser d'autres rapports comme sub-Fe/Fe. Les valeurs de  $\lambda_{ech}$  obtenues sont de l'ordre de  $\sim 10^7$  ans. Les données (par exemple le rapport B/C) indiquent qu'à haute énergie [19] :

$$\frac{N_S}{N_P} \propto \tau_{esc} \propto E^{-\delta} \quad (2.37)$$

$\delta$  est l'indice spectral d'échappement, il est de l'ordre de 0.5-0.7. Donc :

$$N_S \propto E^{-(\delta+\alpha)} \propto E^{-\gamma} \quad (2.38)$$

Avec un indice spectral de source  $\alpha$  de l'ordre 2-2.2, on retrouve l'indice spectral du flux propagé  $\gamma \approx 2.7$ .

On peut constater que ce modèle nous permet de décrire le flux des rayons cosmiques primaires seulement en fonction de trois paramètres : le temps de fuite, la densité moyenne de la matière et le terme source. Cependant, ce modèle, qui est très approximatif, ne donne pas une explication physique de nombreux processus de confinement et d'échappement. On a besoin d'aller au-delà de ce modèle si on veut, par exemple, relier les propriétés de propagation des rayons cosmiques à celles de la Galaxie. Des questions telles que : quelles sont les sources ? où se trouvent-elles exactement ? Comment varie la densité de rayons cosmiques avec la position dans la Galaxie ? ... ne trouvent pas de réponses dans le cadre du modèle de la boîte qui fuit.

### 2.4.2 Le modèle de diffusion

La propagation des rayons cosmiques d'énergie inférieure à  $10^{15}$  eV est de nature diffusive. C'est la diffusion qui est responsable du confinement et de l'échappement de ces particules. L'équation de base de la diffusion est donnée par :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla N) + Q \quad (2.39)$$

La fonction de Green pour cette équation est [19] :

$$G(r, t) = \frac{1}{8(\pi Dt)^{3/2}} e^{-r^2/(4Dt)} \quad (2.40)$$

Elle donne la probabilité de trouver une particule, injectée à l'origine des espaces et du temps, à la position  $r$  après un temps  $t$ . Si on considère la diffusion à partir d'une source plate (plan galactique), la distance moyenne  $\langle |z| \rangle$  à partir de cette source est alors [19] :

$$\langle |z| \rangle = \frac{1}{8(\pi Dt)^{3/2}} \int z e^{-r^2/(4Dt)} dV = 2\sqrt{Dt/\pi} \quad (2.41)$$

Certains auteurs ont expliqué que l'image correcte de la propagation des rayons cosmiques est un modèle de diffusion [70]. C'est le modèle qui utilise le moins d'approximation pour résoudre l'équation de transport pour une certaine géométrie de la Galaxie. La géométrie utilisée pour modéliser la forme de notre Galaxie se base généralement sur une géométrie cylindrique de rayon  $R$  comprenant deux zones suivant  $z$  : le disque et le halo diffusif (Fig. 2.6).

Le disque, de hauteur  $2h$  et de densité  $n_d = n$ , contient les sources et le milieu interstellaire. Le système solaire est situé en  $z = 0$  à une distance  $r = R_\odot$  du centre du disque. Dans ce disque ont lieu les interactions nucléaires (absorption et spallation), les pertes et gains d'énergie (ionisation et réaccélération) et, naturellement, la diffusion. Les particules se propagent par diffusion et convection et se désintègrent éventuellement dans le halo de demi-hauteur  $L$  et de densité  $n_h$ . La plupart des études qui se basent sur ce modèle utilisent ce qu'on appelle le disque mince  $h \ll L$  avec une densité de matière interstellaire nulle dans le halo  $n_h = 0$ , supprimant ainsi toute interaction nucléaire. L'existence de ce halo découle de manière naturelle des observations d'un rayonnement synchrotron au-delà de la zone où est confinée la matière ( $0 \leq |z| \leq h$ ). Ce halo diffusif ne doit pas être confondu avec d'autres types de halos couramment discutés dans la littérature (à l'exemple du halo de la matière noire). Enfin, les particules se retrouvant aux bords de la Galaxie s'échappent car elles ne sont plus confinées, ce qui revient à formuler les conditions aux bords suivantes : les densités  $N_i$  s'annulent pour  $r = R$  et  $z = \pm L$ . Plusieurs études ont montré que l'intensité du rayonnement cosmique n'a pas changé au cours des dernières 100 millions d'années [72], ce qui nous permet de simplifier le problème en se plaçant dans un système stationnaire où :

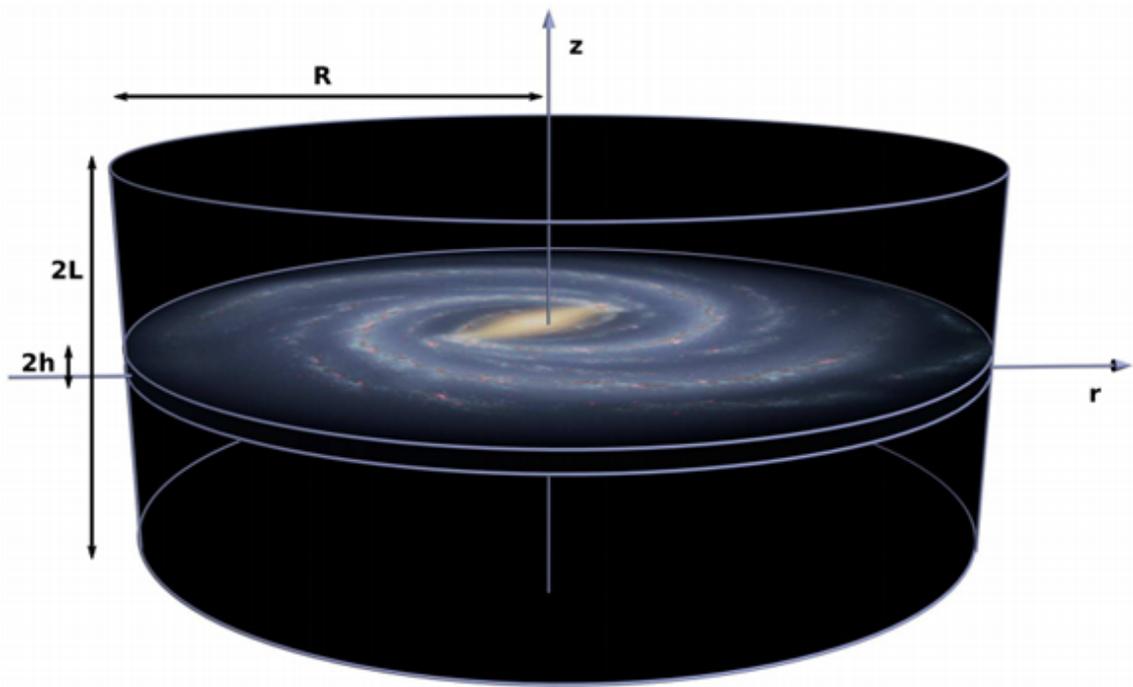


FIGURE 2.6 – Géométrie de la Galaxie dans le modèle de diffusion dans le cas d'un modèle à deux dimensions. Dans ce modèle, la Galaxie est composée d'un disque uniforme d'épaisseur  $2h$  et de rayon  $R$ . Ce disque est entouré par un halo cylindrique de rayon  $R$  et de hauteur  $2L$  [71].

- $\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0$
- $D_i(r, z, E) = D_0 D_i(E)$
- $Q_i(r, z) = 2hQ_i(r, 0)\delta(z)$
- $\mathbf{V}_c = V_c \mathbf{e}_z$  avec  $V_c = cte$ .

L'équation de transport avec toutes ces approximations prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 -\nabla \cdot (D_i \nabla N_i) + V_c \frac{\partial}{\partial z} N_i - \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j + \frac{1}{\tau_i} N_i = & \quad (2.42) \\
 2h\delta(z) \left[ Q_i - \frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) - nv\sigma_i N_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j \right] &
 \end{aligned}$$

Si on connaît la distribution et la composition des sources, la géométrie du volume de diffusion, les propriétés de la diffusion et la distribution de matière, alors on peut espérer

obtenir la densité de toutes les espèces.

La relation entre le modèle de diffusion et le modèle LBM ont été discutés par [57, 73, 74], où le modèle LBM a été considéré comme une approximation du premier-ordre du modèle de la diffusion. Cette approximation est valide pour les particules dont les interactions sont lentes comparées au processus de diffusion, par exemple, les noyaux, les protons, et les antiprotons stables. Puisque ces particules traversent le plan galactique, où le système solaire est localisé, avant la fuite ou l'interaction, le flux près du système solaire n'est pas affecté par les variations spatiales des densités des rayonnements, de leurs sources, et de la matière interstellaire (ISM). Par contre, on devrait utiliser le modèle de diffusion pour les particules dont les interactions sont rapides et se produisent aussi bien dans le halo que dans le disque, tels que les noyaux radioactifs de béryllium  $^{10}\text{Be}$  et les électrons/positrons. La période du  $^{10}\text{Be}$  est égale à  $1.5 \times 10^6$  années, tandis que les temps de confinement des rayonnements dans le disque et le halo sont  $\sim 10^7$  et  $\sim 10^8$  années respectivement [57, 73]. Les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  se désintègrent avant qu'ils diffusent aux bords du halo, ou même avant qu'ils diffusent hors du disque, de sorte que les variations spatiales des densités de rayons cosmiques soient importantes pour les calculs du flux près du système solaire [73].

### 2.4.3 Autres modèles

IL existe d'autres modèles décrivant la propagation des rayons cosmiques. Dans le *modèle dynamique de halo* [58, 75], la convection des rayonnements due au vent galactique est prise en compte. Le courant de rayonnement cosmique dans le halo est alors plus rapide que celui issu de modèle simple de la diffusion. En conséquence, un plus grand halo est exigé pour confiner des rayonnements pour une même période. Cependant, certains auteurs [58] ont fixé des limites supérieures sur la taille du halo et la vitesse de convection, moins de 4 kpc et 20 km/s respectivement. Ils ont également prouvé que le processus principal entraînant les rayons cosmiques à partir du plan galactique est la diffusion et que la convection ne joue pas un rôle important.

Le modèle *Nested Leaky Box* (NLB) [76] et la *Galaxie Fermée* (CG) [77, 78] sont des variations de modèle (LBM). Dans ces modèles, il est supposé que deux types de volumes de confinement sont imbriqués : les régions de source et la galaxie dans le modèle de NLB, le bras galactique contenant le système solaire et le halo galactique étendu dans le modèle de CG. Cependant, il n'y a eu aucune évidence directe pour de tels volumes supplémentaires de confinement, et la plupart des données du rayonnement cosmique sont expliquées sans de tels volumes à l'exception du rapport sub-Fe/Fe [79].

## 2.5 Codes numériques

Comme nous l'avons expliqué dans les paragraphes précédents, le transport des rayons cosmiques dans le champ magnétique Galactique peut s'interpréter comme une marche aléatoire. Dans ce contexte, ce transport peut se mettre sous la forme d'une équation de diffusion où la variation temporelle de la densité de particules est reliée principalement à un terme de diffusion, un terme de perte d'énergie et un terme de production. Il est possible de résoudre cette équation de propagation numériquement en utilisant des codes standards dont les plus connus sont :

- le code GALPROP<sup>5</sup> (GALactic PROPagation),
- le code DRAGON<sup>6</sup> (Diffusion of cosmic RAys in the Galaxy modelizatiON),
- et le code USINE<sup>7</sup>.

À cause des phénomènes complexes mis en jeu (distribution de matière et de champs magnétiques inhomogènes, vent de convection, réaccélération, etc.), la résolution analytique de l'équation de transport n'est pas toujours possible. Dans ce cas, la méthode numérique s'avère être la bonne voie pour rendre cette équation résoluble. Par exemple, la méthode des différences finies résout le problème pas à pas dans l'espace spatial et l'espace en énergie. Une telle méthode est implémentée dans les codes numériques qui résolvent les équations de diffusion grâce à l'algorithme de Crank-Nicolson [80]. Les codes de propagation fondés sur cette méthode ont commencé à voir le jour dans les années 1970 et ont vraiment pris leur essor dans les années 1980. Le code GALPROP a été rendu public à la fin des années 1990. Le code DRAGON, fondé sur GALPROP, est mieux optimisé pour calculer la propagation du rayonnement cosmique galactique (noyaux, antiprotons, électrons, positrons, rayons- $\gamma$  et émission synchrotron) [81].

Les codes de résolution semi-analytiques, tel que USINE, se présentent comme une alternative aux codes numériques. En utilisant certaines approximations, il est possible de résoudre l'équation de diffusion de manière analytique pour tout point de la Galaxie et, en particulier, sur Terre. La rapidité du calcul des flux est un grand avantage des codes de résolution semi-analytiques et, généralement, plus satisfaisante du point de vue de la compréhension des phénomènes physiques.

---

5. <http://galprop.stanford.edu>

6. <http://www.desy.de/~maccione/DRAGON>

7. <http://lpsc.in2p3.fr/usine>

Pour cette thèse, notre choix à porté sur le modèle GALPROP pour les raisons suivantes :

- Le code GALPROP est public, il suffit de s’inscrire pour l’utiliser. De plus, les calculs peuvent s’exécuter directement sur le cluster de l’université de Stanford ;
- C’est l’approche la plus réaliste utilisant un environnement de propagation où tous les effets connus sont inclus.
- Il a été prouvé que ce code est capable de reproduire simultanément presque toutes les données des missions spatiales.

Le code GALPROP, originalement écrit en fortran 90, a été rendu public en 1998 [81]. Une version réécrite en C++ a été produite en 2001, et la version publique la plus récente 54 a été publié récemment [82]. Le code est disponible sur un site Web dédié où une facilité pour les utilisateurs pour exécuter en ligne dans un navigateur web est également fournie. Le concept clé, sous-jacent au code GALPROP, est que les divers genres de données, par exemple, les mesures directes du rayonnement cosmique comprenant les noyaux primaires et secondaires, les électrons et les positrons, les rayons- $\gamma$ , le rayonnement synchrotron, et ainsi de suite, sont tous liés aux mêmes composantes astrophysiques de la Galaxie et, par conséquent, doivent être modélisés régulièrement [83]. Le but est de rendre les modèles de GALPROP aussi réalistes que possibles en utilisant les informations astronomiques disponibles, ainsi que celles nucléaires et des particules, avec un minimum de suppositions simplificatrices [81].

Le transport des rayons cosmiques dans GALPROP est basé sur la théorie cinétique. Le code résout numériquement l’équation du transport qui inclut la convection (vent Galactique), la réaccélération diffusive dans le milieu interstellaire, les pertes d’énergie, la fragmentation nucléaire et la désintégration, tout ceci avec une distribution donnée des sources. La solution numérique de l’équation de transport est basée sur un schéma implicite du deuxième-ordre de Crank-Nicholson [84]. La grille de calcul implique soit 3 dimension ( $R, z, p$ ), soit 4 dimensions ( $x, y, z, p$ ), c’est-à-dire les variables spatiales + la quantité de mouvement. L’équation de transport dans GALPROP n’est pas écrite sous la forme d’une densité de l’espace de la phase  $f(r, p, t)$ , mais plutôt sous la forme d’une densité par unité de quantité de mouvement :

$$\psi(p)dp = 4\pi p^2 f(p)dp \quad (2.43)$$

En posant  $u = v$  la vitesse de convection, et en supposant que le coefficient de la diffusion  $D$  est une quantité scalaire constante (de même valeur dans toutes les directions), c'est-à-dire que le tenseur  $D_i$  a seulement des composantes diagonales toutes égales, l'équation de transport utilisée dans GALPROP peut être écrite comme suit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = q(\mathbf{r}, t) + \nabla \cdot (D \nabla \psi - \mathbf{V} \psi) + \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} \psi - \frac{\partial}{\partial p} \left[ \dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \psi \right] - \frac{1}{\tau_f} \psi - \frac{1}{\tau_r} \psi \quad (2.44)$$

où  $q(\mathbf{r}, t)$  est le terme source,  $\tau_f$  l'échelle de temps pour la fragmentation et  $\tau_r$  l'échelle de temps pour la désintégration radioactive. Les paramètres fondamentaux pour GALPROP sont les paramètres du spectre d'injection, le coefficient de diffusion  $D$ , la vitesse de convection  $\mathbf{V}$ , la vitesse d'Alfvén  $\mathbf{V}_a$  qui entre dans la définition du coefficient  $D_{pp}$ , et les dimensions de la zone de transport qui sont requises comme conditions aux limites pour l'équation de transport.

GALPROP commence à résoudre l'équation de propagation d'abord à partir du noyau primaire le plus lourd  $^{64}\text{Ni}$  en déterminant les produits de spallation, qui sont alors propagés, à leur tour, jusqu'à l'obtention de protons, électrons secondaires, positrons et anti-protons. La normalisation des protons, des particules  $\alpha$  et des électrons est fourni par les données expérimentales ; tous les autres isotopes sont déterminés au niveau de la source de sorte à reproduire leurs compositions expérimentales. Les rayons  $\gamma$  issus de la désintégration du  $\pi^0$ , du bremsstrahlung et de l'émission Compton inverse sont estimés en utilisant les données de la distribution du gaz interstellaire combinées à un modèle du champ du rayonnement interstellaire (ISRF). Ce dernier est le résultat de l'émission par les étoiles, la dispersion, l'absorption, et la re-émission de la lumière des étoiles par la poussière du milieu interstellaire (ISM). L'émission synchrotron est déterminée à travers le modèle du champ magnétique Galactique. Les spectres de toutes les espèces, en plus des rayons- $\gamma$ , sont comparés aux données expérimentales pour ajuster les paramètres de GALPROP. La distribution des sources du rayonnement cosmique utilisée est basée sur une distribution Galactique de supernovæ [85]. Le code GALPROP reproduit correctement l'émission diffuse des rayons- $\gamma$  Galactiques pour le ciel entier ainsi que le gradient radial de l'émissivité diffuse Galactique des rayons- $\gamma$ .

Les résultats du code GALPROP sont donnés dans le format standard FITS (Flexible Image Transport System) accessible en lecture par des bibliothèques numériques de la NASA <sup>8</sup>. Quelques-unes de ces données (exemple, spectres d'énergie d'isotopes, abondances d'espèces, spectres d'émissions diffuses, ...) peuvent être tracées directement en

---

8. <http://fits.gsfc.nasa.gov/>

utilisant l'interface de GALPROP appelée *WebRun*<sup>9</sup>. L'output de GALPROP contient généralement des informations beaucoup plus pratiques que les données de WebRun, encourageant ainsi les utilisateurs à écrire leurs propres programmes d'analyse.

Le service WebRun de GALPROP (Fig. 2.7) permet à n'importe quel utilisateur de la communauté scientifique de créer son propre modèle de GALPROP en utilisant un navigateur web (Firefox, google-chrome, ...). Il a l'avantage d'utiliser la version la plus récente de GALPROP (Version 54.1). L'installation du code localement n'est pas exigée. Les calculs par l'intermédiaire de WebRun sont exécutés sur une grille dédiée formée de 6174 processeurs AMD Opteron localisée à l'université de Stanford (USA). La charge pour chaque utilisateur est dynamiquement distribuée, selon une file d'attente à travers les nœuds disponibles du réseau de calcul. Chaque calcul est parallélisé à travers plusieurs cœurs du processeur, et le temps réel d'exécution peut être visualisé par l'intermédiaire de WebRun. Les utilisateurs ont accès au contrôle des archives des résultats de tous les calculs exécutés. Chaque archive peut être partagée en publiant son URL. La visualisation des résultats est possible dans la fenêtre de WebRun par l'intermédiaire de la fonction 'trace vite' (Fig. 2.8) qui est un outil en ligne de traçage rapide, capable d'analyser les fichiers FITS produits par GALPROP et de créer des tables facilement exploitables.

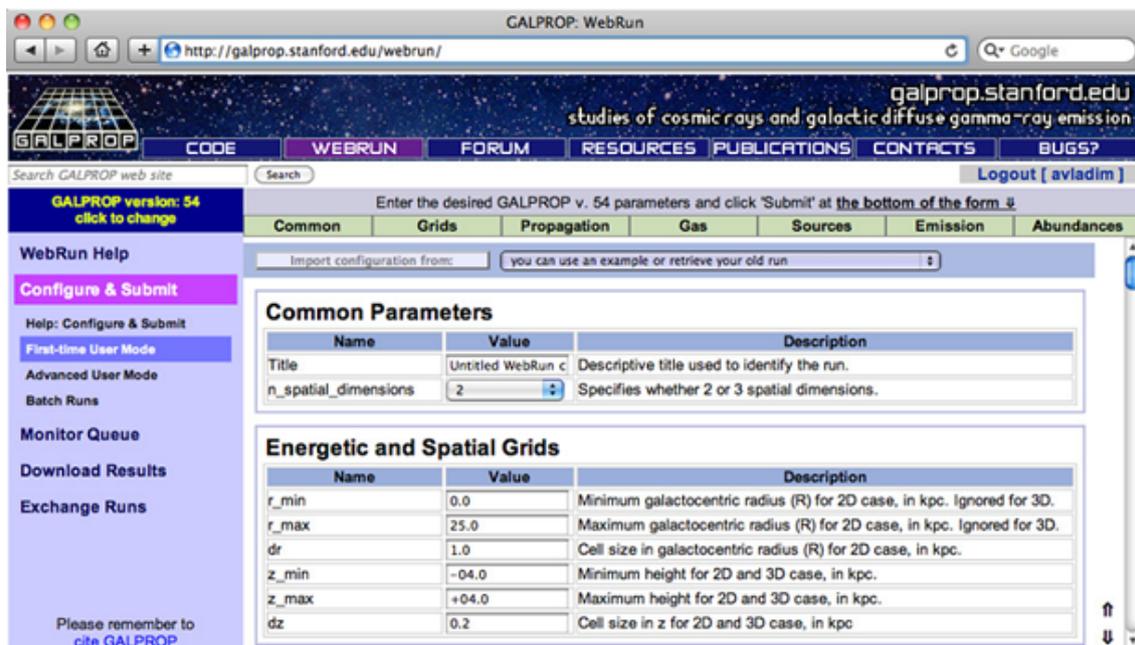


FIGURE 2.7 – Service WebRun de GALPROP

9. Ce service est accessible via l'adresse <http://galprop.stanford.edu/webrun/>.

galprop.stanford.edu  
studies of cosmic rays and galactic diffuse gamma-ray emission

CODE WEBRUN FORUM RESOURCES PUBLICATIONS CONTACTS BUGS?

Search GALPROP web site Search Logout [ avladim ]

**GALPROP version: 54**  
click to change

WebRun Help  
Configure & Submit  
**Monitor Queue**  
Help: Monitor  
 Show ver. 50 runs  
 Show ver. 54 runs  
 Expand batch runs  
Download Results  
Exchange Runs

Please remember to cite GALPROP

Monitor the running output and manage your job queue.

**Your Queue**  
Now running: #029e  
My Calculation A  
Now running: #029f  
My Calculation B  
New Run

**Configuration Viewer**  
avladim's run #029e (GALPROP v.54, running):  
STOP Import  
Submitted on (YYYY/MM/DD): 2011/01/02 at 15:42:04 PST  
Launched on (YYYY/MM/DD): 2011/01/02 at 15:42:06 PST  
Calculation parameters (may be re-used by clicking 'Import' above):  
Title = My Calculation A  
n\_spatial\_dimensions = 2  
r\_min = 0.0  
r\_max = 25.0  
dr = 1.0  
z\_min = -04.0  
z\_max = +04.0  
dz = 0.2  
x\_min = -20.0  
x\_max = +20.0  
IC\_isotropic = 1  
IC\_anisotropic = 0

Status of the Cluster Track Run #029e Updated: January 2, 2011 15:42:46 PST

gen\_secondary\_source: Exit  
propagate\_particles:  
Network iteration 1 species 79 Iron\_56 (Z,A) = (26,56)  
propel: Entry  
propel: Generating alpha for 2D

galprop.stanford.edu  
studies of cosmic rays and galactic diffuse gamma-ray emission

CODE WEBRUN FORUM RESOURCES PUBLICATIONS CONTACTS BUGS?

Search GALPROP web site Search Logout [ avladim ]

**GALPROP version: 54**  
click to change

WebRun Help  
Configure & Submit  
Monitor Queue  
**Download Results**  
Help: Download  
 Show ver. 50 runs  
 Show ver. 54 runs  
 Expand batch runs  
Exchange Runs

Please remember to cite GALPROP

Download and manage your calculation results.

**Your Results**  
Run #029e (02 Jan 2011 15:51:16)  
My Calculation A  
Run #029f (02 Jan 2011 15:51:31)  
My Calculation B

**Configuration Viewer**  
avladim's run #029e (GALPROP v.54, completed):  
Download View Log Quick Plots Import Delete  
Submitted on (YYYY/MM/DD): 2011/01/02 at 15:42:04 PST  
Launched on (YYYY/MM/DD): 2011/01/02 at 15:42:06 PST  
Finished on (YYYY/MM/DD): 2011/01/02 at 15:51:16 PST  
Exit Status: success  
Calculation parameters (may be re-used by clicking 'Import' above):  
Title = My Calculation A  
n\_spatial\_dimensions = 2  
r\_min = 0.0  
r\_max = 25.0  
dr = 1.0  
z\_min = -04.0  
z\_max = +04.0  
dz = 0.2  
x\_min = -20.0  
x\_max = +20.0  
dx = 1.0  
y\_min = -20.0  
y\_max = +20.0  
dy = 1.0

FIGURE 2.8 – Exemple de calcul avec WebRun.

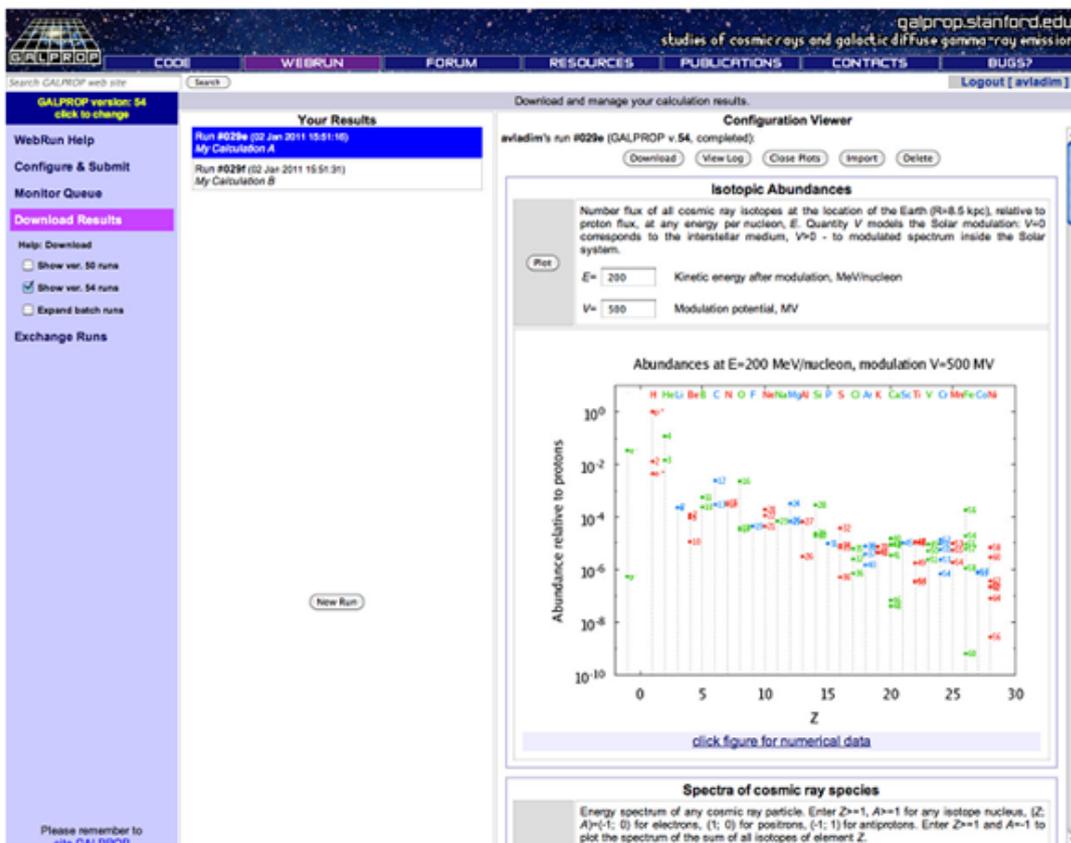


FIGURE 2.9 – Traçage rapide de WebRun

# Électrons Cosmiques de Haute Énergie



<b>3 Électrons cosmiques de haute énergie</b>	<b>61</b>
3.1 Interactions des électrons cosmiques avec le milieu interstellaire	62
3.1.1 Émission synchrotron	62
3.1.2 Diffusion Compton inverse	64
3.1.3 Perte d'énergie par ionisation	65
3.1.4 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung	66
3.1.5 Pertes adiabatiques	67
3.1.6 Perte totale d'énergie	67
3.2 Résultats expérimentaux et anomalies	69
3.2.1 Spectre d'énergie des électrons cosmiques primaires	69
3.2.2 Fraction de positrons	71
3.3 Modèle conventionnel	72
3.3.1 Diffusion des électrons dans la Galaxie	72
3.3.2 Prédictions pour les électrons cosmiques	76
3.4 Interprétation des anomalies	84
3.4.1 Sources astrophysiques	84
3.4.2 Matière noire	85
3.5 Simulation Monte Carlo	86
3.5.1 Faisabilité	87
3.5.2 Procédure Monte Carlo	88
3.5.3 Résultats et discussion	90

Ce chapitre se consacre à l'interprétation du spectre local des électrons cosmiques primaires de haute énergie. Après le passage en revue des différents processus d'interaction des électrons avec le milieu interstellaire, nous exposerons les résultats expérimentaux les plus récents tout en soulignant les anomalies observées. Ensuite, nous présenterons les prédictions du modèle conventionnel et les tentatives d'interprétation de ces anomalies. Enfin, nous montrerons comment la mise en œuvre de la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons cosmiques pourrait aider à comprendre le problème de leur origine.

## 3.1 Interactions des électrons cosmiques avec le milieu interstellaire

Pour interpréter le spectre d'énergie des électrons cosmiques, il est très important de connaître la nature exacte de leurs interactions avec la matière environnante. En effet, au cours de leur propagation dans la Galaxie depuis leurs sources, ces particules perdent beaucoup d'énergie à travers divers processus radiatifs. Ces derniers nous permettent d'obtenir des informations importantes sur leur histoire au niveau de notre Galaxie. Les électrons cosmiques se distinguent des autres particules du rayonnement cosmique par l'absence d'interaction hadronique. De plus, en raison de la faible masse de l'électron, les pertes d'énergie au cours de leur propagation à travers le milieu galactique, de nature purement électromagnétique, sont significatives.

La propagation des électrons relativistes injectés dans le milieu interstellaire est déterminée par deux principales interactions : un refroidissement radiatif et des interactions avec le plasma turbulent. Ce dernier provoque la diffusion dans l'espace (détermination du taux d'échappement des électrons dans la Galaxie) et la diffusion en énergie (détermination du taux d'accélération). Dans la gamme d'énergie GeV-TeV, les électrons perdent leur énergie par des interactions électromagnétiques avec les champs de rayonnement ambiant (diffusion Compton inverse) et le champ magnétique Galactique (émission synchrotron), tandis que le Bremsstrahlung, la perte d'énergie par ionisation et l'interaction coulombienne avec le milieu interstellaire restent négligeables. Les champs de photons (rayonnement) concernés sont le rayonnement du fond diffus cosmologique (CMB) avec une densité d'énergie  $u_{\text{CMB}} \approx 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$ , la lumière des étoiles Galactiques de densité  $u_{\text{star}}$ , et les photons infrarouges lointains de la réémission de la lumière par les poussières de densité  $u_{\text{dust}}$ . Ces deux derniers sont censés dominer le CMB dans les parties internes du disque galactique ( $r \leq 10 \text{ kpc}$  à partir du centre Galactique)<sup>1</sup>.

### 3.1.1 Émission synchrotron

Le rayonnement synchrotron est la cause d'une perte d'énergie très importante pour les particules chargées, de masse  $m$ , de charge  $q$  et d'énergie  $\gamma mc^2$ , qui se déplacent dans un champ magnétique  $\mathbf{B}$  avec une vitesse  $v = \beta/c$ . Le rayonnement synchrotron indique l'orientation des champs magnétiques dans les régions d'émission où les particules suivent une trajectoire hélicoïdale avec une vitesse angulaire  $\omega = qB/m\gamma$ . La perte d'énergie par rayonnement synchrotron d'un électron se déplaçant avec un angle  $\theta$  par rapport à la direction du champ magnétique  $\mathbf{B}$ , s'écrit dans la limite ultra-relativiste ( $v \rightarrow c$ ) [3] :

---

1. Pour plus de détails, voir les références [3, 4]

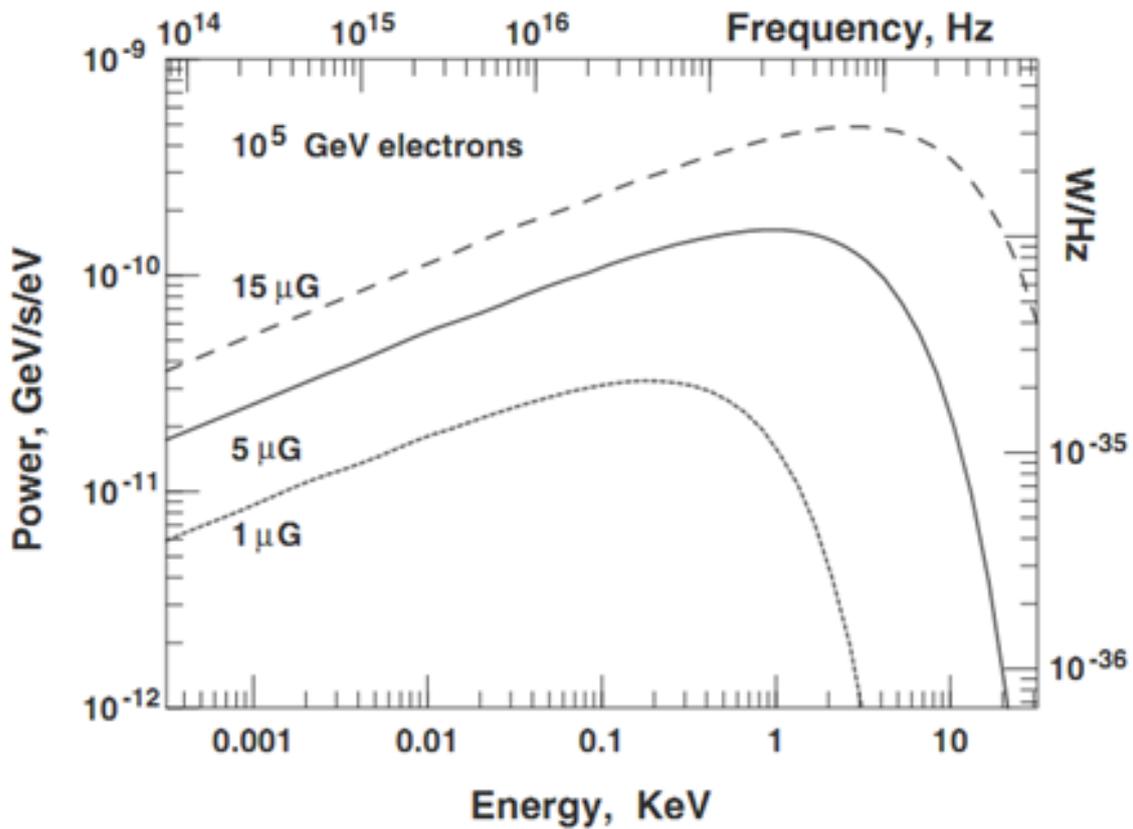


FIGURE 3.1 – Spectre de puissance du rayonnement synchrotron émis par des électrons d'énergie  $10^5$  GeV dans des champs magnétiques Galactiques de 1, 5 et  $15 \mu\text{G}$  [4].

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{synch}} = 2\sigma_T c \gamma^2 U_B \sin^2 \theta \quad (3.1)$$

où  $U_B$  est la densité d'énergie du champ magnétique ( $\equiv B^2/8\pi$ ) et  $\sigma_T$  la section efficace de Thomson. Notons ici que ce type de perte d'énergie est proportionnel au carré du facteur Lorentz  $\gamma$  des particules et, par conséquent, il est inversement proportionnel au carré de la masse. La puissance totale rayonnée (Fig. 3.1) est donnée par [3] :

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U_B \quad (3.2)$$

La puissance d'émission dépend de l'énergie des électrons et de l'intensité de champ magnétique (Fig. 3.1). Pour les électrons relativistes ( $\beta \approx 1$ ), la perte d'énergie moyenne devient :

$$-\frac{dE}{dt} = 3.79 \times 10^{-6} \left( \frac{B}{\text{gauss}} \right)^2 \left( \frac{E_e}{\text{GeV}} \right)^2 \text{ GeV/s} \quad (3.3)$$

La fréquence caractéristique des photons rayonnés est la fréquence critique donnée par [3] :

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eB}{m_e c} \sin \theta = 1.61 \times 10^{13} \left( \frac{B}{\text{gauss}} \right)^2 \left( \frac{E_e}{\text{GeV}} \right)^2 \text{ Hz} \quad (3.4)$$

Au niveau des sources astrophysiques, les énergies des électrons obéissent généralement à une loi de puissance d'indice spectral  $\alpha$  [21] :

$$N(E) \propto E^{-\alpha} \quad (3.5)$$

Le spectre synchrotron suit également une loi de puissance sous la forme :  $P(\nu) \propto \nu^\delta$  où l'indice spectral est  $\delta = (1 - \alpha)/2$ .

### 3.1.2 Diffusion Compton inverse

La diffusion Compton inverse est l'un des mécanismes prédominants pour la production de rayons  $\gamma$  de très haute énergie. Un électron de haute énergie ( $E_e \geq 10$  GeV) peut transférer une grande partie de son énergie à un photon cible, de basse énergie, qui compose les champs du rayonnement interstellaire. Le taux d'interaction entre un électron de masse  $m_e$  et un photon d'énergie  $E_{\text{ph}}$  peut s'écrire de la manière suivante [22] :

$$R = n_e n_\gamma \int d\mathbf{p}_\gamma \int d\mathbf{p}_e (f_e)(\mathbf{p}_e) f_\gamma(\mathbf{p}_\gamma) \frac{p'_\gamma}{\gamma p_\gamma} \sigma(p'_\gamma) \quad (3.6)$$

$n_e$  et  $n_\gamma$  sont les densités numériques d'électrons et de photons,  $d\mathbf{p}_e (f_e)(\mathbf{p}_e)$  est la probabilité qu'un électron ait une quantité de mouvement  $\mathbf{p}_e$  dans le système du laboratoire (même chose pour les photons).  $\sigma$  est la section efficace d'interaction. Le taux d'interaction dépend autant du spectre des électrons que de celui des photons. Ce mécanisme de diffusion présente deux régimes selon l'énergie du photon  $E_{\text{ph}}$  dans le référentiel de la particule :

- $E_{\text{ph}} \leq m_e c^2$ , c'est le régime de Thomson.
- $E_{\text{ph}} \geq m_e c^2$ , c'est le régime de Klein-Nishina.

Dans la limite non-relativiste, c'est-à-dire le régime Thomson ( $E_{\text{ph}} \leq m_e c^2 = 0.511$  MeV), la section efficace s'écrit comme suit [4] :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.653 \times 10^{-29} \text{ m}^2 \quad (3.7)$$

avec  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.8 \times 10^{-13}$  cm, le rayon classique de l'électron ( $\epsilon_0$  est la permit-

tivité du vide).

D'une manière générale, le taux de perte d'énergie d'un électron ultra-relativiste par diffusion Compton inverse dans un champ de rayonnement de densité d'énergie  $U_{\text{rad}}$  est donné par la relation [4] :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{IC}} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_{\text{rad}} \quad (3.8)$$

De même que pour le rayonnement synchrotron, le spectre d'émission Compton inverse d'une distribution de particules de loi de puissance  $E^{-\alpha}$  suit aussi une loi de puissance en  $E^{-\frac{\alpha-1}{2}}$ .

Au niveau de notre Galaxie, le rayonnement du à la lumière de toutes les étoiles donne un champ moyen  $U_{\text{rad}} \approx 6 \times 10^5 \text{ eV m}^{-3}$ .

L'importance relative de ces pertes d'énergie par émission synchrotron et diffusion Compton inverse pour des électrons de même énergie dans notre Galaxie est estimé en comparant les deux relations 3.2 et 3.8 :

$$\frac{(dE/dt)_{\text{IC}}}{(dE/dt)_{\text{synch}}} = U_{\text{rad}}/U_B \quad (3.9)$$

En prenant un champ magnétique  $U_B = 3 \times 10^{-10} \text{ T}$  et un champ moyen  $U_{\text{rad}} \approx 6 \times 10^5 \text{ eV m}^{-3}$ , on obtient un rapport de 3. Les pertes d'énergie par ces deux processus dans notre Galaxie sont très importantes pour les électrons de haute énergie. Si les électrons devaient s'échapper de la Galaxie dans l'espace intergalactique, la perte d'énergie due au rayonnement synchrotron serait très petite mais, en raison du rayonnement de fond diffus cosmologique qui est omniprésent, les électrons ne peuvent pas y échapper. Par conséquent, ils perdent toute leur énergie par diffusion Compton inverse sur les photons du fond diffus cosmologique [3].

### 3.1.3 Perte d'énergie par ionisation

Les électrons interagissent de manière prépondérante avec les électrons des atomes constituant le milieu traversé. Si l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison d'un électron de l'atome cible, celui-ci est expulsé du cortège électronique et il y a ionisation de l'atome :



Les électrons atomiques concernés sont les électrons fortement liés de la couche K. Il

existe deux différences importantes entre les pertes d'énergie par ionisation des électrons et des particules lourdes tels que les protons et les noyaux atomiques. Tout d'abord, les particules en interaction, l'électron de haute énergie et les électrons "thermiques", sont identiques. D'autre part, les électrons subissent, dans chaque collision, des déviations beaucoup plus importantes que les protons et les noyaux de même énergie. Ces derniers ne sont pratiquement pas déviés dans les rencontres électrostatiques avec les électrons froids. La formule pour la perte d'énergie par ionisation d'un électron d'énergie totale  $\gamma m_e c^2$  est donnée par [23] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 N_e}{8\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \left[ \ln \frac{\gamma m_e v^2 E_{\max}}{2I^2} - \left( \frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (3.10)$$

$N_e$  est la densité des électrons ambiants et  $E_{\max}$  l'énergie cinétique maximum qui peut être transférée à un électron dans une interaction unique. Elle s'exprime par :

$$E_{\max} = \frac{2\gamma^2 M^2 m_e v^2}{m_e^2 + 2\gamma m_e M} \quad (3.11)$$

où  $M$  est la masse au repos de la particule rapide,  $v$  sa vitesse et  $\gamma$  le facteur correspondant de Lorentz. Dans le cas de collision électron-électron,  $M = m_e$  et  $E_{\max}$  prend la forme :

$$E_{\max} = \frac{\gamma^2 m_e v^2}{1 + \gamma} \quad (3.12)$$

### 3.1.4 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung

Ce rayonnement est produit lorsqu'une particule chargée interagit avec le champ électrostatique (coulombien) d'un noyau ou d'un ion de la matière traversée. Ce processus peut avoir lieu dans les nuages moléculaires où les électrons interagissent avec la matière du nuage. La distance entre la trajectoire de la particule et le noyau du milieu doit être grande devant le rayon nucléaire, sinon l'effet n'a pas lieu. La perte d'énergie par ce mécanisme est donnée par [4] :

$$-\frac{dE}{dx} = -\frac{N}{A} \int_0^{E-mc^2} \sigma_{\text{br}}(E, k) k dk \quad (3.13)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule chargée et  $k$  l'énergie du photon émis. La section efficace bremsstrahlung  $\sigma_{\text{br}}$  des électrons en fonction de  $E$  et  $k$  est donnée par [24] :

$$\sigma_{\text{br}} = \frac{4Z^2 \alpha r_e^2}{k} F(E, k) \quad (3.14)$$

où  $r_e = e^2/\hbar c$  est le rayon classique d'électron et  $\alpha$  la constante de structure fine. La fonction  $F(E, k)$  dépend du paramètre  $\xi$  d'écrantage, qui exprime l'écrantage de la zone nucléaire par les électrons atomiques :

$$\xi = 100Mc^2 \frac{k}{E} \frac{1}{E-k} Z^{-1/3} \quad (3.15)$$

Le paramètre d'écran  $\xi$  est inversement proportionnel à l'énergie de la particule chargée et, en même temps, proportionnel au taux d'énergie de l'électrons avant et après le processus.

$F(E, k)$  peut s'écrire en fonction du rapport des énergies photon-électron  $u = k/E$  :

$$F(E, k) = \left[ \frac{4(1-u)}{3} + u^2 \right] \ln Z^{-1/3} + \frac{1-u}{9} \quad (3.16)$$

### 3.1.5 Pertes adiabatiques

Si les électrons sont confinés dans un volume en expansion, ils sont alors soumis aux pertes adiabatiques. L'expression appropriée de cette perte pour les électrons ultra-relativistes dans une sphère est donnée par [24] :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ad}} = \left(\frac{v_0}{R}\right) E = \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}\right) E \quad \text{ou} \quad -\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ad}} = \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}\right) \quad (3.17)$$

La distribution de vitesse à l'intérieur de la sphère est  $v_0(r/R)$ , où  $v_0$  est la vitesse d'expansion du rayon externe  $R$  de la sphère.

### 3.1.6 Perte totale d'énergie

Les différentes pertes d'énergie subies par les électrons se déplaçant dans le milieu interstellaire peuvent être regroupées suivant leurs dépendances en énergie sous la forme suivante [3] :

$$b(E) = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{tot}} = A_1 \left( \ln \frac{E}{m_e c^2 + 19.8} \right) + A_2 + A_3 E^2 \quad (3.18)$$

où  $A_1$  décrit les pertes d'énergie par ionisation avec une dépendance faible en énergie,  $A_2$  décrit les pertes d'énergie par Bremsstrahlung et les pertes adiabatique, et  $A_3$  regroupe les pertes par diffusion Compton inverse et par radiation synchrotron. Ces processus radiatifs sont récapitulés dans le tableau 3.1.

La figure 3.2 montre l'évolution du coefficient  $b(E)$  en fonction de l'énergie. À basse énergie, le principal processus pour la perte d'énergie est l'ionisation. Au-dessus de quelques GeV, le bremsstrahlung devient dominant ainsi que les pertes adiabatiques. Notons que les pertes adiabatiques sont typiques pour l'expansion des volumes comme dans les restes de supernovæ. A très haute énergie ( $\geq 100$  GeV), les processus dominants sont les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron et émission Compton inverse.

Milieu interstellaire	Processus	Dépendance en énergie
matière	ionisation	$\propto \ln(E)$
matière	adiabatique	$\propto E$
matière	bremsstrahlung	$\propto E$
champs magnétiques	synchrotron	$\propto E^2$
champs de photons	Compton	$\propto E^2$
	inverse	

Tableau 3.1 – Récapitulatif des processus de perte d'énergie des électrons se déplaçant dans le milieu interstellaire.

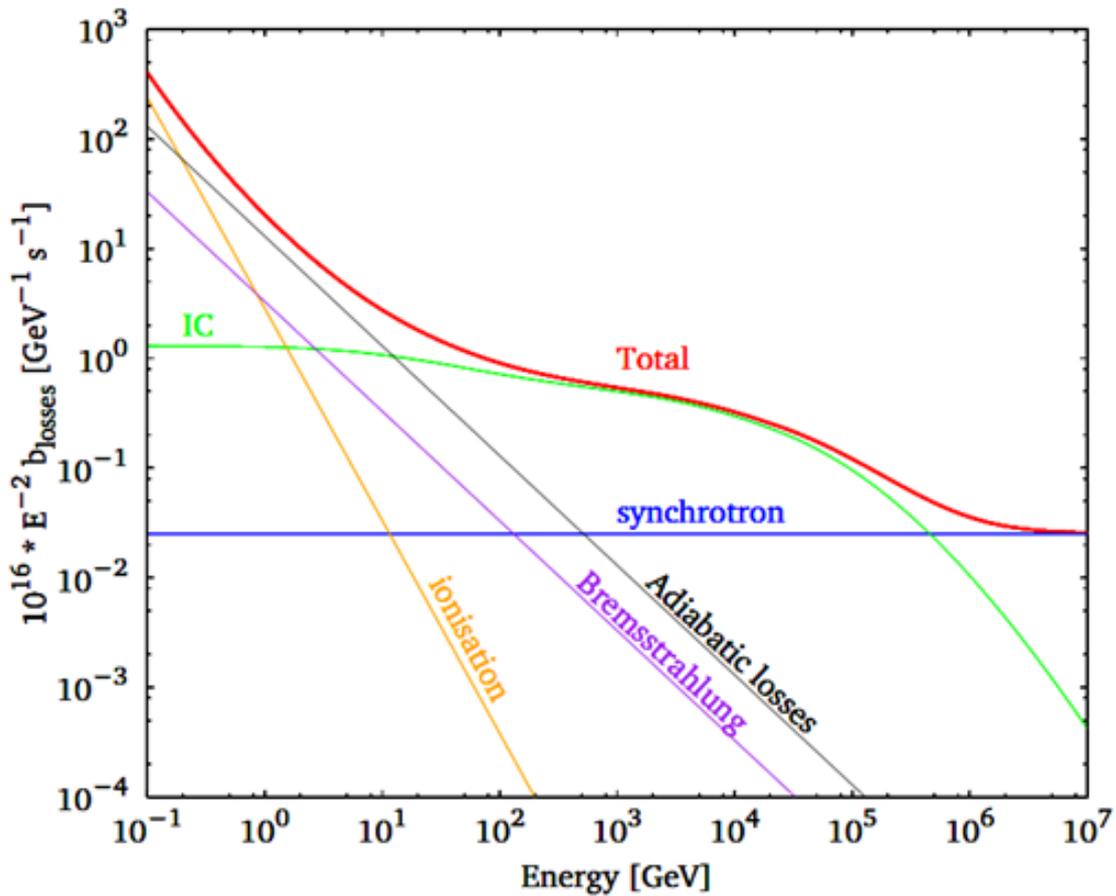


FIGURE 3.2 – Coefficient de la perte d'énergie des électrons primaires dans la Galaxie en fonction de leur énergie [25].

## 3.2 Résultats expérimentaux et anomalies

Des données expérimentales importantes concernant le spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires, électrons et positrons inclus, ont été récemment publiées. Elles proviennent d'un grand nombre d'expériences modernes très sophistiquées, à l'exemple de BESS (ballon, 1993)<sup>2</sup>, AESOP (ballon, 1994)<sup>3</sup>, CAPRICE (ballon, 1994)<sup>4</sup>, ACE (satellite, 1997)<sup>5</sup>, AMS01 (satellite, 1998)<sup>6</sup>, ATIC (ballon, 2000)<sup>7</sup>, H.E.S.S. (expérience au sol, 2004)<sup>8</sup>, PAMELA (satellite, 2006)<sup>9</sup>, Fermi-LAT (satellite, 2008)<sup>10</sup> et AMS02 (station spatiale, 2011)<sup>11</sup>. Les données de ces expériences, et de bien d'autres, qui sont disponibles dans une base de données [86], concernent principalement le spectre d'énergie des électrons cosmiques primaires et la fraction de positons.

### 3.2.1 Spectre d'énergie des électrons cosmiques primaires

Dans le spectre total d'électrons (électrons+positrons), les caractéristiques les plus intéressantes ont été observées au-dessus de 10 GeV. Par conséquent, nous allons nous limiter aux données d'expériences dans cette gamme d'énergie. Au début, les mesures des électrons cosmiques de haute énergie (au-dessus de 10 GeV) ont été réalisées principalement par des expériences de type ballon stratosphérique [87]. Ces mesures ont montré que le spectre d'énergie des électrons suit un comportement en loi de puissance de la forme  $E^{-\alpha}$ , avec l'indice spectrale  $\alpha \approx 3$ , sans aucune structure significative jusqu'à environ 2 TeV [88]. En 2005, au cours de son deuxième vol, l'expérience ATIC-2, qui a couvert la gamme d'énergie de 30 GeV à plus de 2 TeV [89], fournit des données avec des statistiques bien meilleures que celles de toutes les expériences précédentes, telles que AMS-01 [90] et HEAT [91]. Un certain nombre de nouvelles structures apparurent dans le spectre d'énergie des électrons cosmiques : l'indice spectral était proche à 3.0 dans la gamme d'énergie 30-300 GeV avec une coupure près de 1 TeV et, en particulier, une bosse proéminente entre 300 et 600 GeV émergea. Ce phénomène, qui était en désaccord total avec les modèles conventionnels, n'a pas été pris au sérieux au début [92]. En 2007, les données de l'expérience PPB-BETS ont été présentées à la 30ème Conférence Internationale des Rayons Cosmiques [93]. Le spectre de PPB-BETS a montré, lui aussi, un excès entre 100 et 700 GeV. Vers la fin de 2008, ATIC confirma l'excès dans le spectre primaire [94], provoquant

---

2. <http://asd.gsfc.nasa.gov/bess/BESS.html>

3. <http://www.bartol.udel.edu/gp/balloon/>

4. <http://ida1.physik.uni-siegen.de/caprince.html>

5. <http://www.srl.caltech.edu/ACE/CRIS-SIS/index.html>

6. <http://www.ams02.org/what-is-ams/ams01/>

7. <http://atic.phys.lsu.edu/index.html>

8. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

9. [pamela.roma2.infn.it/index.php](http://pamela.roma2.infn.it/index.php)

10. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

11. <http://www.ams02.org>

ainsi une large discussion sur la nature de ce phénomène.

La situation devint moins claire après la publication du spectre d'électrons mesuré par le détecteur Fermi-LAT, d'abord en 2009 [95] et, ensuite, en 2010 [96]. Fermi-LAT fournit des statistiques très élevées et confirma les données d'ATIC dans la gamme d'énergie 30-200 GeV en montrant un indice spectral proche à 3.0. Cependant, à plus haute énergie, le spectre de Fermi-LAT ne montra aucune structure spectrale proéminente similaire à celle d'ATIC. Également en 2009, une analyse complète du spectre d'électron mesuré par le télescope au sol de type Čerenkov H.E.S.S., dans la gamme d'énergie 350 GeV-5 TeV [97], confirma, avec de meilleures statistiques, la coupure d'énergie dans le spectre mesurée par ATIC. Cependant, en raison du seuil d'énergie élevé du télescope, H.E.S.S. n'a pas pu confirmer ou réfuter clairement l'excès dans la gamme d'énergie 250-700 GeV.

De nouvelles mesures du spectre d'électrons ont été effectuées en 2010-2012 après les mesures de Fermi-LAT et H.E.S.S. La plus importante est celle de PAMELA effectuée dans l'intervalle d'énergie 25-640 GeV [98]. Dans le domaine d'énergie 25-200 GeV, le spectre était semblable à celui mesuré par ATIC et Fermi-LAT, montrant un indice spectral proche de 3.0. Pour des énergies au-dessus de 200 GeV, le flux absolu des électrons était plus bas que celui d'ATIC et de Fermi-LAT. La collaboration PAMELA publia aussi (en deux versions différentes) le spectre des électrons négatifs [99]. La collaboration japonaise d'émulsion ECC publia, en 2011, le spectre des électrons avec des statistiques mises à jour et améliorées [100]. Le spectre d'électron a été aussi mesuré par le nouveau télescope stéréo de Čerenkov au sol MAGIC. Le spectre a montré un excès faible avec un maximum près de 250 GeV. Cependant, la signification statistique de cette mesure est faible [101]. Finalement, le spectre d'électron, a été de nouveau mesuré par le spectromètre ATIC durant le 4ème vol. Le spectre obtenu ATIC-2+ATIC-4 confirma leurs résultats précédents avec des corrections mineures [102].

La situation actuelle avec le spectre expérimental des électrons cosmiques est très controversée. Il y a un certain nombre d'expériences qui montrent une structure additionnelle sous forme d'un excès dans la gamme d'énergie 250-700 GeV (ECC, PPB-BETS, ATIC, et, peut-être, MAGIC). Cependant, Fermi-LAT et AMS-2, avec des statistiques de haute qualité, n'ont montré aucun excès dans cette région. En fin de compte, l'existence de cet excès dans le spectre d'électron est toujours débattue. La figure 3.3 donne une compilation de différentes mesures du spectre d'énergie des électrons cosmiques primaires.

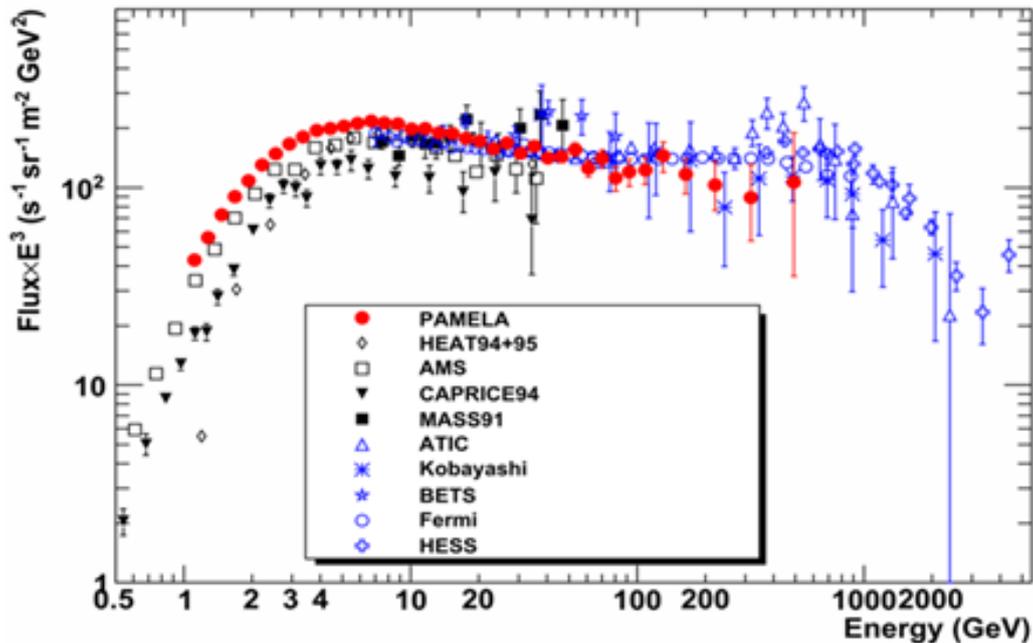


FIGURE 3.3 – Spectre d'énergie total des électrons cosmiques primaires [107]. Pour des raisons de clarté, le flux est multiplié par le cube de l'énergie.

### 3.2.2 Fraction de positrons

La fraction de positrons est définie comme le rapport entre le flux de positrons et le flux de la somme électrons+positrons,  $\phi(e^+)/[\phi(e^+) + \phi(e^-)]$ . Cette fraction, mesurée déjà dans les années 1970 et 1980, montrait une anomalie au-dessus de 10 GeV : elle augmentait avec l'énergie au lieu de diminuer comme prévu par les modèles conventionnels. À haute énergie, cette déviation était clairement identifiée dans de nombreuses expériences. Cependant, les statistiques étaient trop faibles pour arriver à une conclusion. Des données, obtenues entre 1990 et 2008 (avant l'expérience PAMELA), confirmèrent la déviation dans la fraction du positron. Cependant, les statistiques étaient encore une fois trop faibles et ce phénomène ne fut pas largement discuté dans la littérature [92].

La situation changea dramatiquement en 2009 après la publication des données par le satellite PAMELA [103]. Ces données de haute précision et de grande signification statistique montrent, de manière irréfutable, que la fraction de positrons augmente au-dessus de 10 GeV. Cependant, la fraction de positrons mesurée par PAMELA en-dessous de 5 GeV était inférieure à celle des expériences précédentes (CAPRICE, HEAT et AMS-01). Par la suite, le satellite Fermi-LAT mesura indirectement la fraction de positrons en utilisant le champ géomagnétique pour séparer les électrons négatifs des positrons et confirma le résultat de PAMELA jusqu'à l'énergie de 200 GeV [104].

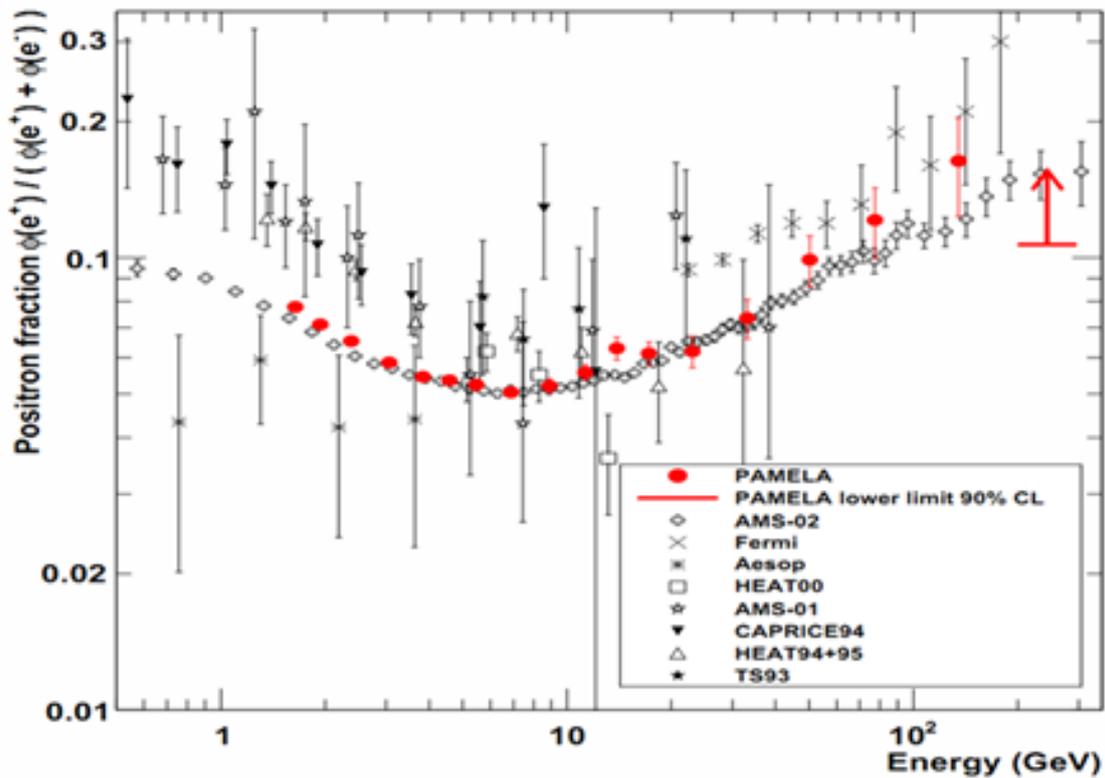


FIGURE 3.4 – Fraction de positrons cosmiques observée par différentes expériences [106].

L'expérience AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer), qui est en fonctionnement depuis peu sur la station spatiale internationale (ISS) vient de publier les résultats concernant les flux de positrons et d'électrons cosmiques [105]. Elle a confirmé, elle aussi, l'excès observé dans la fraction de positrons, mais cette fois ci avec des erreurs statistiques et systématiques encore plus faibles que dans les expériences antérieures. En plus, AMS-02 a étendu la gamme d'énergie de la fraction positron jusqu'à une énergie de 350 GeV. La figure 3.4 présente la fraction de positrons observée par les différentes expériences.

### 3.3 Modèle conventionnel

#### 3.3.1 Diffusion des électrons dans la Galaxie

Avant d'essayer de comprendre le comportement des électrons cosmiques de haute énergie en utilisant un modèle conventionnel, il faut tout d'abord connaître leur diffusion dans le milieu galactique. L'élément principal qui caractérise les milieux galactiques est le champ magnétique. Ce dernier joue un rôle essentiel au cours de la propagation des particules cosmiques. La propagation d'une particule cosmique dans le champ magnétique Galactique n'est pas simple à modéliser. En effet, beaucoup d'observations montrent des

irrégularités dans le milieu interstellaire et dans le champ magnétique Galactique. La trajectoire des électrons et positrons est donc purement aléatoire (diffusion). L'équation standard de la diffusion des électrons s'écrit [3] :

$$\frac{dN(E)}{dt} = D\nabla^2 N(E) + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] + Q(E) \quad (3.19)$$

Cette équation décrit l'évolution du spectre d'énergie des électrons qui diffusent de leurs sources avec des pertes d'énergie continues (le taux de pertes d'énergie est donné par  $b(E)$ ).  $N(E)$  est la densité d'électrons,  $D$  la constante de diffusion et  $Q(E)$  le terme source.

Pour résoudre cette équation, on peut utiliser en premier lieu le modèle basé sur l'approximation du disque mince tout en négligeant la diffusion et en supposant que le spectre a atteint un état stable sous l'effet de l'injection continue d'électrons décrite par le terme  $Q(E)$ . C'est-à-dire on considère seulement l'accélération aux sources. En supposant qu'il y a une distribution infinie et uniforme des sources, et que le spectre d'injection est de la forme  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$ , toute la dépendance spatiale de la solution disparaît. Dans ce cas, l'équation 3.19 devient :

$$\frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] = -Q(E) \Leftrightarrow \int d [b(E)N(E)] = - \int Q(E)dE \quad (3.20)$$

En supposant  $N(E) \rightarrow 0$  quand  $E \rightarrow \infty$ , la solution de l'équation 3.19 sera sous la forme suivante :

$$N(E) \propto \frac{1}{(\alpha - 1)b(E)} E^{-(\alpha-1)} \quad (3.21)$$

L'analyse du taux de perte d'énergie  $b(E)$  de l'expression 3.18 nous permet de comprendre l'effet de pertes d'énergie continues sur le spectre initial d'électrons de haute énergie. A partir de la relation 3.21, on peut en déduire les faits suivants :

- Si les pertes d'ionisation dominant ( $A_1 \gg A_2 + A_3$ ), alors  $N(E) \propto E^{-(\alpha-1)}$ . Dans ce cas, le flux résultant est plus plat que le flux d'injection.
- Si les pertes par Bremsstrahlung dominant ( $A_2 \gg A_1 + A_3$ ), alors  $N(E)$  reste de la forme  $E^{-\alpha}$ . La forme du spectre ne change pas.
- Si les pertes par effet Compton inverse et par radiation synchrotron dominant ( $A_3 \gg A_1 + A_2$ ),  $N(E)$  devient proportionnel à  $E^{-(\alpha+1)}$ . La pente du spectre est donc plus raide.

A haute énergie, les électrons cosmiques perdent leur énergie via deux processus principaux, le rayonnement synchrotron et l'effet Compton inverse selon :

$$dE/dt = -b_0 E^2 \equiv b(E) \quad (3.22)$$

Dans notre Galaxie, la perte d'énergie due à la diffusion Compton inverse domine la perte la radiation synchrotron selon ( $U_{\text{rad}} = 3 \times U_B$ ). Dans ce cas, le taux de perte d'énergie des électrons s'exprime par :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 (U_B + U_{\text{rad}}) \quad (3.23)$$

La valeur de  $b_0$  pour les électrons n'est pas connue exactement mais on croit généralement que  $b_0 = (1.2 - 1.6) \times 10^{-16} \text{ GeV s}^{-1}$ .

La durée de vie moyenne des électrons de haute énergie dans l'Univers est :

$$T(E) = \frac{1}{b_0 E} = -\frac{E}{dE/dt} = \frac{3}{4} \frac{E}{\sigma_T c \gamma^2 (U_B + U_{\text{rad}})} = \frac{3}{4} \frac{(mc^2)^2}{\sigma_T c E (U_B + U_{\text{rad}})} \quad (3.24)$$

où la section efficace de Thomson  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ . Par exemple, pour les électrons d'énergie  $E = 100 \text{ GeV}$  observés au-dessus de l'atmosphère,  $T \cong 10^6$  années. Ces durées de vie limitent la distance des sources potentielles des électrons cosmiques [108].

Dans l'approximation de la marche aléatoire (random walk), la distance moyenne parcourue par un électron de haute énergie pendant sa vie est déterminée approximativement par la relation [3] :

$$R \approx \sqrt{2DT} \quad (3.25)$$

Le coefficient de diffusion  $D$  est lié au libre parcours moyen  $\lambda$  des électrons [19] :

$$D = \frac{1}{3} \lambda v \quad (3.26)$$

où  $v$  est la vitesse de l'électron. Dans la gamme d'énergie considérée, la valeur du  $\lambda$  est de l'ordre 1-10 pc. Pour le coefficient de diffusion, l'expression largement adopté est :

$$D = D_0 (E/\text{GeV})^\delta \quad (3.27)$$

où  $\delta = 0.3 - 0.6$  et  $D_0 = (1 - 5) \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Pour une valeur  $b_0 = 1.4 \times 10^{-16} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , la relation 3.25 devient :

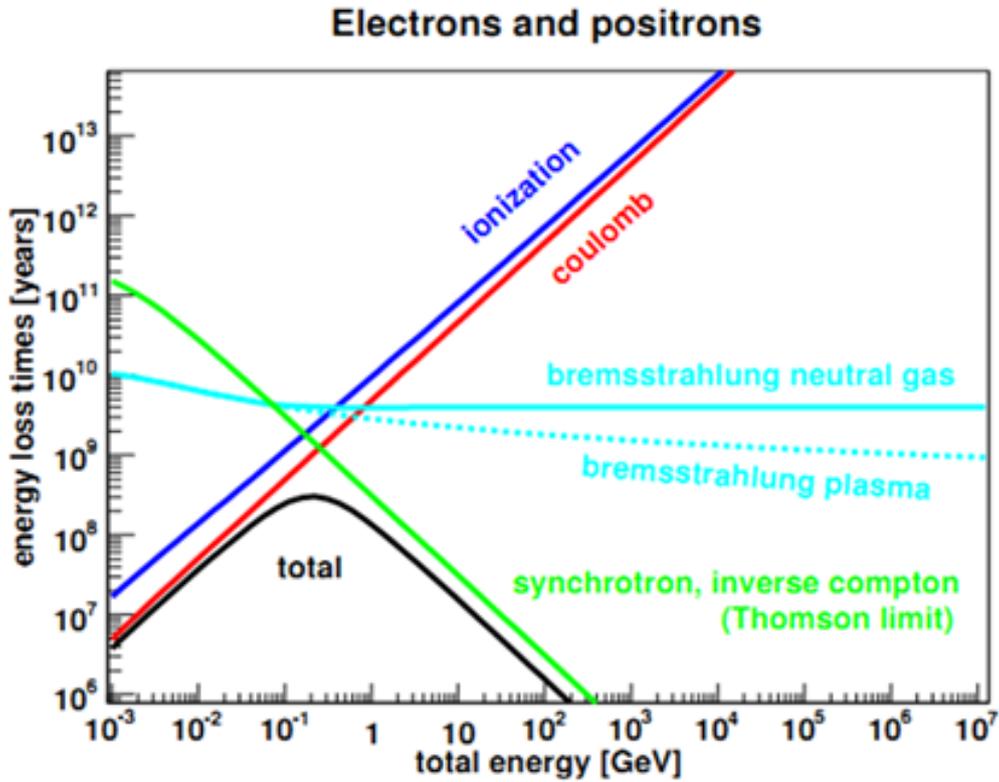


FIGURE 3.5 – Estimation du temps au bout duquel les électrons primaires perdent leurs énergies [110]

$$R_{\max} \approx \frac{6.4}{(E/\text{GeV})^{(1-\delta)/2}} \sqrt{\frac{D_0}{3 \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}}} \text{ kpc} \quad (3.28)$$

Pour  $D_0 = 3 \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , on obtient  $R_{\max}(1 \text{ TeV}, \delta = 0.6) = 1.5 \text{ kpc}$ ,  $R_{\max}(1 \text{ TeV}, \delta = 0.3) = 0.6 \text{ kpc}$ .

On peut voir que le flux des électrons de très haute énergie est sensible aux sources voisines qui ne dépassent pas quelques kpc, ce qui est totalement contraire aux autres particules cosmiques. Ce fait fut reconnu il y a plus de quarante années [109]. La sensibilité du flux d'électrons à quelques sources proches de notre système solaire, tels que les pulsars et les restes de supernova, rend l'étude des électrons cosmiques d'une grande importance pour l'astrophysique moderne

La figure 3.5 montre la variation du temps de perte d'énergie en fonction de l'énergie primaire à travers les différents processus radiatifs pour les électrons et positrons. Pour des énergies faibles, les pertes de Coulomb et d'ionisation dominent et mènent aux temps de perte d'énergie totale entre  $4 \times 10^6$  ans et  $3 \times 10^8$  ans entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$  GeV. Pour les

énergies supérieures à 100 GeV, l'effet Compton inverse et le rayonnement synchrotron dominant et le temps total de la perte d'énergie descend rapidement vers  $10^6$  ans à  $2 \times 10^2$  GeV. Pour une énergie supérieure à 10 GeV, les temps de perte d'énergie de l'électron deviennent comparables au temps d'échappement des rayons cosmiques de la Galaxie, qui est de l'ordre de  $10^7$  ans.

### 3.3.2 Prédiction pour les électrons cosmiques

Nous allons maintenant présenter les prédictions du modèle conventionnel concernant le spectre d'énergie des électrons cosmiques dans le cadre du modèle GALPROP (diffusion avec réaccélération). Nous commençons d'abord par le calcul des paramètres de propagation qui reproduisent au mieux le rapport B/C. Ensuite, nous procédons au calcul des spectres d'énergie des électrons et positrons. Enfin, nous comparons les résultats obtenus avec les données expérimentales récentes telles que rapportées par Fermi-LAT, PAMELA, AMS-02 et d'autres [86].

Notre calcul est basé sur ce qu'on appelle "le modèle conventionnel", utilisé par [111] dans leur travail. Ce modèle, qui est l'approche la plus conservatrice pour comprendre le flux des électrons cosmiques, suppose qu'il n'existe que deux types de sources pour les électrons. Le premier type est le même que pour les noyaux cosmiques primaires (probablement restes de supernovæ). Cependant, les sources de ce genre ne produisent pas de positrons. L'indice spectral de ces sources est réglé de sorte à ajuster les données expérimentales [111]. Le second type de source concerne la production d'électrons négatifs et de positrons secondaires dans la diffusion inélastique des protons et noyaux cosmiques avec le gaz du milieu interstellaire (ISM). Il est à noter ici que, selon le modèle conventionnel, ce dernier genre de source est le seul à produire des positrons.

#### a) Solution analytique de l'équation de transport

Il est très utile de considérer d'abord, dans le cadre du modèle conventionnel, une solution analytique simple de l'équation de transport obtenue en faisant l'approximation du disque mince homogène. De tels modèles montrent clairement la physique et les caractéristiques fondamentales de la propagation des électrons cosmiques.

A cet effet, nous supposons que le terme source est une loi de puissance avec un indice spectral  $\gamma_0$  pour les électrons négatifs primaires sans aucune production de positrons. Les sources, dans ce cas, peuvent très bien être des restes de supernovæ (SNRs). L'indice spectral  $\gamma_0$  n'est pas connu de manière précise mais on croit que  $2 \leq \gamma_0 \leq 2.5$  [92]. On pense généralement que  $\gamma_0$  est proche de l'indice spectral des protons cosmiques primaires

puisqu'on considère que les sources des électrons et des protons sont généralement les mêmes [112]. L'indice spectral devrait être considéré comme un paramètre d'ajustement d'un modèle aux données. La source principale des électrons secondaires provient de la désintégration des  $\pi^\pm$  après l'interaction des noyaux cosmiques dans le milieu interstellaire. Le spectre d'énergie des électrons secondaires est une loi de puissance avec un indice spectral  $\gamma_s \approx 2.7$ , égal à l'indice spectral du spectre d'énergie observé des protons cosmiques. La résolution de l'équation de transport, dans le cadre de l'approximation du disque fin homogène, aboutit au spectre total des électrons [92] :

$$Q_{e^++e^-}(E) = Q_0 E^{-(\gamma_0+\Delta)} + Q_{s,e^-} E^{-(\gamma_s+\Delta)} + Q_{s,e^+} E^{-(\gamma_s+\Delta)} \quad (3.29)$$

où  $Q_0, Q_{s,e^-}, Q_{s,e^+}$  sont les intensités du flux primaire d'électrons négatifs, du flux secondaire d'électrons négatifs, et du flux secondaire de positrons respectivement ( $\Delta = \delta + 1/2 \approx 1$ ). Les études [111] prouvent que  $Q_0 E^{-(\gamma_0+\Delta)} \gg Q_{s,e^-} E^{-(\gamma_s+\Delta)}$ . Dans ce cas, le terme  $Q_0 E^{-(\gamma_0+\Delta)}$  domine largement et, par conséquent, la forme du spectre total  $Q_{e^++e^-}(E)$  est proche d'une loi en puissance avec un indice spectral  $\gamma_0 + \Delta$ .

Pour la fraction de positrons dans le flux global, on obtient facilement :

$$R_{e^+/(e^++e^-)}(E) \equiv \frac{Q_{e^+}(E)}{Q_{e^++e^-}(E)} = \frac{Q_{s,e^+}}{Q_{s,e^-} + Q_{s,e^+} + Q_0 E^{(\gamma_s-\gamma_0)}} \quad (3.30)$$

La valeur  $(\gamma_s - \gamma_0)$  est essentiellement positive en sa nature puisque on suppose que les électrons et les protons primaires ont le même indice spectral  $\gamma_s \approx \gamma_0 + \delta$ . Par conséquent, le rapport  $R_{e^+/(e^++e^-)}$  est fonction décroissante de l'énergie  $E$ .

En résumé, un spectre approximatif en loi de puissance avec un indice spectral  $(\gamma_0 + \Delta) \geq 3$  pour le spectre global des électrons et une fraction décroissante de positrons sont les prévisions génériques du modèle conventionnel.

## b) Calcul numérique à l'aide de GALPROP

Ici, nous avons opté pour le modèle de diffusion avec réaccélération (DR) qui est utilisé dans un grand nombre d'études faisant appel au code GALPROP [113, 114, 115]. Le modèle DR suppose que les rayons cosmiques d'énergie faible dans le milieu interstellaire participent au processus d'accélération de Fermi du second ordre. Ce processus serait le résultat de collisions stochastiques de particules de rayons cosmiques avec des structures magnétiques mobiles. De telles collisions induisent la diffusion de la particule dans l'espace avec un coefficient de diffusion  $D_{pp}$ , lequel augmente l'énergie moyenne des particules d'énergie faible. Si la réaccélération est incluse,  $D_{pp}$  est lié au coefficient de diffusion

spatial  $D_{xx}$  par la relation [57] :

$$D_{pp}D_{xx} = \frac{4p^2V_A^2}{3\delta(4-\delta^2)(4-\delta)\omega} \quad (3.31)$$

$V_A$ , qui est la vitesse d'Alfvén, est un paramètre libre dans cette relation.  $\omega$  caractérise le niveau de la turbulence (généralement on prend  $\omega = 1$  parce que seule la quantité  $V_A^2$  est appropriée pour décrire la réaccélération). Pour un spectre de Kolmogorov de turbulence interstellaire,  $\delta = 1/3$  pour toutes les rigidités [116]. Dans ce modèle, le coefficient de diffusion spatial est donnée par :

$$D_{xx} = \beta^\eta D_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\delta \quad (3.32)$$

Ici  $D_0$  est une normalisation libre à la rigidité fixe  $\rho_0 = 4 \times 10^3$  MV,  $\beta = v/c$  représente la vitesse des particules. Le coefficient  $\eta$  contrôle essentiellement le comportement de  $D_{xx}$  à faible énergie, c'est-à-dire il décrit la forme du spectre à basse énergie. On s'attendrait à  $\eta = 1$  comme dépendance la plus naturelle de la diffusion en fonction de la vitesse de la particule. Dans une analyse dédiée de cet effet [117], une augmentation à énergie faible de  $D$  a été trouvée. Un tel comportement ne peut pas être représenté comme une fonction simple de  $\beta$  et  $\rho$ , on peut, néanmoins, trouver une valeur pertinente de  $\eta$  qui permet ajuster les données d'énergie faible. En clair, la valeur précise dépend des détails du modèle. Par exemple, dans le travail [117],  $\eta = -3$  a été trouvé pour ajuster les données, tandis que les auteurs [118] trouvent  $\eta = -1.3$ .

Notre modèle (DR) est de deux dimensions avec une symétrie cylindrique dans la Galaxie [111]. Les coordonnées de base sont  $(R, z, p)$  où  $R$  est le rayon galactocentrique,  $z$  la distance à partir du plan Galactique, et  $p$  la quantité de mouvement totale de la particule. La distance du soleil au centre Galactique est prise égale à 8.5 kpc. La région de propagation est bornée par  $R_h$  et  $z = z_h$ , au-delà, l'échappement libre est assumée. Nous avons pris  $R_h = 30$  kpc et  $z_h = 3$  kpc. Pour un  $z_h$  donné, le coefficient de diffusion en fonction de la quantité de mouvement est déterminé par le rapport B/C ; la réaccélération fournit un mécanisme naturel pour reproduire le rapport B/C. Le spectre d'injection des nucléons est supposé être une loi de puissance en quantité de mouvement pour des différentes espèces,  $dq(p)/dp \propto p^{-\gamma}$ . La valeur de  $\gamma$  peut varier avec les espèces (électrons  $\gamma_0^{e^-}$ , nucléons  $\gamma_0^p$ ). Les paramètres de notre modèle sont résumés dans le tableau 3.2.

Les paramètres libres sont ajustés de sorte à reproduire le rapport B/C dans la gamme d'énergie  $0.1 \leq E \leq 10^3$  GeV/n. Le rapport  $B/C$  a été mesuré à travers plusieurs missions de satellites ou ballons. Les données de HEAO-3 [119], qui restent les plus précises jusqu'ici dans la gamme d'énergie 0.6-35 GeV/nucleon, ont été récemment confirmés par

<b>Paramètre libre</b>	<b>Valeur</b>
Demi-largeur du halo galactique de confinement, $z_h(\text{kpc})$	3
Normalisation du coefficient de diffusion, $D_0(\text{cm}^2/\text{s})$	$4.2 \times 10^{28}$
Rigidité fixe, $\rho_0(\text{MV}/c)$	$3.0 \times 10^3$
Vitesse d'Alfvén, $V_A(\text{km}/\text{s})$	20
Indice de la diffusion de Kolmogorov, $\delta$	0.33
Potentiel de modulation solaire, $\phi(\text{MV})$	300
Indice d'injection des électrons primaires, $\gamma_0^{e^-}$	2.54
Indice d'injection des nucléons primaires, $\gamma_0^n$	2.42
Exposant $\eta$ de $\beta$	1
Normalisation du flux, $N_{e^-}(\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1})$	$1.3 \times 10^{-4}$

Tableau 3.2 – Principaux paramètres du modèle utilisé.

PAMELA. À plus de haute énergie ( $> 30 \text{ GeV}/\text{nucleon}$ ), nous avons utilisé les données d'ATIC-2 [120] et CREAM [121]. À basse énergie, les données de Voyager 1 and 2 [122], Ulysses [123] et ACE [124] sont concordants; les données d'ACE (50-200 MeV) ont les plus petites marges d'erreurs statistiques. Les données de HEAO-3 concernant le rapport B/C sont bien confirmées par une analyse récente de AMS-01 [125]. La modulation solaire pour tous les spectres est prise en considération; elle utilise l'approximation du champ de force [126] avec un potentiel de modulation  $\phi$ .

Il est clair, d'après la figure 3.6, que le rapport B/C calculé par notre modèle est en très bon accord avec les données expérimentales aussi bien à haute énergie (HEAO-3, AMS-01) et qu'à basse énergie (ACE, TRACER). Les paramètres libres choisis ici, notamment  $V_A = 20 \text{ km}/\text{s}$  et  $\delta = 0.33$  sont assez bons pour reproduire les données de B/C. Ceci veut dire que la quantité de réaccélération exigée pour apparier raisonnablement les données de B/C joue un rôle essentiel. L'interprétation des données d'énergie faible n'est pas franche, en raison de plusieurs facteurs mal connus (par exemple, convection). Ces derniers sont prévus de jouer un rôle croissant quand l'énergie décroît. La chose la plus remarquable est que HEAO-3 s'accorde bien à basse énergie avec nos données. Nous avons trouvé qu'un réglage approprié du paramètre  $\eta$  est nécessaire pour fournir une description pertinente en dessous du GeV [127]. Comme nous l'avons déjà mentionné, le rapport B/C est la quantité la plus utilisée pour ajuster les paramètres du propagation des rayons cosmiques, contraignant ainsi les différents modèles de diffusion. Ceci est dû aux sections efficaces impliquant le bore ou le carbone qui sont très bien connues et aussi aux grandes abondances de ces deux éléments.

D'autres quantités, en particulier le rapport  $\bar{H}/H$  ou le spectre absolu d'antiprotons

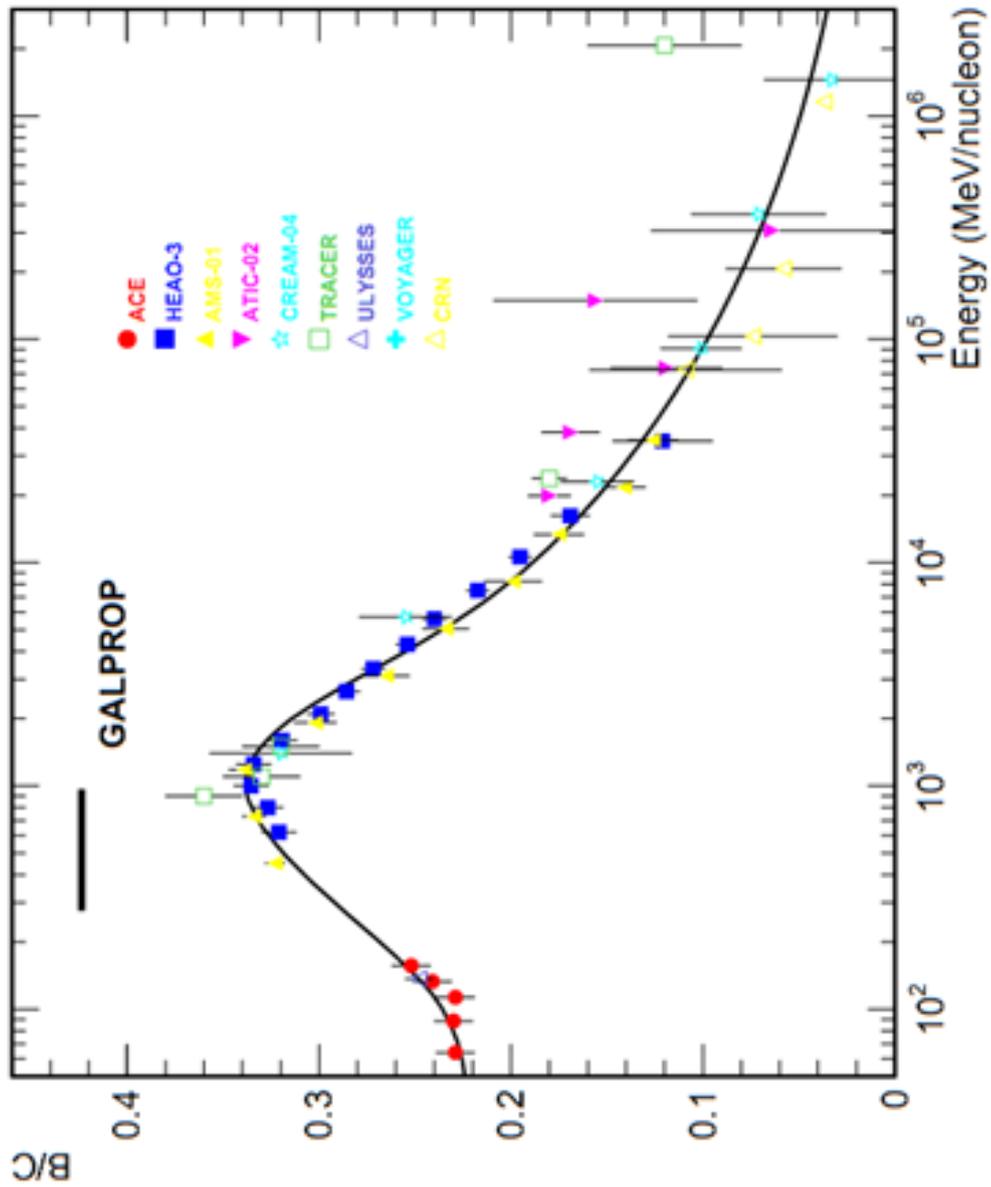


FIGURE 3.6 – Rapport B/C calculé par GALPROP et ajusté avec notre modèle de diffusion qui inclue la réaccélération comme illustré dans le tableau 3.2. Ce rapport est comparé à différentes données expérimentales.

fournissent des contraintes supplémentaires. En effet, les rapports des espèces nucléaires comme B/C sont peu sensibles aux spectres d'injection des primaires, puisque les secondaires ont presque la même énergie/nucléon que les primaires. Par conséquent, nous avons encore une certaine marge pour ajuster les spectres d'injection et reproduire les spectres des primaires (proton, électron, . . .). En conclusion, on peut affirmer que notre ajustement est suffisant pour procéder au calcul des spectres d'énergie des électrons dans le cadre du modèle DR.

La figure 3.7 montre le flux calculé des électrons et la figure 3.8 la fraction de positrons correspondante. Nous avons utilisé pour ces calculs la version 54 du code GALPROP. Un modèle conventionnel avec  $\gamma_0^{e^-} = 2.54$  a été déjà employé avec succès pour interpréter les données préliminaires de Fermi [128]. Il est à noter que notre modèle n'inclut pas une source de positrons primaires, les positrons dans tous nos calculs sont produits dans les collisions non élastiques des autres espèces du rayonnement cosmique.

Comme il est clairement visible sur la figure 3.7, les données ATIC indiquent une déviation par rapport à un spectre plat. Le flux mesuré par cette expérience est plus grand que le flux résultant de nos calculs. Ainsi, nous pouvons dire que ces données ne sont pas conformes au modèle de propagation à haute énergie. Le modèle conventionnel échoue donc pour interpréter l'excès observé dans le spectre des électrons cosmiques à haute énergie.

Ce désaccord est encore plus flagrant quand on examine la fraction de positron où l'on note une absence totale de concordance entre les prévisions du modèle conventionnel et les données expérimentales de PAMELA et AMS-02 pour  $E \geq 10$  GeV. Ceci est compréhensible car la production de positron secondaire dans le milieu interstellaire n'est pas capable de produire une abondance qui augmente avec l'énergie. En d'autres termes, les données de PAMELA, Fermi-LAT et AMS-02 ne peuvent pas être expliqués en ajustant simplement les paramètres de propagation.

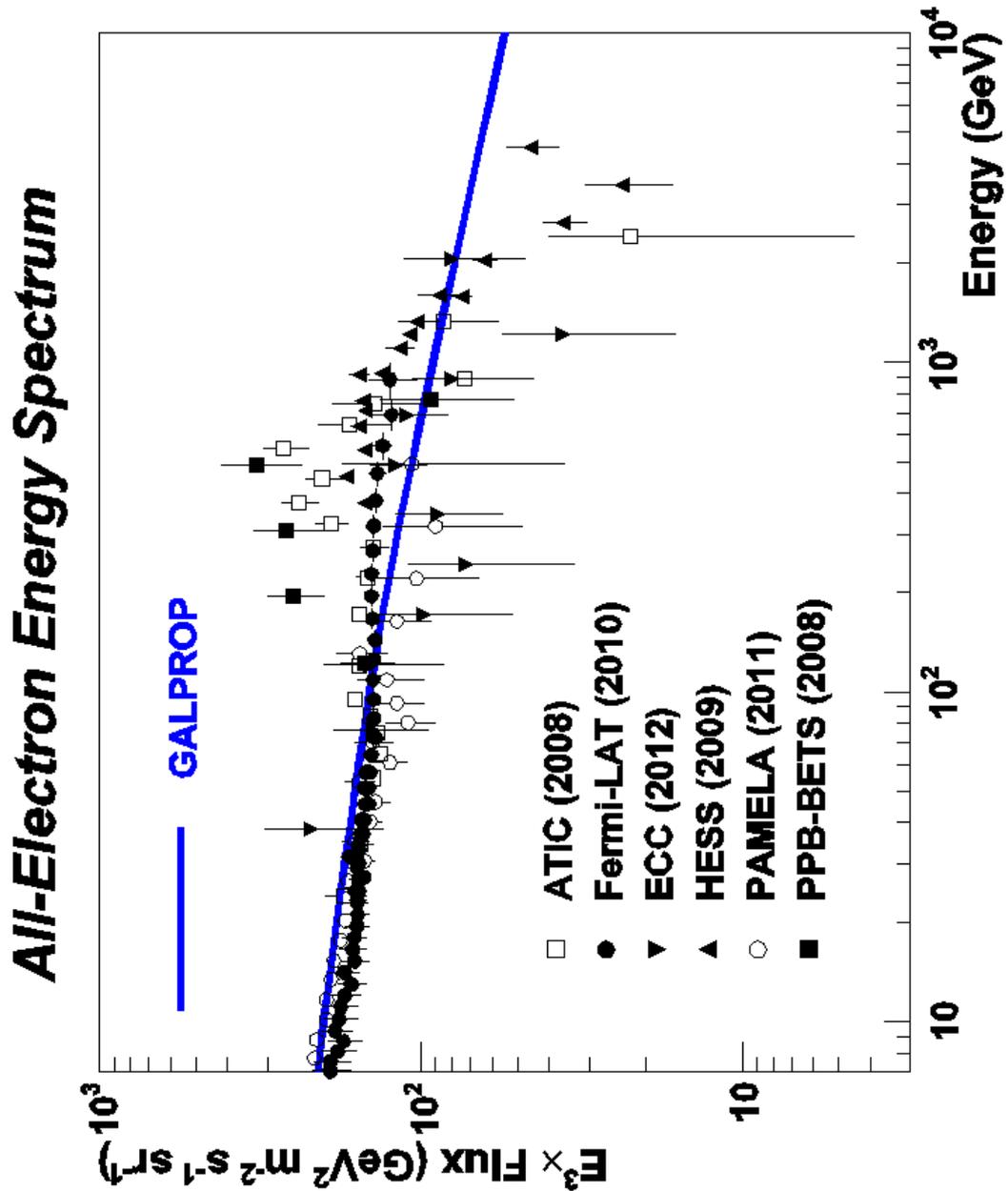


FIGURE 3.7 – Comparaison du spectre des électrons calculé avec GALPROP (ligne continue) avec les données expérimentales (Fermi-LAT, H.E.S.S., ATIC, PPB-BETS ...).

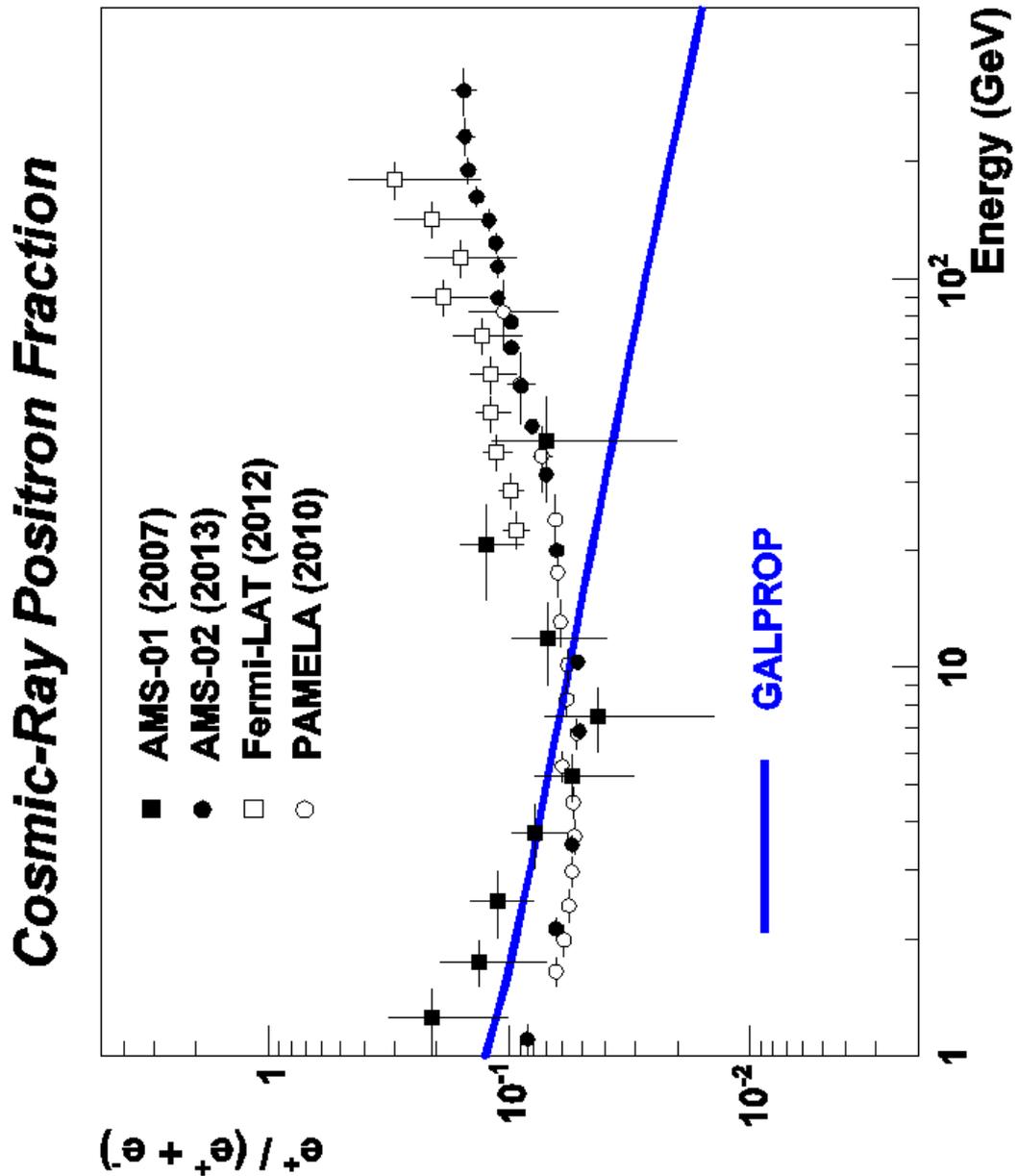


FIGURE 3.8 – Comparaison de la fraction de positrons correspondant à notre modèle (ligne continue) avec les données expérimentales (Fermi-LAT, PAMELA, AMS-02, ...).

## 3.4 Interprétation des anomalies

Les anomalies observées des électrons cosmiques exigent, de toute vraisemblance, une investigation détaillée autre que l'ajustement des paramètres du modèle conventionnel de la propagation des rayons cosmiques. Deux interprétations différentes avaient été mises en avant, ces dernières années, pour expliquer, d'une part, l'excès dans le spectre total des électrons primaires aux alentours de 500 GeV et, d'autre part, la fraction de positrons qui augmente avec l'énergie. Ces électrons de haute énergie peuvent être issus de sources astrophysiques proches du système solaire tels que les pulsars et les supernovæ (Vela, Cygnus-Loop, Monogem, ...), c'est le scénario de la source astrophysique. Ils peuvent aussi provenir de particules lourdes, encore inconnues, qui s'annihilent ou se désintègrent, c'est le scénario de la matière noire. La bonne interprétation sera certainement connue dans les années à venir avec les données améliorées de AMS-02, PAMELA et bien d'autres expériences.

### 3.4.1 Sources astrophysiques

Il y a une longue histoire concernant l'idée que les sources astrophysiques locales, telles que les pulsars et les restes de supernovæ (SNR), pourraient déterminer, à très haute énergie, les caractéristiques essentielles du spectre d'électrons ainsi que la fraction de positrons [109]. Les pulsars proches, comme sources possibles d'électrons et positrons primaires, ont été discutés plusieurs fois même avant les résultats d'ATIC et PAMILA [129]. Comme les pulsars sont des étoiles à neutrons magnétisées en rotation rapide, un champ électrique très intense est induit. Ce dernier est capable d'extraire des électrons de la surface de l'étoile sous forme d'une cascade électromagnétique. Ceci peut aussi mener à une production de photons de haute énergie qui se matérialisent en paires électrons-positrons au-dessus du seuil de production de paires. En combinant avec la densité du nombre de pulsars dans notre Galaxie, l'émission résultante peut très bien expliquer l'excès des électrons et positrons observé.

Il y a aussi une autre idée que les restes des supernovæ (SNR) habituels peuvent accélérer non seulement les électrons négatifs mais aussi les positrons. Les positrons, dans ces objets peuvent être produits dans la désintégration  $\beta$  de noyaux radioactifs éjectés pendant l'explosion de la supernovæ ( $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{22}\text{Na}$ ). La production et l'accélération de positrons secondaires dans les SNR sont considérées dans [130]. Les SNR proches pourraient produire des structures compliquées dans la partie haute énergie ( $\sim 1$  TeV) du spectre des électrons cosmiques [131, 92].

Dans les pulsars et les SNR, le temps d'accélération des électrons n'est pas plus de  $(10-30)\times 10^3$  années et la taille d'une source appropriée est de l'ordre de quelques parsecs.

En même temps, l'âge des sources, concernant les observations des électrons cosmiques de très haute énergie, est plus grand que  $2 \times 10^5$  années et l'échelle d'espace des observations est de l'ordre ou même beaucoup plus grand que 100 pc. Par conséquent, pour estimer le flux d'électrons des pulsars et SNR, l'approximation de la source ponctuelle instantanée est très raisonnable. Cette approximation, introduite pour la première fois dans [109], est maintenant connu comme l'approximation *burst-like*. L'énergie d'un électron refroidi à  $E$ , due aux pertes radiatives, pendant le temps  $t$  est alors donnée par [132] :

$$E(E_0, t) = \frac{E_0}{1 - b_0 t E_0} \quad (3.33)$$

où  $E_0$  est l'énergie initiale. Soulignons que  $N(r, t, E) \equiv 0$  pour  $E > E_{\max}(t) = 1/b_0 t E$ . Pour cette raison, il existe une énergie exacte de coupure  $E_{\max}(t)$  qui dépend de l'âge de la source, sachant que le taux de perte d'énergie dans ce cas est  $b_0 = (1.2 - 1.6) \times 10^{-16}$  GeV s<sup>-1</sup>.

### 3.4.2 Matière noire

En 1933, l'astronome suisse Fritz Zwicky estima la masse totale d'un amas de galaxies (l'amas du Coma) en étudiant la dispersion de vitesse de ces galaxies. Quand il compara la masse dynamique ainsi obtenue avec la masse dite lumineuse, correspondant à la masse déduite de la quantité de lumière émise, il découvrit que celle-ci était 400 fois plus petite que la masse dynamique. Zwicky conclut qu'il doit exister une forme de matière non visible fournissant la quantité de masse nécessaire pour tenir l'amas ensemble [137]. Aujourd'hui, l'argument le plus convaincant de l'existence de la matière noire est fourni par les courbes de rotation des galaxies spirales [138]. Par ailleurs, le résultat de la collision de deux amas de galaxies aboutit à un nouveau type d'amas appelé amas de boulet (bullet cluster), par exemple l'amas (1E 0657-56). Pendant la collision, les différentes composantes des amas, c'est-à-dire les étoiles, le gaz et l'hypothétique matière noire, se comportent de manière différente, permettant ainsi une étude séparée. Grâce à l'effet de lentille gravitationnelle, on est capable de mesurer indirectement la composante non visible, c'est-à-dire la matière noire, représentée sur la figure 3.9 par les contours verts. L'analyse de la formation des grandes structures dans l'Univers indique que la matière noire est essentiellement non baryonique et froide [139].

Les dernières mesures du satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) montrent que l'Univers est composé de 72.6% d'énergie noire, 4.6% de matière baryonique (étoiles, gaz intergalactique, etc.) et 22.8% de matière noire (non-baryonique). Une très petite fraction de la matière baryonique est noire, composée par les objets massifs et compacts du halo galactique. Les candidats pour la matière noire froide et non baryonique sont les trous noirs primordiaux, les axions et les particules massives interagissant faible-

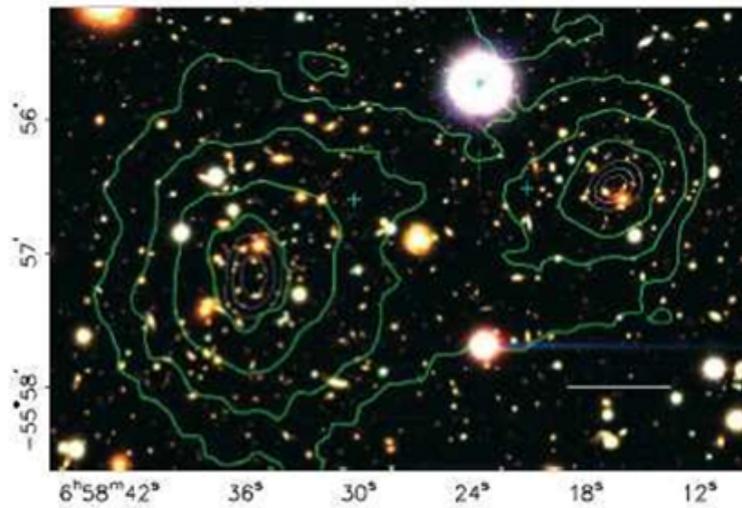


FIGURE 3.9 – Image en couleur du cluster (1E 0657-558), avec la barre blanche indiquant 200 kpc. Les contours verts correspondent au potentiel gravitationnel (obtenu par effet de lentille gravitationnelle) [140].

ment ou WIMP (Weakly Interacting Massive Particles).

L’annihilation des particules WIMP (ou désintégration) est la deuxième voie possible pour expliquer les propriétés du spectre d’électrons cosmiques. La première fois que l’anomalie dans la fraction de positrons au-dessus de 10 GeV a été directement attribuée à l’annihilation de WIMP date de 1989 [141]. Par la suite, cette question a été étudiée plusieurs fois [142], même avant 2000, et des centaines de papier ont été publiées après les résultats d’ATIC et de PAMELA. L’excès dans le spectre d’électrons a été interprété comme une signature possible de l’annihilation de WIMP en paires électrons-positrons. La masse de cette particule a été estimée à environ 600 GeV en utilisant des modèles théoriques très sophistiqués basés sur des méthodes aussi bien analytiques que numériques (Fig. 3.10).

### 3.5 Simulation Monte Carlo

Après l’échec du modèle conventionnel (GALPROP) à expliquer les anomalies observées dans le spectre local des électrons cosmiques, nous avons essayé d’examiner ce problème sous l’angle du scénario de la source locale en utilisant la simulation Monte Carlo (description microscopique). A cet effet, nous avons développé un code en C++ qui décrit la propagation des électrons cosmiques primaires à travers notre Galaxie. Ce code nous a permis de calculer le flux local observé d’électrons et de positrons.

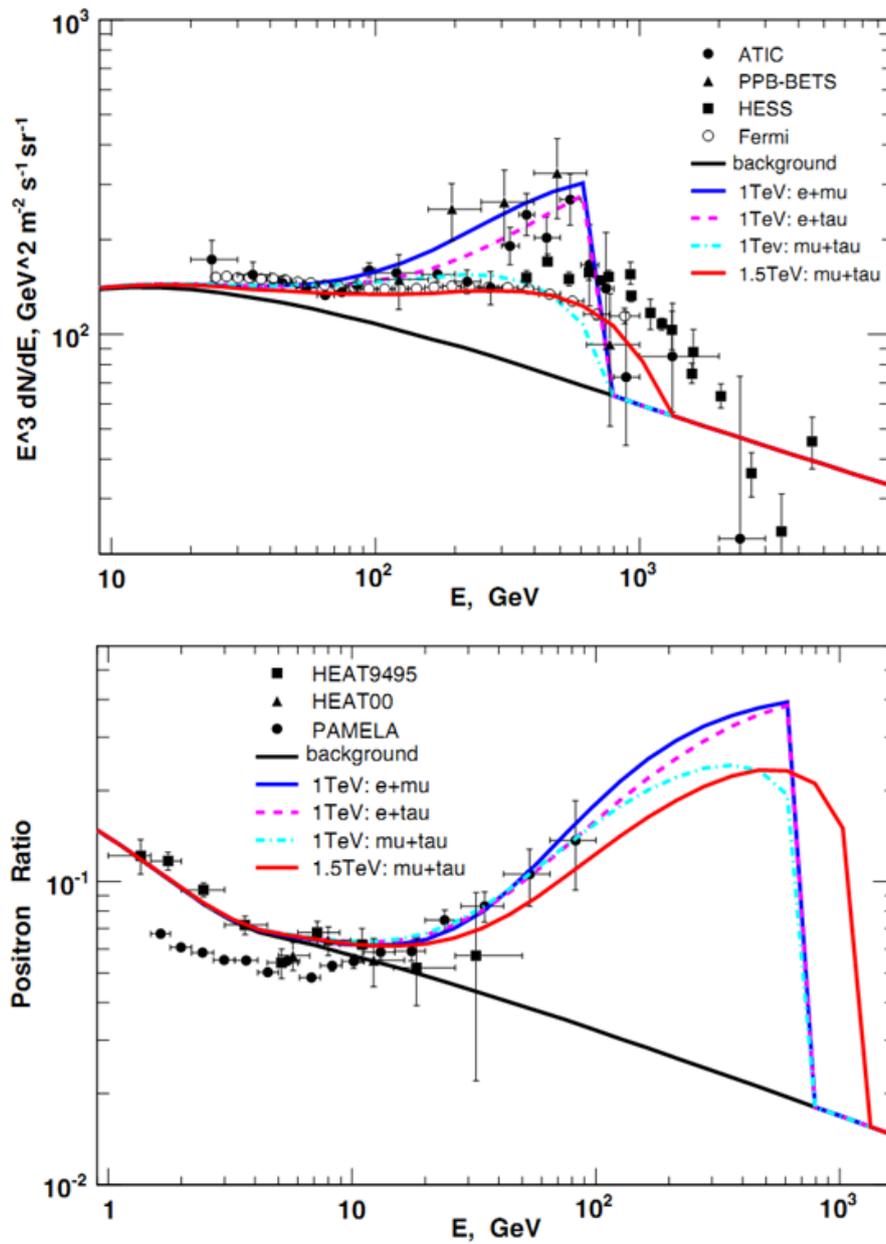


FIGURE 3.10 – Calcul de la contribution d'annihilation de la matière noire pour le spectre d'électrons (en haut) et la fraction de positron (en bas) [144].

### 3.5.1 Faisabilité

La simulation Monte Carlo de la propagation des rayons cosmiques à travers le milieu interstellaire n'est pas une nouvelle idée. Cependant, cette méthode n'est pas employée couramment parce qu'elle est connue pour être inefficace dans ce type d'application. Puisque l'espace est extrêmement grand et le libre parcours moyen des rayons cosmiques relativement petit, poursuivre les rayons cosmiques un par un jusqu'à l'infini

conduit à *l'explosion* du temps de calcul. Heureusement, dans le cas des électrons cosmiques de haute énergie, la modélisation est simplifiée de manière significative en raison de l'absence de l'interaction hadronique et de la proximité des sources. L'idée principale de cette simulation consiste à supposer que les électrons de haute énergie sont accélérés au sein de quelques sources astrophysiques connues situées à moins de quelques centaines de pc de la Terre puis injectées dans le milieu interstellaire d'une façon brutale dans le cadre de l'approximation *burst-like*.

Rappelons tout d'abord quelques propriétés des électrons de haute énergie ( $\geq 10$  GeV). La propriété la plus importante est que les électrons perdent plus efficacement l'énergie via deux processus dominants : le rayonnement synchrotron et l'effet Compton inverse. Définissons le temps de vie  $t$  des électrons relativistes  $e^\pm$  dans le milieu interstellaire comme la durée nécessaire pour refroidir à partir d'une énergie d'injection  $E_{e^\pm}$ . Dans ce cas, on trouve :

$$t \sim 5 \times 10^5 \left( \frac{\text{TeV}}{E_{e^\pm}} \right) \text{ année} \quad (3.34)$$

Cela implique que les électrons cosmiques dans la région du TeV doivent avoir été injectés à moins de  $\approx 10^5$  années. Le temps de vie  $t$  devient progressivement plus court avec l'augmentation de l'énergie. Pour des valeurs conventionnelles du coefficient de diffusion  $D$  pour la propagation des électrons et les positrons, la distance des sources est approximativement égale à  $\sqrt{D \times t} \approx 100 - 2000$  pc. En fait, cette formule détermine la distance de voyage d'un électron dans un temps donné. Le coefficient de diffusion  $D$  est estimé en utilisant les rapports observés par HEAO-3 des noyaux secondaire et primaires B/C. Les pertes efficaces d'énergie des électrons énergétiques contraignent pour cette raison leurs sources potentielles à la fois dans le temps et dans l'espace [133]. Toute interprétation des anomalies rapportées doit évidemment être compatible avec cette propriété physique fondamentale de la propagation des électrons et positrons cosmiques dans le milieu interstellaire. Cette caractéristique fondamentale a été prise en compte lors de l'élaboration de notre code Monte Carlo. Le tableau 3.3 montre une comparaison entre la méthode standard (résolution de l'équation de transport) et la simulation Monte Carlo.

### 3.5.2 Procédure Monte Carlo

Nous avons considéré le cas dans lequel seulement quelques pulsars proches contribuent de manière significative au flux d'électrons de haute énergie atteignant la Terre. Notre calcul Monte Carlo commence en choisissant une source astrophysique proche appropriée (pulsar or SNR) et en fixant ses caractéristiques (distance à la Terre et âge). Nous nous sommes limités, dans le choix des sources, aux distances plus petites que 2 kpc et aux âges ne dépassant pas  $5 \times 10^5$  années. Après production, les électrons émis diffusent dans

Équation de Transport	Simulation Monte Carlo
Term Source	
approche macroscopique	approche microscopique
coefficient de diffusion $D$	libre parcours moyen $\lambda$
$D = \frac{1}{3}v\lambda$	
valeurs moyennes	valeurs moyennes + fluctuations

Tableau 3.3 – Comparaison entre la méthode standard et la simulation Monte-Carlo.

le milieu interstellaire. Le spectre d'injection  $Q(E)$  est supposé suivre une loi de puissance donnée par la relation [134] :

$$Q(E) = Q_0 E^{-\gamma} \exp -(E/E_{cut}) \quad (3.35)$$

On remarque ici qu'il y a trois paramètres libres :  $Q_0$ ,  $\gamma$  et  $E_{cut}$ , lesquels devraient être sélectionnés sur la base des observations où à partir de quelques autres considérations supplémentaires. L'indice d'injection  $\gamma$  est habituellement pris autour de 2-3 sur une gamme d'énergie considérable. L'amplitude  $Q_0$  peut être estimée en supposant un transfert total de l'énergie du pulsar aux électrons selon la relation suivante :

$$\int_0^\infty Q(E) E dE = Q_0 \Gamma(2 - \gamma) E_{cut}^{(2-\gamma)} = \eta W_0 \quad (3.36)$$

où  $W_0$  est l'énergie *spin-down* du pulsar qui se transforme principalement à une énergie de radiation électromagnétique et à l'énergie des paires électrons-positrons.  $\eta$  est le facteur de conversion pour que l'énergie se transforme à l'énergie des paires électrons-positrons. Il y a des incertitudes considérables dans les estimations de  $W_0$  pour les pulsars connus. Cependant, pour la majorité des pulsars, on trouve  $10^{48} \leq W_0 \leq 10^{50}$  erg [44]. Le coefficient de conversion  $\eta$  est prévu être  $\sim 1$ .

Les énergies  $E_{cut}$  de coupure ne sont pas bien connues. Cependant, il y a des indications qu'elles pourraient être aussi hautes que plusieurs dizaines de TeV. Par exemple, l'énergie de coupure pour Vela, estimé par H.E.S.S., est 67 TeV [135]. Généralement,  $1 \leq E_{cut} \leq 100$  TeV.

En fait, la simulation Monte Carlo est effectuée en variant, pour chaque source, les paramètres libres suivants :

- Nombre total d'événements simulés (électrons) ;
- Distance  $d$  de la source à la Terre ( $\leq 2000$  pc) ;

- Age  $t$  de la source ( $\leq 2 \times 10^5$  années) ;
- Indice d’injection  $\gamma$  ( $\leq 3$ ) ;
- Énergie de coupure  $E_{\text{cut}}$  (1-100 TeV) ;
- Énergie totale d’injection  $W_0$  ( $10^{48}$ - $10^{50}$  erg) ;
- Temps de vie maximum des électrons  $T_{\text{max}}$  ( $< 5 \times 10^5$  années) ;
- Libre parcours moyen  $\lambda$  (1-10 pc).

Source local	Distance [kpc]	Age [yr]
SN 185	0.95	$1.7 \times 10^2$
S147	0.80	$4.6 \times 10^3$
HB 21	0.80	$1.9 \times 10^4$
G65.3+5.7	0.80	$2.0 \times 10^4$
Crab nebula	1.5	$7.5 \times 10^4$
Lupus Loop	1.2	$5 \times 10^4$
Cygnus Loop	0.54	$10^4$
Antlia	0.2	$10^3$
Vela	0.3	$1.1 \times 10^4$
Geminga	0.4	$3 \times 10^4$
Monogem ring	0.288	$86 \times 10^4$
W28	1.9	$3.3 \times 10^4$
RCW 86	2.3	1827
SN 1006	2.2	1006

Tableau 3.4 – Liste des sources potentielles des électrons cosmiques de très haute énergie [44, 87, 136].

Les candidats sélectionné respectant les conditions mentionnées ci-dessus sont résumés dans tableau 3.4.

### 3.5.3 Résultats et discussion

Les résultats de cette simulation nous ont permis d’étudier les propriétés des électrons cosmiques, telles que les distributions du temps et de la longueur de diffusion ainsi que le spectre d’énergie pour chaque source sélectionnée. Quelques exemples de ces calculs sont montrés sur les deux figures 3.11 et 3.12.

Afin de déterminer les sources locales les plus plausibles des électrons primaires, nous avons choisi des sources hypothétiques situées entre 50 et 2000 pc et calculé, dans les mêmes conditions, la distribution du temps de diffusion des électrons observés au voisinage de la Terre. L’évolution du temps de diffusion moyen en fonction de la distance de la

source est présentée dans le tableau 3.5. Ces résultats nous ont permis de tracer la courbe montrant la dépendance du temps moyen de diffusion vis-à-vis de la distance de la source (Fig. 3.13). Nous avons superposé, sur la même figure, les sources astrophysiques connues (SNRs, Pulsar) en prenant comme coordonnées leur distance de la Terre et leur âge (tableau 3.4). Dans le cadre de l'approximation *burst-like*, on peut affirmer que les sources astrophysiques les plus appropriées sont celles caractérisées par un âge aussi proche que possible du temps moyen de diffusion. Seules ces sources peuvent contribuer de manière efficace au flux local des électrons et des positrons. Vela, Monogem ring et Cygnus Loop, d'après nos calculs, sont les sources les plus intéressantes.

Dans une seconde étape, nous avons sélectionné les deux objets les plus proches de la courbe de la figure 3.13, en l'occurrence Vela et Cygnus Loop, et calculé le flux produit par ces sources. Les pulsars les plus éloignés de la courbe donnent une contribution négligeable au flux des électrons cosmiques. En comparant nos résultats avec les données expérimentales, nous remarquons que ces deux sources sont capables d'interpréter certaines caractéristiques du flux observé des électrons cosmiques telle que l'augmentation de la fraction de positrons avec l'énergie. Néanmoins, il y a toujours un désaccord qui peut très bien être expliqué par la contribution d'autres sources locales. D'après la figure 3.13, Vela donne une contribution plus efficace au spectre observé que Cygnus-Loop. Ceci est dû à la proximité de cette source, Vela est plus proche que Cygnus-Loop, et à l'âge de Vela qui est plus approprié. Il est clair que d'autres combinaisons des paramètres sont aussi possibles et que les contributions relatives de plusieurs sources peuvent varier surtout dans la zone de très haute énergie.

Le spectre d'énergie des électrons et la fraction de positrons de les deux figures 3.14 et 3.15 ont été obtenus pour une combinaison raisonnable des paramètres relatifs aux pulsars et SNR. En particulier, nous avons pris, comme indice spectrale,  $\gamma_{\text{Vela}} = 2.1$  et  $\gamma_{\text{Cygnus}} = 1.2$ . Nous avons supposé que les électrons sont accélérés puis injectés suivant une loi de puissance avec une énergie de coupure  $E_{\text{cut}} = 10$  TeV. L'énergie libérée  $\approx 10^{48}$  erg.

Pour être un bon candidat, la distance et l'âge de la source jouent un rôle essentiel comme le montre notre simulation. Une source avec un âge élevé ( $\geq 10^6$  années) et située en même temps à une distance très proche ne peut pas donner une contribution considérable au spectre local. Les sources les plus jeunes ( $\leq 10^4$  années) ne peuvent pas aussi contribuer d'une manière plus efficace au spectre local.

Pour conclure, la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons cosmiques primaires de haute énergie à partir de sources proches est faisable et donne des résultats

<b>Distance de la Terre (pc)</b>	<b>Temps de diffusion moyen <math>\times 10^3</math>(yr)</b>
50	0.56
100	1.907
100	1.907
150	4.07
200	7.07
240	9.99
270	12.55
300	15.36
350	20.74
400	26.61
450	32.6
500	38.62
600	48.86
700	56.94
800	63.54
1000	72.94
1500	84.66
2000	91.92

Tableau 3.5 – Temps de diffusion moyen d’électron éjecté par 17 sources choisi aléatoirement entre 50 et 2000 pc.

similaires à ceux obtenus avec la méthode standard basée sur la résolution de l’équation de transport [87]. Cette méthode peut être utile pour décider entre les deux scénarios de l’origine des électrons cosmiques, à savoir sources astrophysiques ou annihilation de particules de matière noire.

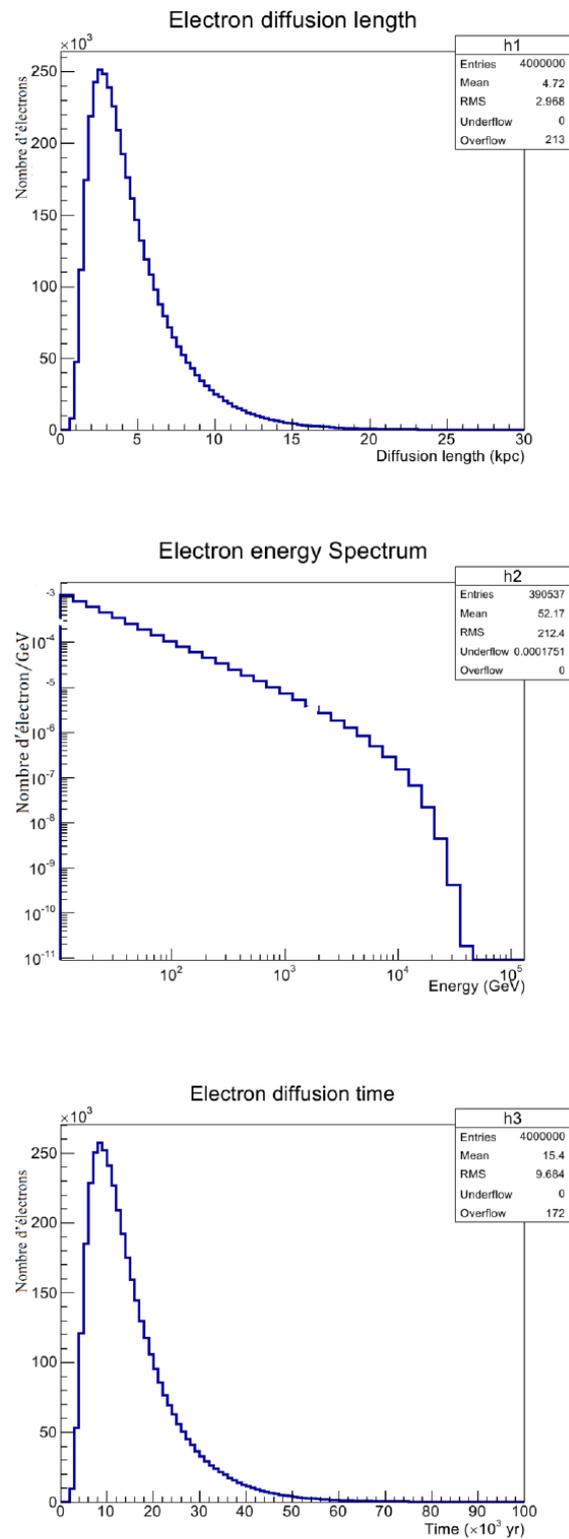


FIGURE 3.11 – Résultats de la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons primaires émis par Vela pour un échantillon de  $10^6$  électrons, un indice spectral d'injection  $\gamma = 2.1$ , une énergie libérée  $\approx 10^{48}$  erg, une énergie de coupure  $E_{\text{cut}} = 10$  TeV et un libre parcours moyen  $\lambda = 10$  pc.

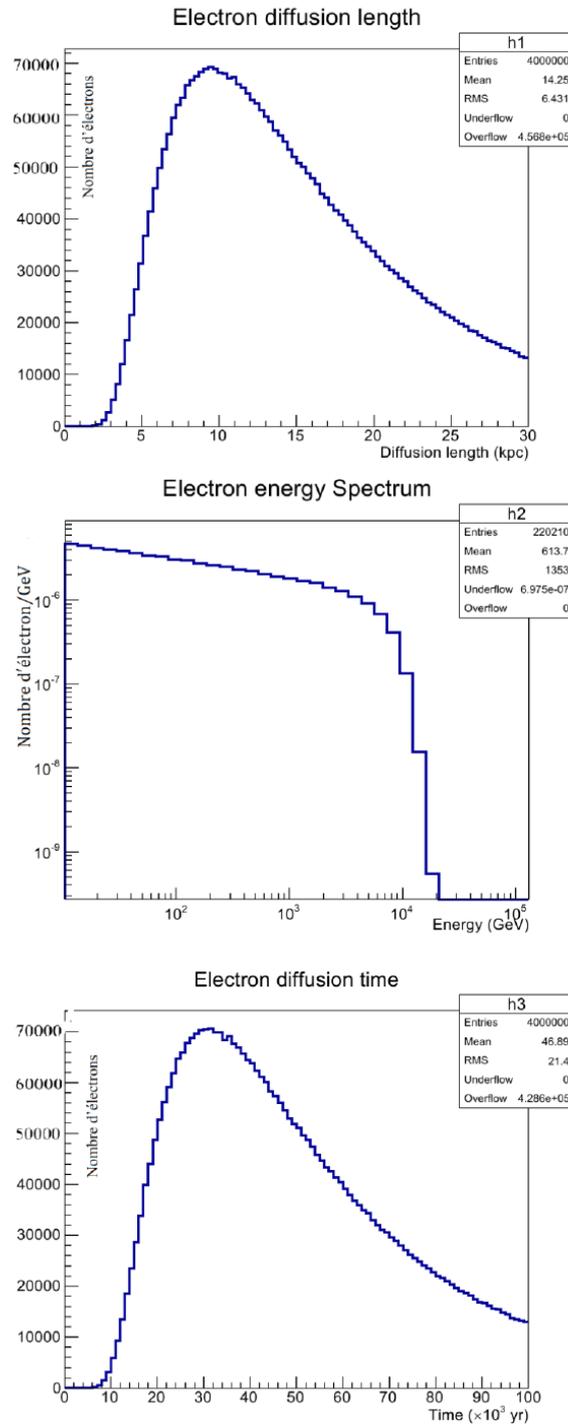


FIGURE 3.12 – Résultats de la simulation Monte Carlo de la propagation des électrons primaires émis par Cygnus-Loop pour un échantillon de  $10^6$  électrons, un indice spectral d'injection  $\gamma = 1.2$ , une énergie libérée  $\approx 10^{48}$  erg, une énergie de coupure  $E_{\text{cut}} = 10$  TeV et un libre parcours moyen  $\lambda = 10$  pc.

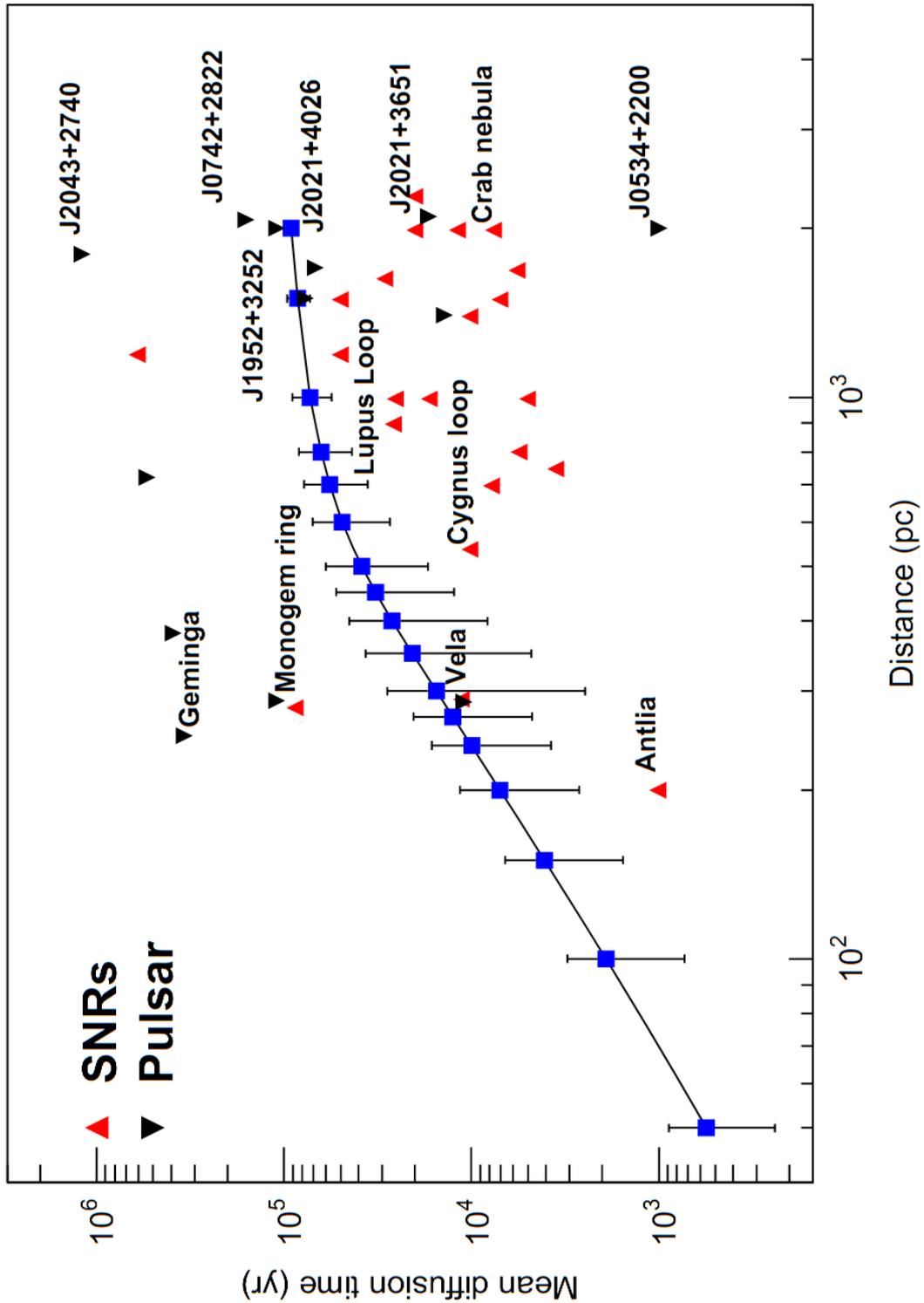


FIGURE 3.13 – Temps moyen de diffusion des électrons cosmiques en fonction de la distance de source (ligne continue). Sur la même figure sont montrés quelques-uns des pulsars proches les plus intéressants avec leurs âges et distances comme coordonnées.

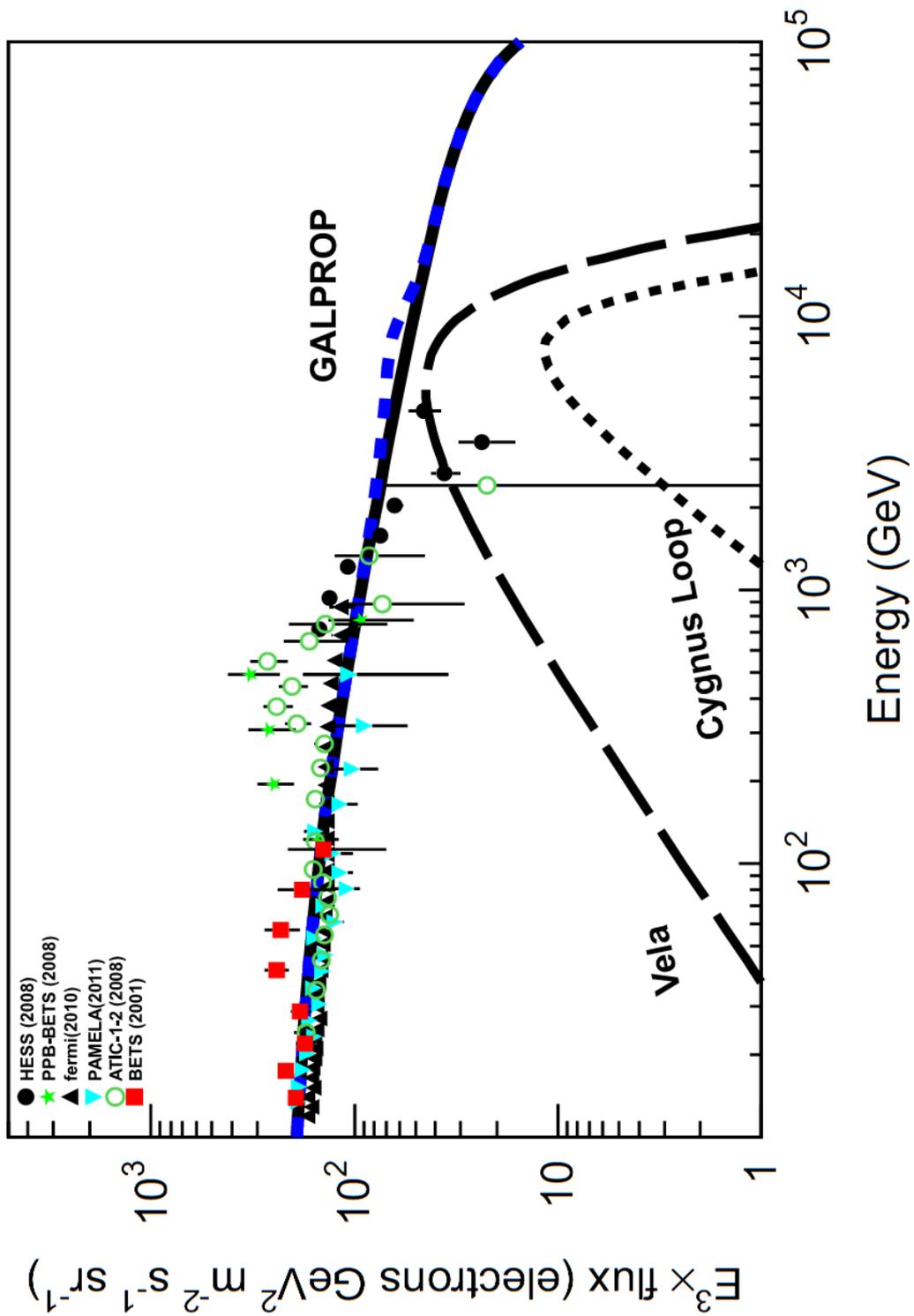


FIGURE 3.14 – Flux simulé des électrons cosmiques primaires provenant de sources proches à moins de 2 kpc (Vela et Cygnus Loop) en plus du flux du modèle conventionnel (GALPROP). La comparaison a été faite avec les données expérimentales publiées récemment.

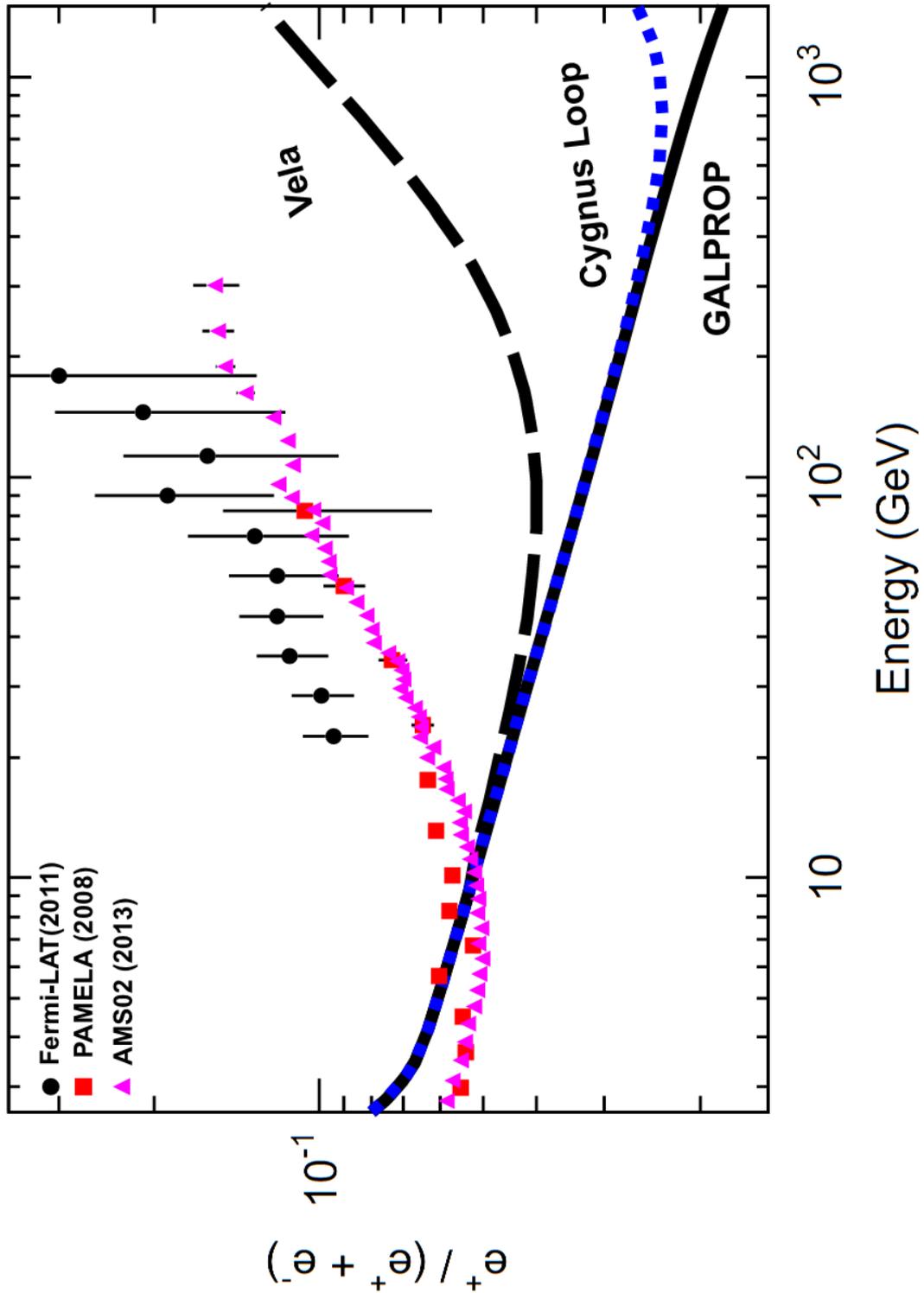


FIGURE 3.15 – Fraction de positrons simulée concernant les sources proches à moins de 2 kpc (Vela et Cygnus Loop) en plus de la fraction du modèle conventionnel (GALPROP). La comparaison a été faite avec les données expérimentales publiées récemment.

# Conclusion générale

Bien que les électrons et les positrons ne représentent qu'une petite fraction ( $\sim 1\%$ ) du rayonnement cosmique, ils sont d'un grand intérêt en astrophysique, surtout à très haute énergie. En effet, au-delà de quelques GeV, ces particules sont soumises, au cours de leur propagation dans la Galaxie, à des pertes d'énergie radiatives très intenses, à savoir le rayonnement synchrotron dans les champs magnétiques et la diffusion Compton inverse dans les champs de rayonnement. En conséquence, les électrons cosmiques de très haute énergie ne peuvent atteindre la Terre qu'à partir de sources proches. Les anomalies dans le spectre primaire des électrons cosmiques de très haute énergie, rapportées récemment par des expériences à bord de satellites (PAMELA, Fermi-LAT et AMS-02) et à bord de ballons stratosphériques (ATIC, PPB-BETS et ECC), attestent bien de la proximité des sources de ces particules. Ils constituent, ainsi, des sondes privilégiées pour l'étude de la propagation et de l'accélération des rayons cosmiques.

Néanmoins, la nature exacte de ces sources est toujours débattue. Bien que l'explication la plus naturelle réside dans la contribution de certains pulsars et supernovæ proches de la Terre, d'autres scénarios plus exotiques, tels l'annihilation ou la désintégration de particules hypothétiques de matière noire, ne peuvent pas être complètement écartés.

En utilisant un modèle conventionnel à travers le code numérique GALPROP de simulation de la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire, nous avons calculé le flux des électrons et positrons cosmiques et souligné la déviation des résultats obtenus par rapport aux données expérimentales récentes. Ensuite, nous avons développé un programme de simulation Monte Carlo de la propagation des électrons et des positrons dans le milieu interstellaire dans le but d'analyser le scénario de sources astrophysiques locales. Nous avons ainsi montré que des pulsars proches, tels que Vela et Monogem, pourraient très bien être responsables des structures inattendues apparues récemment dans le spectre des électrons cosmiques de très haute énergie.

# Annexe A

## Publications et communications

Le travail présenté dans cette thèse a fait objet de plusieurs articles et communications dont la liste est ci-dessous. Les deux publications qui contiennent l'essentiel de ce travail sont reproduits en intégralité dans les pages suivantes.

1. **R. Sedrati and R. Attallah**

*Contribution from individual nearby sources to the spectrum of high-energy cosmic-ray electrons*

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **742** (2014) 282.

2. **R. Sedrati and R. Attallah**

*The spectrum of cosmic ray electrons and positrons measured by the PAMELA experiment : A real problem still seeking a solution*

48<sup>th</sup> Rencontres de MORIOND, La Thuile, Aosta Valley (Italy) 2013.

3. **R. Sedrati and R. Attallah**

*Interpretation of the high-energy cosmic-ray electron spectrum using the GALPROP code*

European Doctorate School of AstroParticle Physics (ISAPP), Paris (France) 2012.

4. **R. Sedrati**

Workshop on cosmic rays and cosmic neutrinos, ICTP, Trieste (Italy) 2011.

5. **R. Sedrati and R. Attallah**

*Characteristics of the spectrum of cosmic-ray electrons and positrons at high energy*  
9<sup>th</sup> Int. Conf. Subatomic physics and Applications, Mentouri University, Constantine (Algeria) 2013.

**6. R. Sedrati and R. Attallah**

*Propagation of high-energy cosmic-ray electrons*

Int. School on High Energy Physics : Tools and Computing University of Oran (Algeria) 2012.

**7. R. Sedrati and R. Attallah**

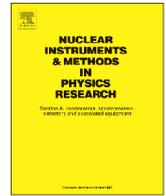
*Cosmic rays of extremely high energy  $> 10^{19}$  eV*

8<sup>th</sup> Int. Conf. Progress in Theoretical Physics, Mentouri University, Constantine (Algeria) 2011.

**8. R. Sedrati et R. Attallah**

*Noyaux Actifs de Galaxies (AGN) et origine des rayons cosmiques d'énergie extrême*

2<sup>èmes</sup> journées scientifiques de la Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la vie. Université Abdelhamid Ibn Badis, Mostaganem (Algeria) 2011.



## Contribution from individual nearby sources to the spectrum of high-energy cosmic-ray electrons

R. Sedrati\*, R. Attallah

Department of Physics, Faculty of Science, Badji Mokhtar University, B.P. 12, 23000 Annaba, Algeria



### ARTICLE INFO

Available online 12 November 2013

#### Keywords:

Cosmic-ray electron  
Pulsar SNRs  
GALPROP  
Monte Carlo simulation

### ABSTRACT

In the last few years, very important data on high-energy cosmic-ray electrons and positrons from high-precision space-borne and ground-based experiments have attracted a great deal of interest. These particles represent a unique probe for studying local cosmic-ray accelerators because they lose energy very rapidly. These energy losses reduce the lifetime so drastically that high-energy cosmic-ray electrons can attain the Earth only from rather local astrophysical sources. This work aims at calculating, by means of Monte Carlo simulation, the contribution from some known nearby astrophysical sources to the cosmic-ray electron/positron spectra at high energy ( $\geq 10$  GeV). The background to the electron energy spectrum from distant sources is determined with the help of the GALPROP code. The obtained numerical results are compared with a set of experimental data.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

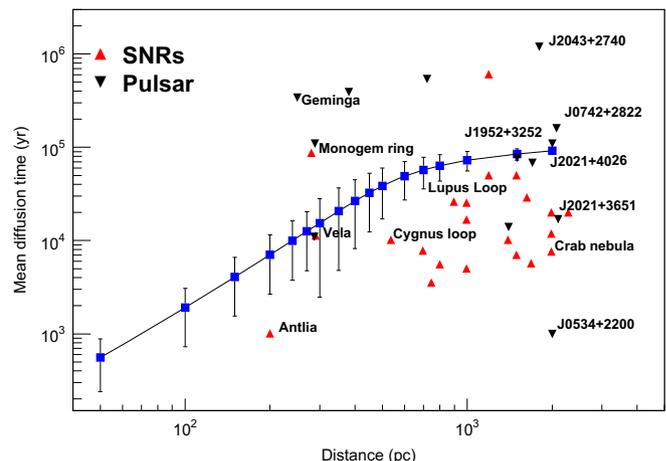
### 1. Introduction

High-energy cosmic rays hit the Earth atmosphere with varying degrees. The main part of this radiation is composed of protons (90%) and atomic nuclei (9%), while only a small fraction (1%) consists of electrons and positrons. However, this component provides rather different and complementary information compared to that of cosmic-ray hadrons. Indeed, cosmic-ray electrons represent unique probes for determining physical conditions in our Universe as well as for constraining current models (codes) dealing with the propagation of Galactic cosmic rays such as GALPROP, DRAGON, and USINE. Different from cosmic-ray hadrons, high-energy cosmic-ray electrons (CREs) have a steeper spectrum because of strong energy losses mainly by synchrotron radiation with Galactic magnetic fields and inverse Compton scattering with interstellar radiation fields. These energy losses restrict the distance from where they come and their lifetime with the result that they can reach us only from nearby sources ( $\leq 1$  kpc at 1 TeV [1]).

Very recently, a new class of high-precision experiments have been set up, among which one can quote the satellite-borne experiments PAMELA, Fermi-LAT, and AMS02, the ground-based experiments H.E.S.S. and MAGIC, and the balloon-borne experiments PPB-BETS, ATIC and AESOP. The experimental data show that the energy spectrum of CREs extends well above 1 TeV and presents spectral features. Most notably, the PAMELA experiment

reported a clear excess in the flux of positron fraction up to 100 GeV [2], which was confirmed later by Fermi-LAT [3] and AMS02 [4]. Most of the works proposed to explain these features rely on the well-known diffusion equation. The origin of high-energy electronic component of cosmic rays has been debated inside two main different scenarios: astrophysical sources such as supernova remnants (SNRs) and pulsars, and dark matter origin.

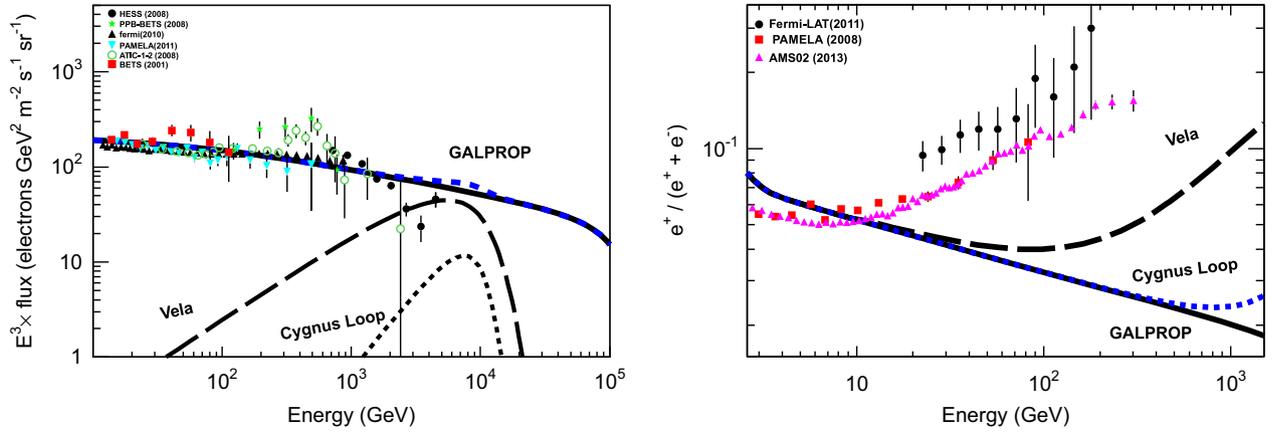
In this work, we investigate the observed local flux of electrons and positrons using a Monte Carlo code we have developed to



**Fig. 1.** Mean diffusion time of CREs as a function of the source distance (continuous line). On the same plot are shown some of the most interesting nearby SNRs and pulsars [6–8] with age and distance as coordinates.

\* Corresponding author. Tel.: +213 792 61 6602.

E-mail address: [rafik.sedrati@univ-annaba.org](mailto:rafik.sedrati@univ-annaba.org) (R. Sedrati).



**Fig. 2.** Energy spectrum of cosmic-ray electrons+positron (left panel) and the corresponding positron/electron fraction (right panel) from some nearby astrophysical sources [6], assuming the same energy cutoff  $E_{\text{cut}} = 10$  TeV,  $Q_0 \cong 10^{48}$  ergs and varying the value  $\gamma$  of each source: Vela ( $\gamma = 2.1$ ), Cygnus Loop ( $\gamma = 1.2$ ) using the relation (1). On the same plot we show the background from distant sources determined with GALPROP and some experimental data [9].

simulate the propagation of CREs through our Galaxy. The CREs background from distant sources has been calculated with the help of the GALPROP code [5]. Several known candidate sources of primary electrons located within 2 kpc from the Earth have been considered.

## 2. Results and discussion

We start our Monte Carlo calculation by choosing a nearby and appropriate astrophysical source (SNR or pulsar) and fixing its characteristics (distance to the Earth and age). The injection energy spectrum, which is a key quantity, is taken according to the relation [10]

$$Q(E) = Q_0 E^{-\gamma} \exp(-E/E_{\text{cut}}) \quad (1)$$

where  $E$  is the energy,  $Q_0$ ,  $\gamma$  and  $E_{\text{cut}}$  are free parameters selected on the basis of observation. Only energy loss by synchrotron radiation and inverse Compton scattering are considered. The rate of energy loss in this case is given by [11]

$$\frac{dE}{dt} = -bE^2 \quad (2)$$

with  $b = (1.2-1.6) \times 10^{-16} \text{ GeV s}^{-1}$ . Because of this strong energy loss, electrons with a primary energy in the range  $10-10^4$  GeV cannot be older than  $10^7$  years when observed at Earth. When propagating from their sources to the Earth, CREs are scattered on Galactic magnetic irregularities. The mean free path  $\lambda$  is related to the diffusion coefficient  $D$  according to the relation [12]

$$D = \frac{1}{3} \lambda v \quad (3)$$

where  $v$  is the velocity of the electron. In the considered energy range, the value of  $\lambda$  is on the order of 1–10 pc.

The background to the energy spectrum of CREs is determined with the GALPROP code version 54 [5]. For this study we have chosen the diffusion re-acceleration model [13]. The main formula characterizing this model is given by [14]

$$D(\rho) = D_0 \beta^{\eta} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\delta} \quad (4)$$

where  $D_0 = 4.2 \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $\eta = 1$ ,  $\rho_0 = 3$  GV,  $\delta = 0.33$ .  $\rho$  is the rigidity and  $\beta = v_a/c$  where  $v_a = 20$  km/s is the Alfvén velocity [13].

Fig. 1 shows the variation of the mean diffusion time of CREs with the source distance. Within the burst-like approximation, the most appropriate astrophysical sources are those characterized by an age very close to the mean diffusion time. Thus, the closest points to the line (Fig. 1) represent the sources that can give an effective contribution to the local flux of primary cosmic-ray electrons and positrons. Fig. 2 shows the energy spectrum of CREs and the corresponding positron fraction assuming a production of an equal amount of negative electrons and positrons. This calculation shows that nearby astrophysical sources, such as Vela, Cygnus Loop are able to interpret the CRE energy spectrum.

To conclude, Monte Carlo simulation of the propagation of high-energy CREs from nearby sources is feasible and gives similar results to those obtained with the standard method based on the resolution of the transport equation for example [1]. This method can be helpful for the problem of deciding between the two scenarios of the origin of CREs, namely astrophysical sources or dark matter origin.

## References

- [1] T. Kobayashi, et al., *Astrophys. J.* 601 (2004) 340.
- [2] O. Adriani, et al., *Nature* 458 (2009) 607.
- [3] M. Ackermann, et al., *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 011103.
- [4] M. Aguilar, et al., *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 141102.
- [5] (<http://galprop.stanford.edu/webrun>).
- [6] M. Mandelartz, J. Becker Tjus, 2013, [arXiv:1301.2437](https://arxiv.org/abs/1301.2437).
- [7] T. Delahaye, et al., *Astron. Astrophys.* 524 (2010) A51.
- [8] A.A. Abdo, et al., *Astrophys. J.* 187 (2010) 460.
- [9] D. Maurin et al., 2013, [arXiv:1302.5525](https://arxiv.org/abs/1302.5525).
- [10] V. Tatischeff, *Astron. Astrophys.* 499 (2009) 191.
- [11] M.K. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge, 2011.
- [12] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge, 1990.
- [13] I. Moskalenko, A. Strong, *Astrophys. J.* 493 (1998) 694.
- [14] V.S. Berezinskii, et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-Holland, 1990.

**Was edited by:**

Etienne Augé (IN2P3, Paris)  
 Jacques Dumarchez (LPNHE, Paris)  
 Jean Trần Thanh Vân (Vietnam)

**Sponsored by :**

CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique)  
 IN2P3 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules)  
 NSF (National Science Foundation)  
 FNRS (Fond National de la Recherche Scientifique)  
 BSP (Belgian Science Policy)

**With the active collaboration of:**

J.-L. Atteia (Toulouse)  
 F. Cavalier (Orsay)  
 A. de Angelis (Udine)  
 F. Feinstein (Montpellier)  
 Y. Giraud-Héraud (Paris)  
 Ch. Magneville (Saclay)  
 G. Sigl (Hamburg)

© Published by ARISF, Paris, France (2013)  
 ISBN: 978-2-9546400-2-0

R. SEDRATI and R. ATTALLAH

*Department of Physics, Faculty of Science, University Badji Mokhtar,  
 B. P. 12, 23000 Annaba, Algeria*



The Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics (PAMELA) has now provided a very accurate measurement of the spectrum of cosmic-ray electrons and positrons. These results are consistent with a single power-law, but visually they suggest an excess emission from about 100 GeV to 1 TeV, which leads to the emergence of a debate about the existence and the source of this excess: Could come from nearby pulsars or dark-matter annihilation? We do not know, each one has its reasons. In this work we will try to study this controversy by clarifying this spectrum using the GALPROP code.

## 1 Introduction

Knowledge of the primary cosmic ray electron spectrum near the earth  $\leq 1$ kpc allows us to understand several astrophysical problems. In fact, the first hint for the existence of this type of rays in our Galaxy (*MilkyWay*) came from the interpretation in 1950 of the non-thermal radio noise<sup>1</sup>. The first direct observation of primary cosmic ray electrons was made in 1960<sup>2,3</sup>, in the energy ranges of 100 MeV to several TeV. Since then, the electron spectrum has been extensively investigated.

Before 2008, the high-energy electron spectrum  $E_e \geq 10$  GeV was measured by balloon borne experiments<sup>4</sup> and by a single space mission AMS-01<sup>5</sup>. To date, we have at hand data from new instruments, such as Pamela<sup>6</sup>, Fermi<sup>7</sup>, H.E.S.S.<sup>8</sup>, and ATIC<sup>9</sup>. These measurements represent a unique probe for studying the origin and diffusive propagation of high energy cosmic-ray electrons in the interstellar medium within the GeVTeV energy range, as well as for constrain current models of the observed Galactic diffuse gamma-ray emission<sup>10</sup> such as the cosmic ray propagation package GALPROP<sup>11</sup>.

In this work, we explore the possibility of interpreting the aforementioned data sets concerning the electrons spectrum by a model with reacceleration for the production and propagation of positrons and electrons in the Galaxy. In this framework, we start with obtaining a set of propagation parameters which reproduce the cosmic-ray B/C ratio, then we perform the calculation of the spectra of positrons and electrons using the GALPROP code. we compare

with recent observations reported by ATIC, Fermi, HESS, and other experiments.

## 2 Results and discussion

In this study, we have chosen the diffusion reacceleration model, which has been used in a number of studies utilizing the GALPROP code. This model is two dimensional (2D) with cylindrical symmetry in the Galaxy, and the basic coordinates are  $(R, z, p)$  where  $R$  is Galactocentric radius,  $z$  the distance from the Galactic plane and  $p$  the total particle momentum. The propagation region is bounded by  $R_h = 30$  kpc and vertical boundaries (halo size)  $Z = z_h$ . The spatial diffusion coefficient is given by <sup>12</sup>:

$$D_{xx} = \beta D_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\delta \quad (1)$$

Where  $D_0 = 5.5 \times 10^{28} \text{sm}^2 \text{s}^{-1}$  is a free normalization at the fixed rigidity,  $\rho_0 = 4 \text{GV}$ . The power-law index is  $\delta = 1/3$  for Kolmogorov diffusion. The main free parameter in this relation is the Alfvén speed  $v_0 = 30 \text{km/s}$ . The injection spectrum of nucleons is assumed to be a power law in momentum,  $q(p) \propto p^{\gamma_0}$  the value of  $\gamma = 2.4$  can vary with species.

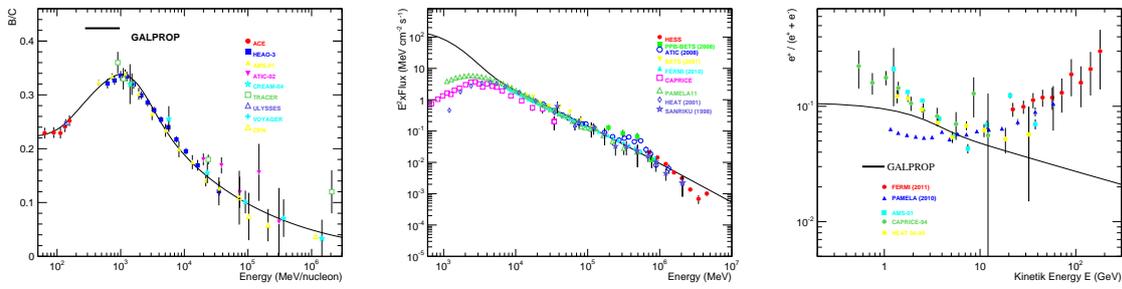


Figure 1: The *left panel* show B/C ratio which is computed by our model given above and compared with experimental data. The electron ( $e^+ + e^-$ ) spectrum is shown for the same model in *center panel* and the corresponding positron fraction ( $e^+ / (e^+ + e^-)$ ) curve computed under the same conditions is shown in the *Right panel* and compared with experimental data.

## Acknowledgments

I acknowledge for financial support by the grant ARISF from organization of the Rencontres de Moriond session on Very High Energy Phenomena in the Universe. Here extend my sincere thanks to each of Mr. Jacques Dumarchez and Ms. Vera de Sá Varanda.

## References

1. K.O Kiepenheuer, Phys. Rev. 79, 738 (1950).
2. P. Meyer and R. Vogt, Phys. Rev. Letters 6, 193 (1961).
3. J. A. Earl, Phys. Rev. Letters 6, 125 (1961).
4. T. Kobayashi et al., Astrophys. J. , 340 (2004).
5. M. Aguilar , et al., Physics Reports ,366, 331 (2002).
6. O. Adriani et al., Phys. Rev. Lett. 106, 201101 (2011).
7. Abdo, A.A., et al. ApJ, 734, 116 (2011).
8. Aharonian, F., et al. arXiv:0905.0105v1, (2009).
9. Chang, J., et al. Nature, 456, 362 (2008).
10. A.W. Strong, I.V. Moskalenko, and O. Reimer, Astrophys. J. , 962 (2004).
11. I. Moskalenko and A. Strong, Adv. Space Res. , 717 (2001); <http://galprop.stanford.edu>.
12. E. S. Seo and V. S. Ptuskin . ApJ,431 : 705-714, 1994 August 20.

# Bibliographie

- [1] V. F. Hess, *Physikalische. Zeitschrift.* **13** (1912) 10841091
- [2] W. Kolhörster, *Physikalische. Zeitschrift.* **14** (1913) 11531156.
- [3] M.K. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge, 2011.
- [4] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer et Praxis Publishing, 2009.
- [5] C.D. Anderson, *Science* **76** (1932) 238239.
- [6] P. Blackett, G. Occhialini, *Proc. Roy. Soc.* **A139** (1933) 699722.
- [7] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* **A117** (1928) 610624.
- [8] C.D. Anderson, S. Neddermeyer, *Phys. Rev.* **50** (1936) 263271.
- [9] H. Yukawa, *Proc. Physical-Mathematical Society of Japan* **17** (1935) 4857.
- [10] T. K. Gaisser, *Proc. Workshop on Energy Budget in the High Energy Universe*, University of Tokyo, Kashiwa, 2006.
- [11] O. Deligny, *Thèse de doctorat Université, Paris VI - Pierre et Marie Curie*, 2003.
- [12] N. Lund, *Proc. Cosmic Radiation in Contemporary Astrophysics*, Erice (1984) p 1-26.
- [13] P. J. Boyel, et al., *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida) vol 2* (2007) p 87.
- [14] S. Eidelman, et al., *Phys. Lett.* **B1** (2004) 592.
- [15] Kotera K, *Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie*, 2009.
- [16] A. M. Hillas, *Annual. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 425.
- [17] L. Peter, et al., *Astrophys. J.* **604** (2004) L29L32.
- [18] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** (1949) 11691174.
- [19] T. K Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990.
- [20] G. F. Drimsky, *Dokl. Akad. Nauk. SSR* **234** (1977) 1306.
- [21] M. A. DuVernois, et al., *Astrophys. J.* 559 (2001) 296303.
- [22] T. A. Weaver, *Phys. Rev. A.* **13** (1976) 1563.
- [23] H. A. Enge, *Introduction to Nuclear Physics*, London / Addison-Wesley, 1966.
- [24] H. Bethe, W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. A.* **146** (1934) 83112.
- [25] T. Delahaye, *Thèse de doctorat, Université De Savoie*, 2009.

- [26] F. G. Schröder, *Instruments and Methods for the Radio Detection of High Energy Cosmic Rays*, Springer, 2012.
- [27] C. L. Critchfield, et al., Phys.Rev. **79** (1950) 402403.
- [28] J.A. Earl, Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 125128.
- [29] P. Meyer, R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 191196.
- [30] R. R. Daniel, S.A. Stephen, Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 769772.
- [31] J. Nishimura, et al., Proc. 11th Int. Cosmic Ray Conf. (Budapest) vol 1(1969) p 239.
- [32] K. C. Anand, et al., Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 764768.
- [33] G. Hartmann, et al., Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 13681372.
- [34] K. K. Tang, Astrophys. J. **278** (1984) 881892.
- [35] K. C. Anand ,et al., Astrophys. Space. Sci. **36** (1975) 169175.
- [36] J. Nishimura, et al., Astrophys. J. **238** (1980) 394409.
- [37] C. Grimani, et al., Astron. Astrophys. **392** (2002) 287294.
- [38] M. Boezio, et al., Astrophys. J. **532** (2000) 653669.
- [39] M. Aguilar, et al., Phys. Lett. B. **646** (2007) 145154.
- [40] T. Kobayashi, et al., Uchuken Houkoku SP. **44** (2002) 99125 (in Japanese).
- [41] S. Torii, et al., Astrophys. J. **559** (2001) 973984.
- [42] J. Chang, et al., Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune) vol 3(2005) p 1.
- [43] S. Torii, et al., Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) **166** (2007). 4349.
- [44] T. Delahaye, et al., Astron. Astrophys. **524** (2010) A51.
- [45] J.A. Earl, Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 125.
- [46] P. Meyer, R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 193.
- [47] L. Woltjer, *Star Formation and Magnetic Fields, in The Distribution and Motion of Interstellar Matter in Galaxies*, ed. (W. A. Benjamin, Inc. :New-York) (1962)
- [48] F.C. Jones, Phys. Rev. **137** (1965)1306.
- [49] G.R Blumenthal, R.J. Gould, Rev. Mod. Phys. **42** (1970) 237.
- [50] J. Silk, M. Srednicki, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 624 .
- [51] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, *the origine of Cosmic Rays*, New York : Macmillan,(Oxford Pergamon Press) 1964.
- [52] D. Breitschwerdt, et al., Astron. Astrophys. **361** (2000) 303320.
- [53] M. A. Gordon, W. B. Burton, Astrophys. J. **208** (1976) 346.
- [54] G. Gloeckler, J. R. Jokipii. Proc. 11th Int. Cosmic Ray Conf. (Budapest) vol 1 (1969) p541

- [55] R. A. Mewaldt et al., Proc. 11th Int. Cosmic Ray Conf. (Budapest) vol 1((1969) p433.
- [56] E. N. Parker, Space. Sci. Rev. **9** (1969) 651
- [57] V.S. Berenzinskii et al., *Astrophysics of cosmic rays* (Amsterdam : North-Holland, edited by Ginzburg V L) 1990.
- [58] W. R. Webber et al., Astrophys. J. **390** (1992) 96.
- [59] D. Maurin et al., Astrophys. J. **555** (2001) 585.
- [60] A. W. Strong et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57** (2007) 285.
- [61] V. L. Ginzburg,S. I. Syrovatskii, *The origin of cosmic rays*, (ed. Ginzburg, V. L. Syrovatskii, S. I), 1969.
- [62] R. Balian, *Du Microscopique au Macroscopique*, (ed. Ellipses), 1983
- [63] S. Chandrasekhar, Rev. Mod. Phys. **15** (1943) 1.
- [64] R. Schlickeiser, I.Lerche, Astron. Astrophys. **151** ( 1985) 408420.
- [65] D. Maurin,Thèse de doctorat de l'Université de Savoie, 2001.
- [66] P. Ferrando et al., Astron. Astrophys. **193** (1988) 69.
- [67] J.J.Engelmann et al., Astron. Astrophys. **233** (1990) 96.
- [68] A. Lukasiak et al., Astrophys. J. **426** (1994) 366.
- [69] W. R. Weber et al., Astrophys. J. **441** (1996) 435.
- [70] V. L. Ginzburg et al., Astrophysics and Space Science **68** (1980) 295.
- [71] A. Putze, thèse de doctorat Université Joseph Fourier, 2009.
- [72] R.C. Reedy et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 505.
- [73] V. S. Ptuskin, A. Soutoul, Proc. 24th Int Cosmic Ray Conf. (Rome) vol 3 (1995) p132.
- [74] J. Nishimura et al., Proc. 24th Intl Cosmic Ray Conf. (Rome) vol 3 (1995) p29.
- [75] A.J. Owens, J. R Jokipii, Astrophys. J. **215** (1977) 677685
- [76] R. Cowsik, T. K. Gaisser, Proc. 17th Intl. Cosmic Ray Conf. (Paris) vol 2(1981) P218.
- [77] I. L. Rasmussen, B. Peters, Nature. **258** (1975) 412.
- [78] R. J. Protheroe, Astrophys. J. **251** (1981) 387.
- [79] M. Garcia-Munoz et al., Astrophys. J. Suppl. **64** (1987) 269.
- [80] J. Crank et al., Math. Proc. Cambridge Philosophical Society, **43** (1947) 50.
- [81] A.W. Strong, I.V. Moskalenko, Astrophys.J. **509** (1998) 212228.
- [82] A. E. Vladimirov et al., Computer Phys. Comm.**182** (2011) 1156.

- [83] I. V. Moskalenko et al., *Astron. Astrophys* **338** (1998) L75.
- [84] W. H. Press et al., *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (Cambridge : University Press, c1992, 2nd ed.)1992.
- [85] D. R. Lorimer, *Proc. COSPAR* **35** (2004) 1321.
- [86] D. Maurin et al., arXiv :1302.5525 2013 <<http://lpsc.in2p3.fr/cosmic-rays-db/>>.
- [87] T. Kobayashi et al., *Astrophys. J.* **601** (2004) 340.
- [88] Satyendra Thoudam et Jörg R. Hörandel., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** (2011) 14321438
- [89] J. Chang et al., (ATIC collaboration) ,*Proc.29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India)* vol 3 (2005) p 1.
- [90] J. Alcaraz et al., (AMS-01 collaboration), *Phys. Lett. B* **484** (2000) 10.
- [91] M. A. DuVernois et al., (HEAT collaboration), *Astrophys. J* **559** (2001) 296.
- [92] A. D. Panov.,*J. Phys. : Conf. Ser.* **409** (2013) 012004
- [93] K. Yoshida et al., (PPB-BETS collaboration) *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Yucatán, Mexico)* vol 2(2008)p59.
- [94] J. Chang et al., (ATIC collaboration), *Nature.* **456** (2008) 362.
- [95] A. A. Abdo et al., (Fermi LAT Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 181101.
- [96] M. Ackermann et al., (Fermi LAT Collaboration), *Phys. Rev. D* **82** (2010) 092004.
- [97] F. Aharonian et al., (HESS collaboration), *Astron. Astrophys.* **508** (2009) 561.
- [98] S. V. Borisov et al., (PAMELA collaboration), *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **37** (2010) 184.
- [99] O. Adriani et al., (PAMELA collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 201101.
- [100] T. Kobayashi, *Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf. (Beijing, China)* vol 6 (2011) p 60.
- [101] B. D. Tridon et al.,(MAGIC Collaboration), *Proc.32nd Int. Cosmic Ray Conf. (Beijing)*(2011),
- [102] A. D. Panov et al., (ATIC collaboration), *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7** (2011) 119.
- [103] O. Adriani et al., (PAMELA collaboration), *Nature.* **458** (2009) 607.
- [104] M. Ackermann et al., (Fermi/LAT collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 011103.
- [105] M. Aguilar et al *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 141102.
- [106] O. Adriani, et al., (PAMELA collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 081102.
- [107] O. Adriani, et al., (PAMELA collaboration), *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 201101.
- [108] A. M. Atoyan et al., *Phys. Rev. D.* **52** (1995) 32653275.

- [109] C. S. Shen., *Astrophys. J.* **162** (1970) L181.
- [110] I. Gebauer, Thèse de doctorat, KIT (PPN31866948X and Südwestdeutscher Verlag für Hochschulschriften, ISBN10 : 3838115295) 2010.
- [111] I. Moskalenko, A. Strong, *Astrophys. J.* **493** (1998) 262.
- [112] D. Müller., *Adv. Space Res.* **27** (2001) 659.
- [113] I. V. Moskalenko et al., *Astrophys. J.* **565** (2002) 280.
- [114] A. W. Strong et al., *Astrophys. J.* **613** (2004) 962.
- [115] V. S. Ptuskin et al., *Astrophys. J.* **642** (2006) 902.
- [116] A. Kolmogorov., *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, **30** (1941) 301.
- [117] V. S. Ptuskin et al., *Astrophys. J.* **642** (2006) 902.
- [118] D. Maurin et al., *Astron. Astrophys.* **516** (2010) A67.
- [119] W. R. Binns et al., (HEAO-3 Collaboration), *Astrophys. J.* **346** (1989) 997.
- [120] A. D. Panov et al., *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf (Merida) Vol 2* (2008) p3.
- [121] H. S. Ahn et al., (CREAM collaboration), *Astropart. Phys* **30** (2008) 133.
- [122] A.M. Lukasiak et al., *Proc. 26th Cosmic Ray Conf (Salt Lake City) Vol 3* (1999 ) p41.
- [123] M. A. Duvernois, *Astron. Astrophys.* **316** (1996 )555.
- [124] G. A. de Nolfo et al., *Adv. Space. Res.* **38** (2006 )1558.
- [125] M. Aguilar et al., [AMS-01 Collaboration], *Astrophys.J.* **724** (2010) 329340.
- [126] L. J. Gleeson, W.I. Axford, *Astrophys.J.* **154** (1968) 1011.
- [127] G. Di Bernardo et al., *Astropart. Phys.* **34** (2010 ) 274.
- [128] A. W. Strong et al., *Astrophys.J.* **613** (2004) 962.
- [129] T. Kobayshi et al., *Adv. Space. Res.* **27** (2001) 653.
- [130] P. Blasi, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 051104.
- [131] J. Nishimura et al., *Proc.25th Intern. Cosmic Ray Conf. vol 4* (1997)p 233.
- [132] S. I. Syrovatskii, *Soviet Astronomy* **3** (1959) 22.
- [133] F. A. Aharonian, *Astron.Astrophys.* **294** (1995)L41.
- [134] V. Tatischeff, *Astron. Astrophys.* **499** (2009) 191.
- [135] F. Aharonian et al.,(HESS collaboration) *Astron. Astrophys.* **448** (2006) L4.
- [136] M. Mandelartz, J. Becker Tjus, arXiv :1301.2437.2013
- [137] F. Zwicky, *Helvetica Physica Acta*, **6** (1933) 110127.
- [138] V. C. Rubin, W. K. J. Ford, *Astrophys.J.* **159** (1970) 379404.
- [139] G. R. Blumenthal et al., *Nature*, **311** (1984) 517525.

- [140] D. Clowe et al., *Astrophys. J. Letters*,. **648** (2006) L109L113.
- [141] A. J.Tylka., *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 840.
- [142] E. A. Baltz, J. Edsjö *Phys. Rev.* **D59** (1999) 023511.
- [143] J. Chang et al., (ATIC collaboration) *Nature* **456** (2008) 362.
- [144] X.J. Bi et al. *Phys. Lett. B* **678** (2009) 168173.