



HAL
open science

**Sources énergétiques, champs magnétiques
extra-galactiques, astroparticules : énigmes
astrophysiques vues par les rayons cosmiques de
ultra-haute énergie**

Kumiko Kotera

► **To cite this version:**

Kumiko Kotera. Sources énergétiques, champs magnétiques extra-galactiques, astroparticules : énigmes astrophysiques vues par les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. Français. NNT: . tel-00442971

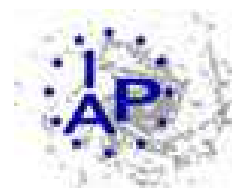
HAL Id: tel-00442971

<https://theses.hal.science/tel-00442971v1>

Submitted on 26 Dec 2009

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

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



THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
Spécialité Astronomie et Astrophysique

présentée par

Kumiko KOTERA

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

**Sources énergétiques, champs magnétiques
extra-galactiques, astroparticules :**
énigmes astrophysiques vues par
les rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Thèse soutenue le 8 septembre 2009 devant le jury composé de :

Pierre BILLOIR	Président du jury
Martin LEMOINE	Directeur de thèse
Angela OLINTO	Rapportrice
Guy PELLETIER	Rapporteur
Susumu INOUE	Examinateur
Robert MOCHKOVITCH	Examinateur
Denis ALLARD	Invité

*à A., M., E. et N.
je crois en ces dieux-là.*

Remerciements

Il me disait : « C'est *ta* thèse. Tu fais ce que tu veux. » Mais c'était comme on place les bons livres à la hauteur des enfants et les mauvais en haut de l'étagère, il me guidait de ce doigt presque invisible que je ne voyais qu'une fois la tâche accomplie, les papiers lus, l'indépendance ébauchée. Je le regardais réagir, peser la Science et ses propos, mesurer mes perspectives, celles d'un projet, du domaine, et puis de temps en temps il me parlait de baleines et de ses enfants. C'était autant d'humanité, de justesse, d'intelligence, de modestie, de gentillesse et d'humour, une richesse infinie qui forgeait et accompagnait ma thèse. Merci, merci et merci encore, Martin.

Vers le milieu de ma thèse, j'ai eu la chance de commencer à travailler avec Denis, seigneur des noyaux. Ensemble, on a inventé les neneuts et les filounets, échangé des milliers de mails triomphaux, dégusté des tartes au citron. Pour tous ces moments, pour avoir toujours été là quand j'en avais besoin, merci Denis.

Je remercie bien entendu tous les membres de mon jury de s'être donné la peine de lire mon manuscrit, et, pour certains, de s'être déplacé depuis un côté ou l'autre de la Terre afin d'être présent à ma soutenance. Merci à Pierre Billoir d'avoir accepté de présider mon jury, ainsi que pour cette journée délectable au LPNHE. Merci à Guy Pelletier pour sa lecture détaillée de ma thèse et pour sa gentillesse à chacune de nos rencontres. J'ai eu énormément de plaisir à discuter de rayons cosmiques, du Japon et de la vie en général avec Susumu Inoue ; je le remercie d'avoir fait le voyage pour faire partie de mon jury et j'espère pouvoir beaucoup collaborer avec lui dans le futur. Merci à Robert Mochkovitch pour son enthousiasme, son intérêt pour mon travail et ses réponses toujours percutantes à mes nombreuses questions sur les sursauts gamma. Enfin je voudrais remercier du fond du coeur Angela Olinto d'être une personne aussi formidable – et bien sûr aussi d'avoir lu attentivement ma thèse et de s'être déplacée jusqu'à Paris pour ma thèse. Travailler à Chicago à ses côtés va être absolument fantastique.

Au cours de ma deuxième année de thèse, j'ai décroché une bourse JSPS pour aller travailler un mois à l'Université de Kyoto. Je remercie vivement Shigehiro Nagasaki pour son soutien dans cette démarche, ainsi bien sûr que pour son accueil et les discussions que nous avons pu avoir. Je remercie aussi très sincèrement Kohta Murase et Junichi Aoi pour leur apport scientifique et leur amitié délicieuse. Je remercie aussi les autres étudiants, post-doctorants et le personnel administratif de l'Université de Kyoto de m'avoir fait découvrir la vie de thésard au Japon, dans la joie et la bonne humeur.

Parmi les autres personnes avec qui j'ai eu le plaisir de travailler au cours de ces trois années, je voudrais remercier tout particulièrement Christophe Pichon, Tanguy Pierog, Simon Prunet, Stéphane Colombi, Thierry Sousbie, Eric Hivon et Hervé Dole. Leur aide m'a été précieuse et

j'ai été touchée par leur disponibilité et leur écoute.

Un grand merci à ces chercheurs que j'ai croisé en conférence, en séminaire, en workshop, qui m'ont fortement marquée le temps de ce croisement, qui ont pris la peine de discuter, débattre de science – et autre – avec moi, qui m'ont aidée à chaque fois à me sentir scientifiquement *plus grande* : Jörg Rachen, Klaus Dolag, Masahiro Teshima, Kunihito Ioka, John Beacom, Francesco Miniati, Avishai Dekel, Alexandre Marcowith, David Smith et je suis sûre que malheureusement, j'en oublie quelques autres. Toutes mes excuses à ceux-là.

Je peux dire sans mentir que jusqu'à présent, j'ai passé mes années les plus savoureuses à l'IAP. Je remercie chaleureusement Laurent Vigroux d'entretenir cette ambiance au sein du laboratoire, ainsi que pour son soutien tout au long de ma thèse. Je remercie l'ensemble des membres du personnel informatique, technique et administratif de l'IAP, sans qui tout ceci n'aurait pas été possible. Merci également à Valérie de Lapparent pour sa compréhension au cours de mes multiples changements de bureau.

J'ai été aussi très heureuse dans le Greco (groupe auquel j'appartenais), menée de main de maître par Gianfranco Bertone. Merci à lui et à tous les autres membres du groupe pour les cafés Greco, séminaires et autres activités auxquelles j'ai eu beaucoup de plaisir à prendre part. J'ai également passé des moments très instructifs et sympathiques aux "GRB discussions" organisés par les gens du troisième étage. Je les remercie beaucoup de m'avoir incluse dans leurs activités.

J'ai puisé pas mal de mouchoirs dans la boîte de mon parrain de thèse Frédéric Daigne... Je le remercie beaucoup pour – ses mouchoirs donc, mais surtout pour ses sages conseils et son écoute apaisante, ainsi que pour toutes les discussions que nous avons eues sur les sursauts gamma.

Pour travailler avec Denis, j'ai passé beaucoup de temps à l'APC en troisième année. J'y ai été accueillie comme si j'étais de la famille. Je remercie donc l'ensemble du groupe Astroparticules de l'APC, notamment Etienne Parizot, Cyril Lachaud et Véronique Van Elewyck.

Voici maintenant une liste non exhaustive de mes amis thésards, post-docs et jeunes chercheurs, de l'IAP, de l'APC et d'ailleurs. Je voudrais les remercier bien fort d'avoir été ces perles qui font que l'existence devient exquise et pour certains, de m'avoir apporté un énorme coup de main scientifique : Benjamin, Bruny, Camilla, Elisabetta, Eric A., Fabio, Guilhem, Guillaume, Gwenaël, Julius, Lidia, Marianne, Martin K., Nikos, Noémie, Resmi, Sihem, Susanna, Yohan, Yuko, Zeljka...

Hakim et Jean, c'était génial de passer ces trois années avec vous deux, à faire et à refaire le monde, la Science, les cons, à faire des batailles de cartons dans les couloirs et à pleurer dans vos bras, à se raconter nos vies, nos non-vies, nos envies, bref, vous allez me manquer.

Je voudrais remercier aussi ceux qui étaient là au commencement et qui ont éclairé mes tâtonnements vers l'astrophysique : Jérôme Perez bien sûr, mais aussi Hugues Mathis, Scott Kay, Gary Mamon et le grand Patrick Boissé.

Encore plus au commencement, lorsque la Terre s'arrondissait et que des étoiles s'allumaient dans les jumelles, étaient mes parents et ma soeur – merci à vous.

Entre les infinis, l'Univers, par monts et par vaux cachanais, orséens, parisiens, de tous les bouts de la France, d'Europe, d'Amérique et d'Asie, quel que soit le modèle, que les poules soient sphériques et les fennecs dans le vide, merci Aurélien.

Table des matières

Introduction – Sources énergétiques, champs magnétiques extra-galactiques, astroparticules : le triptyque énigmatique	11
1 Les rayons cosmiques de très haute énergie : la clé du triptyque	13
1.1 Quelles observables et quels instruments?	14
1.2 Éléments d'accélération : comment générer une loi de puissance et atteindre de hautes énergies?	17
1.3 Que comprendre du genou?	21
1.4 Les sources possibles au-delà du genou	24
1.5 La jonction entre les composantes Galactiques et extra-galactiques	27
1.6 La coupure GZK : coupure ou pas?	29
1.7 Les directions d'arrivée au-delà de la coupure GZK	31
1.8 La composition chimique à ultra-haute énergie	33
1.9 La propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie	35
2 La production des autres astroparticules lors de la propagation	37
2.1 Production par interactions sur les fonds de photons	39
2.1.1 Les fonds de photons	40
2.1.2 Caractéristiques des interactions photo-hadroniques	41
2.1.3 Produits secondaires de la photo-production de pions	44
2.1.4 Production de particules secondaires par les noyaux	45
2.2 Production par interactions sur les fonds de baryons	48
2.3 Cascades électromagnétiques	51
2.3.1 Flux de γ et de e^\pm directement produits par les rayons cosmiques	51
2.3.2 Interactions pertinentes des γ et e^\pm sur les fonds de rayonnement	52
2.4 Traitement numérique	54
2.5 Estimations de flux de neutrinos et photons secondaires	55
2.6 Conséquences pour les rayons cosmiques de ultra-haute énergie	58
3 Le champ magnétique extra-galactique et la propagation des rayons cosmiques	65
3.1 Méthodes de mesure	67
3.2 Quelques mots sur le champ magnétique Galactique	69
3.3 Les champs magnétiques extra-galactiques : mesures observationnelles	71
3.4 Théories	73
3.4.1 Magnéto-génèse dans l'Univers primordial	73

3.4.2	Enrichissement par les sources astrophysiques	74
3.4.3	Mécanismes d'amplification à grandes échelles	76
3.5	Etat de l'art des simulations numériques	80
3.5.1	Caractéristiques principales des différentes simulations	80
3.5.2	Distribution du champ magnétique	83
3.5.3	Conséquences sur la propagation des rayons cosmiques	85
3.6	Une modélisation semi-analytique du champ magnétique structuré et de la propagation	86
3.6.1	Un modèle de champ magnétique cellulaire amélioré	86
3.6.2	Une méthode de propagation cellulaire	90
3.7	Une modélisation analytique du champ magnétique structuré	92
4	L'effet d'horizon magnétique revisité pour un champ magnétique inhomogène	99
4.1	Mise en évidence de l'effet d'horizon magnétique pour un champ inhomogène . .	101
4.2	Comparaison aux données	104
4.3	Discussions	111
4.4	Conclusion	112
5	Transport stochastique des rayons cosmiques dans les champs magnétiques extra-galactiques	113
5.1	Profondeur optique pour la diffusion des rayons cosmiques	114
5.1.1	Distribution homogène des centres diffuseurs	114
5.1.2	Prise en compte d'effets d'inhomogénéités des grandes structures	119
5.2	Conséquences sur le transport des rayons cosmiques	123
5.2.1	Spectre propagé	124
5.2.2	Déflexion angulaire et temps de retard	125
5.2.3	Images angulaires	128
5.2.4	Etudes d'effets d'anisotropies dans le ciel	132
5.2.5	Signatures de sources sursautantes	137
5.3	Interprétation des premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger	139
6	Propagation de noyaux dans les amas de galaxies	145
6.1	Modélisation d'un amas de galaxies dans le cadre de la propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie	147
6.1.1	Le champ magnétique	147
6.1.2	Les sources possibles	150
6.1.3	Les fonds de photons et de baryons	151
6.2	Propagation de protons et de noyaux : techniques numériques	152
6.3	Résultats et discussions	154
6.3.1	Spectre des rayons cosmiques	154
6.3.2	Neutrinos secondaires	159
6.3.3	Rayons gamma secondaires	165

7 Émission au GeV de sources situées dans des environnements magnétisés inhomogènes	171
7.1 Effets d'un environnement magnétisé inhomogène	173
7.2 Effets de la composition chimique injectée et de l'indice spectral	178
7.3 Détectabilité et discussion sur les paramètres des sources	181
Conclusion	185
A Outils pour la propagation dans les champs magnétiques	187
A.1 Outils analytiques pour le transport dans un champ magnétique de puissance homogène	187
A.1.1 La turbulence magnétique	188
A.1.2 Diffusion des rayons cosmiques dans un champ magnétique turbulent . . .	189
A.1.3 Une application simple : calcul du temps de confinement	191
A.1.4 Calcul du spectre propagé dans les différents régimes de transport	191
A.2 Modélisation analytique des interactions avec les centres diffuseurs	193
A.3 Détails techniques pour la méthode de propagation cellulaire	198

Introduction

Sources énergétiques, champs magnétiques extra-galactiques, astroparticules : le triptyque énigmatique

L'Univers reste encore très mystérieux. Il paraît que nous baignons dans des champs magnétiques à différentes échelles, mais nous n'en avons détecté qu'une infime partie, et nous ne connaissons pas leur origine, leur évolution, ni leur configuration et intensité actuelles. Nous observons des objets extrêmement énergétiques qui émettent des rayonnements non thermiques dans différentes longueurs d'onde. Certains sont des explosions, d'autres des jets continus, des amas de galaxies qui entrent en collision, de l'accrétion sur les régions denses de grandes structures, certains sont très proches de nous, et d'autres à des distances cosmologiques... Leurs mécanismes d'émission et d'évolution semble impliquer de la physique complexe dont les tenants et aboutissants ne sont pas encore élucidés aujourd'hui. Et puis l'Univers est aussi empli de ces messagers de très haute énergie que l'on nomme "astroparticules" et que l'on détecte – ou espère détecter – sur Terre avec des instruments vertigineux : des rayons cosmiques, des neutrinos et des photons non thermiques. Les informations que nous possédons sur ces particules sont aussi relativement limitées. Leur provenance, leur mécanismes de transport, d'accélération, d'émission, ce qu'elles endurent entre leur naissance et leur arrivée sur notre planète, sont des éléments encore bien impénétrables.

Les champs magnétiques extra-galactiques, les sources énergétiques et les astroparticules constituent chacun des domaines de recherche à part entière, mais on peut aussi considérer qu'ils forment un triptyque indissociable. Les liens entre ces sujets sont peut-être même la clé de la compréhension de chacun. Cette thèse se situe à l'interface de ces trois domaines, car nos objectifs sont les suivants :

1. de sonder les champs magnétiques extra-galactiques avec les astroparticules et de sonder les astroparticules grâce au champ magnétique,
2. tout en examinant l'influence des sources énergétiques sur le champ magnétique extra-galactique,
3. et de chercher à identifier les sources des astroparticules.

Produits par les uns, se propageant dans les autres et eux-mêmes sources des autres astroparticules, on peut dire que les rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont un élément essentiel dans la compréhension de ce triptyque. Leurs particularités seront décrites dans le chapitre 1. Ces particules étant probablement produites dans des sources énergétiques, elles peuvent arborer les stigmates des caractéristiques physiques de ces sources. Elles participent également à

la production de particules secondaires (neutrinos et photons non thermiques) dans leur site d'accélération, ce qui permet encore d'élucider la physique de la source. Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie produisent aussi ces mêmes messagers secondaires au cours de leur propagation dans le milieu intergalactique, ce qui nous permet cette fois de sonder l'environnement qu'ils traversent au cours de leur périple vers la Terre. Pour ceci, on pourra détecter le flux de ces autres astroparticules, ou lire la signature de leur production sur les observables des rayons cosmiques eux-même (ce sera l'objet du chapitre 2).

Enfin ces particules chargées de ultra-haute énergie se propagent dans des champs magnétiques extra-galactiques et sont donc potentiellement défléchis. Ceci devrait encore conduire à des signatures spécifiques sur les observables des rayons cosmiques et des autres messagers. Les champs magnétiques extra-galactiques sont tellement peu connus et compris, comme nous le verrons dans le chapitre 3, qu'il est même difficile d'élaborer une modélisation adéquate de leur distribution et de leur influence sur les rayons cosmiques. Leur connaissance est cependant fondamentale pour savoir s'il sera un jour possible de remonter aux sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, et de faire de l'"astronomie de rayons cosmiques".

Dans les chapitres suivants, nous appliquons nos connaissances sur la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie – notamment les mécanismes de production des particules secondaires et des champs magnétiques extra-galactiques – pour essayer de mieux cerner les éléments de notre triptyque énigmatique. Le chapitre 4 traitera de la possibilité de contraindre certains paramètres du champ magnétique extra-galactique à l'aide de l'effet d'horizon magnétique. Dans le chapitre 5, nous développerons un modèle de propagation stochastique des particules dans l'Univers magnétisé et proposerons une interprétation aux premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger. Les chapitres 6 et 7 se concentrent sur la propagation et l'émission de particules secondaires dans l'environnement immédiat de la source. Nous étudions dans le premier la survie des noyaux lourds dans des amas de galaxies, ainsi que leur émission secondaires. Dans le chapitre 7, nous posons des limites supérieures sur le flux de rayons gamma produits par les rayons cosmiques de ultra-haute énergie, pour une source située dans un milieu magnétisé inhomogène quelconque.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques de très haute énergie : la clé du triptyque

1.1	Quelles observables et quels instruments ?	14
1.2	Éléments d'accélération : comment générer une loi de puissance et atteindre de hautes énergies ?	17
1.3	Que comprendre du genou ?	21
1.4	Les sources possibles au-delà du genou	24
1.5	La jonction entre les composantes Galactiques et extra-galactiques	27
1.6	La coupure GZK : coupure ou pas ?	29
1.7	Les directions d'arrivée au-delà de la coupure GZK	31
1.8	La composition chimique à ultra-haute énergie	33
1.9	La propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie	35

L'étude des rayons cosmiques de ultra-haute énergie a longtemps été considérée comme un domaine marginal et exotique de l'astrophysique. Le nombre très restreint de données et la possibilité que les champs magnétiques brouillent entièrement leurs directions d'arrivée ont conduit beaucoup de scientifiques à penser que ce sujet était spéculatif et qu'aucune conclusion intéressante d'un point de vue astrophysique ne pourrait en être tiré. Le vent semble avoir un peu tourné ces derniers temps : on prend conscience de l'importance de ces particules en tant que messagers privilégiés de l'Univers et la communication avec les autres domaines de l'astrophysique s'établit petit à petit. Les énigmes posées par ces particules concernent en effet l'ensemble de l'Univers : aussi bien les champs magnétiques à toutes les échelles, que les objets astrophysiques énergétiques, l'ensemble du rayonnement non thermique, en passant par la détection des neutrinos. Avec l'avènement de grands détecteurs comme l'Observatoire Pierre Auger Sud et les projets à venir comme Auger Nord et JEM-EUSO, l'accumulation de données tend à devenir assez prometteuse pour pouvoir peut-être enfin répondre à certaines des questions que soulèvent les rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

On reçoit environ un kilogramme de rayons cosmiques sur Terre par an. Ce sont des particules énergétiques chargées, composées majoritairement de protons (à 90% environ), mais aussi d'hélium ($\sim 9\%$), de divers autres noyaux lourds en proportions moindres, ainsi que d'électrons et de positrons. Le spectre de ces particules observé sur Terre est représenté dans la figure 1.1.

On peut voir qu'il forme une loi de puissance remarquable qui s'étend sur un dizaine d'ordres de grandeurs en énergie et une trentaine en flux.

Voici l'un des premiers problèmes posés par les rayons cosmiques : pourquoi cette loi de puissance, et pourquoi est-elle si régulière ? Aux énergies extrêmes, on se heurte à encore d'autres questions : par quels mécanismes accélère-t-on des particules à de telles énergies¹ ? Quelles sont les sources qui ont un tel réservoir énergétique ? Pourquoi ne les voit-on pas ? Est-ce qu'au cours de leur propagation, les particules chargées sont fortement défléchies par les champs magnétiques ? À quoi ressemblent ceux-ci ? Doit-on voir des messagers secondaires comme des neutrinos ou des photons de très haute énergie dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques de ultra-haute énergie ?

On peut remarquer que chacune de ces questions peut se replacer dans le triptyque énigmatique que nous avons dépeint dans l'introduction. Les mystères inhérents aux rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont ainsi probablement les clés de la compréhension de celui-ci. Dans ce chapitre, nous allons dresser un tableau de ces particules de ultra-haute énergie. Nous examinerons notamment les grandes lignes de ce qui semble être compris aujourd'hui, ce qui ne l'est pas, des observables dont nous disposons, ce qui est observé, et comment tout cela peut nous aider à éclairer l'ensemble de ces mystères de l'astrophysique.

1.1 Quelles observables et quels instruments ?

Comme indiqué dans la figure 1.1, les méthodes de détection des rayons cosmiques diffèrent selon l'énergie considérée. Aux basses énergies (en dessous de $E \sim 10^{14}$ eV), les flux sont suffisamment importants pour pouvoir les mesurer directement en ballon ou dans l'espace. À plus haute énergie, il n'est plus possible de collecter des données conséquentes avec ces méthodes. On se sert alors de la propriété d'opacité de l'atmosphère comme d'un multiplicateur de particules. Les rayons cosmiques interagissent en effet avec les ions de la haute atmosphère et produisent des cascades de particules secondaires qui atteignent le sol avec une couverture de quelques kilomètres à ultra-haute énergie. Ces gerbes peuvent être observées avec des cuves Čerenkov au sol (voir figure 1.2) ou par leur lumière de fluorescence émise lors de la traversée de l'atmosphère, avec des télescopes de sensibilité adaptée.

La reconstitution des paramètres de la particule primaire (celle qui a produit la gerbe en entrant dans l'atmosphère) est délicate. Elle s'effectue en comparant la forme des gerbes détectées avec celles simulées avec des programmes complexes (AIRES, CORSIKA, CONEX), qui peuvent diverger sur leurs résultats. Les paramètres des gerbes mesurées sont les suivantes : la forme de son développement longitudinal avec les télescopes à fluorescence et son extension latérale (voir figure 1.3), ainsi que sa composition (notamment la fraction de muons) et le profil temporel (pour plus de détails, voir par exemple Billoir 2001). L'étude de l'ensemble de ces quantités permet de donner une estimation statistique de l'énergie, de la direction d'arrivée et de la composition chimique du rayon cosmique primaire. L'accumulation des données permet de tracer **le spectre en énergie**, des cartes de **directions d'arrivée dans le ciel**, et l'évolution de **la composition chimique** en fonction de l'énergie ou de la position dans le ciel.

En 2007, les expériences les plus récentes avaient détecté au total 130 particules au-dessus

1. Pour information, une énergie de 10^{21} eV correspond à peu près à un kilojoule : la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter la température d'un bol de thé de 1°C.

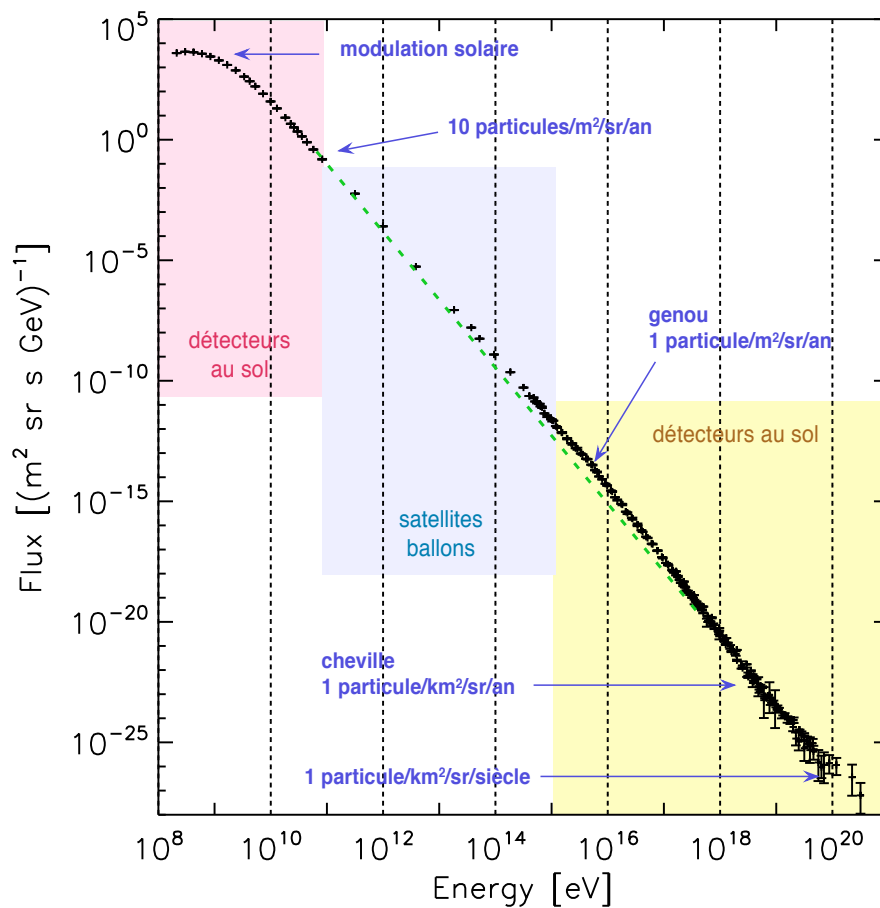


FIGURE 1.1 – Le spectre observé des rayons cosmiques pour les énergies supérieures à 1 GeV. Il s'agit du flux différentiel $dN/(dE dA d\Omega dt)$, où N est le nombre de particules collectées, A et Ω la surface et l'angle solide de détection, et t la durée de la mesure, en fonction de leur énergie. Les tirets verts indiquent une loi de puissance en $E^{-2.7}$. Nous avons utilisé pour cette figure les données de différentes expériences compilées par S. Swordy.



FIGURE 1.2 – Vue d’artiste de l’intérieur d’une cuve Čerenkov de l’Observatoire Pierre Auger. Les scintillateurs ou cuves Čerenkov sont des cuves contenant une quantité importante d’eau pure. Lorsqu’une particule chargée pénètre dans le liquide avec une vitesse supérieure à la celle de la lumière dans le milieu, un rayonnement électromagnétique est émis (effet Čerenkov). Ces photons sont diffusés puis réfléchis sur les parois de la cuve avant d’être collectés par un photomultiplicateur placé au-dessus de l’eau.

de $E = 4 \times 10^{19}$ eV (AGASA : 52 événements, HiRes : 27, et l’Observatoire Pierre Auger Sud : 51). Les statistiques sont donc limitées, d’autant plus que la mise en commun des différents résultats est délicate. En effet, les résultats de ces trois expériences ne concordent pas toujours ni sur la forme du spectre aux énergies extrêmes, ni sur l’anisotropie des directions d’arrivée, et encore moins sur la composition chimique. Il est possible que les techniques de détection utilisées jouent un rôle dans ces divergences : l’expérience AGASA (Hayashida & et al. 1997) est un ensemble de cuves au sol alors que HiRes (Abbasi et al. 2004) utilise la technique de fluorescence. L’Observatoire Pierre Auger combine les deux méthodes de détection (voir figure 1.3) : cuves au sol et imagerie de la gerbe, ce qui pourrait permettre de distinguer les biais propres à chacune (Cronin 1992). D’autre part, la calibration en énergie des instruments est difficile, et les méthodes d’analyse diffèrent selon les équipes, ce qui pourrait induire des écarts sur les mesures. On peut remarquer également que l’Observatoire Pierre Auger est situé dans l’hémisphère Sud et observe donc un ciel différent des deux autres expériences, ce qui peut encore compliquer les comparaisons.

On peut espérer que les futurs détecteurs Auger Nord et JEM-EUSO, qui auront une couverture respectivement sept fois et cent fois supérieure à celle d’Auger Sud, viendront considérablement augmenter les statistiques, et lèveront les désaccords actuels entre les différentes expériences². En attendant, on peut déjà examiner les données disponibles : elles soulèvent plusieurs questions intéressantes et nous fournissent aussi un grand nombre d’informations pour y répondre.

2. Notons que la couverture de JEM-EUSO doit être corrigée de son cycle utile qui est de 15-20%. Les statistiques attendues pour Auger Nord et JEM-EUSO seraient ainsi du même ordre à la fin de leur période opérationnelle.

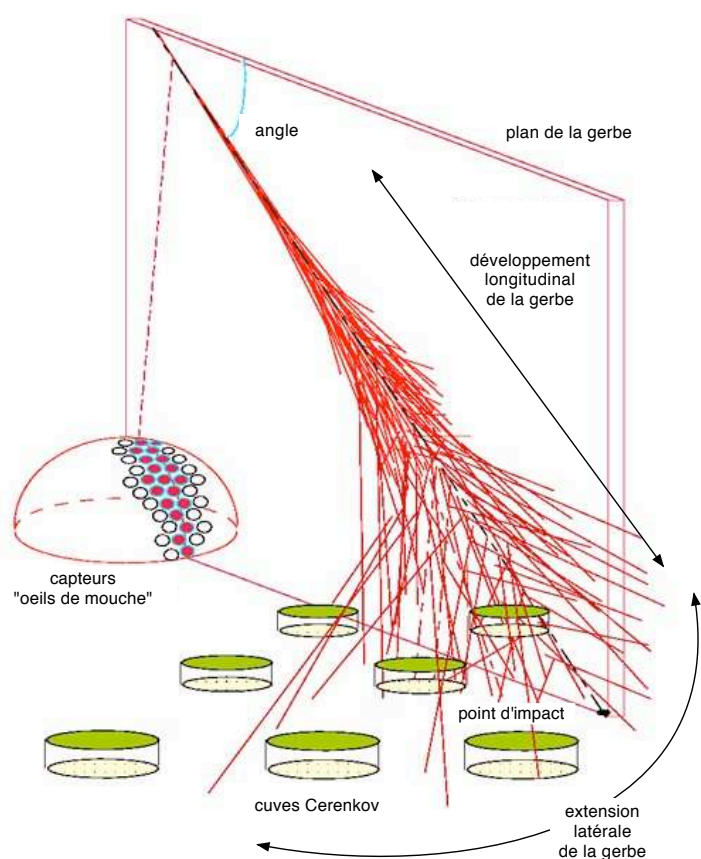


FIGURE 1.3 – Schéma présentant les différents éléments constitutifs de l’Observatoire Pierre Auger. Les gerbes atmosphériques peuvent être détectées par les cuves Čerenkov lorsque les particules atteignent le sol, ou par nuit noire grâce à leur rayonnement de fluorescence par les capteurs “œil de mouche”. (Source : site Observatoire Pierre Auger.)

1.2 Éléments d’accélération : comment générer une loi de puissance et atteindre de hautes énergies ?

L’ensemble des expériences sur les rayons cosmiques mesurent un spectre en loi de puissance très régulière, d’indice spectral -2.7 . À très haute énergie, on peut remarquer la présence de cassures (voir figure 1.5), mais cela apparaît globalement comme des accidents sur un ensemble en loi de puissance. Il est donc important d’identifier les mécanismes qui peuvent accélérer des particules – jusqu’à de très hautes énergies – en leur conférant une distribution en énergie en loi de puissance. Il sera notamment important d’examiner les indices spectraux obtenus par ces processus pour les comparer aux observations.

Les processus dits de Fermi semblent très prometteurs dans notre cadre : ils permettent justement d’atteindre de très hautes énergies tout en produisant naturellement un spectre en loi de puissance³. L’idée du mécanisme est la suivante : une particule subit des collisions successives qui lui permettent de gagner de l’énergie en moyenne (pour l’accélération de Fermi II) ou de manière systématique (pour l’accélération de Fermi I). Entre chaque collision, elle peut quitter

3. On pourra trouver un cours très pédagogique sur ces processus dans Parizot (2003).

le milieu accélérateur, et les particules ainsi échappées s'accumulent et forment un spectre en énergie en loi de puissance.

De façon plus détaillée, dans les mécanismes de Fermi classiques, l'obtention d'un spectre en loi de puissance passe par trois conditions essentielles :

1. avoir un mécanisme d'injection quelconque qui fournit des particules à une énergie initiale E_0 de manière continue,
2. le gain d'énergie moyen par cycle $\kappa \equiv \Delta E/E$ doit être indépendant de E ,
3. la probabilité d'échappement d'une particule du site d'accélération P_{esc} doit aussi être indépendante de E .

On pourra alors écrire le nombre de particules N_n ayant effectué n cycles ainsi que leur énergie moyenne E_n :

$$N_n = (1 - P_{\text{esc}})^n N_0 \quad \text{et} \quad E_n = (1 + \kappa)^n E_0, \quad (1.1)$$

avec N_0 le nombre de particules initial et E_0 leur énergie initiale. En combinant ces deux équations, on obtient :

$$N(E) = N_0 (1 - P_{\text{esc}})^{\frac{\log(E/E_0)}{\log(1+\kappa)}} \quad (1.2)$$

$$= N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\log(1-P_{\text{esc}})}{\log(1+\kappa)}}. \quad (1.3)$$

On voit que si P_{esc} et κ ne dépendent pas de E , la puissance dans cette équation est constante, et on pourra calculer le spectre différentiel des particules accélérées :

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha = 1 - \frac{\log(1 - P_{\text{esc}})}{\log(1 + \kappa)}. \quad (1.4)$$

On obtient bien de cette façon un spectre en loi de puissance. Nous allons voir maintenant dans quels cas les hypothèses ci-dessus s'appliquent, et quel est l'indice spectral généré.

Dans la première version proposée par Fermi en 1949, les rebonds avaient lieu sur des nuages de gaz magnétisés en mouvement, dans lesquels les rayons cosmiques diffusent. Si un nuage se rapproche de la particule, il y aura gain d'énergie, et perte s'il s'éloigne. En moyennant sur tous les angles d'incidence du rayon cosmique, on peut montrer que statistiquement, ce dernier va avoir un gain d'énergie :

$$\kappa \equiv \frac{\Delta E}{E} \propto \beta^2, \quad (1.5)$$

où $\beta \equiv v/c$ avec v la vitesse moyenne des nuages de gaz dans le milieu interstellaire.

L'efficacité de ce mécanisme augmente lorsque la particule interagit avec une onde de choc dans un plasma magnétisé. En diffusant dans le champ magnétique en amont et en aval du choc⁴, la particule gagne de l'énergie (Bell 1978). Ceci est illustré dans la figure 1.4 où une

4. La nomenclature ici n'est pas celle d'une rivière qui descend vers la mer : contrairement à l'intuition, l'amont du choc désigne le milieu non choqué, vers où le choc se dirige dans le référentiel du milieu interstellaire. L'aval du choc désigne le milieu déjà choqué que quitte le choc. Si l'on se place dans le référentiel du choc, la nomenclature peut paraître plus naturelle, puisque l'amont vient vers soi et l'aval s'éloigne.

particule ultra-relativiste effectue un cycle d'accélération en traversant le choc vers l'aval, en diffusant dans le champ magnétique du milieu aval, puis en re-traversant le choc vers l'amont. Par transformation de Lorentz successives et en écrivant que dans le référentiel du milieu aval, les énergies à l'entrée et à la sortie sont égales, on obtient :

$$\frac{E_f}{E_i} = \Gamma_d^2 (1 - \beta_d \cos \theta_{\rightarrow d})(1 + \beta_d \cos \theta_{\rightarrow u}), \quad (1.6)$$

où Γ_d est le facteur de Lorentz du milieu aval dans le référentiel du milieu amont, et les autres quantités sont définies dans la figure 1.4. En moyennant ensuite sur les populations de $\cos \theta_{\rightarrow u}$ et de $\cos \theta_{\rightarrow d}$, on peut calculer le gain moyen à chaque cycle.

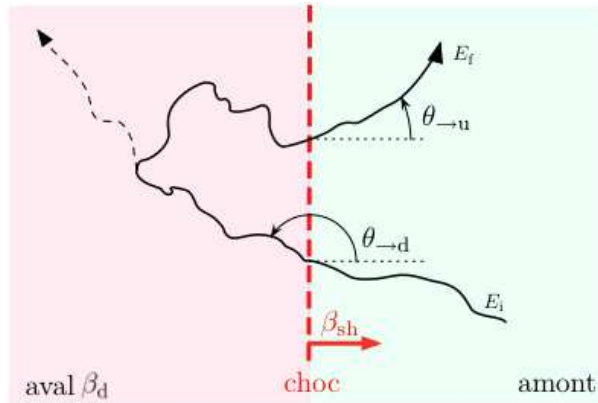


FIGURE 1.4 – Représentation d'un cycle d'accélération autour d'un choc magnétisé. Les vitesses β_d du milieu aval et β_{sh} du choc, ainsi que les angles d'entrée dans le milieu aval $\theta_{\rightarrow d}$ et amont $\theta_{\rightarrow u}$ sont écrits dans le référentiel du milieu amont. E_i et E_f désignent l'énergie de la particule dans le référentiel du milieu amont avant et après la diffusion en aval. À chaque cycle, la particule a une certaine probabilité de s'échapper en aval, comme nous l'avons représenté en tirets. (D'après Gallant 2002.)

Lorsque le **choc est non relativiste**, ces moyennes sont respectivement $2/3$ et $-2/3$, si bien que l'on a :

$$\kappa \equiv \frac{\Delta E}{E} \propto \beta_d. \quad (1.7)$$

Le processus est d'ordre 1 en β_d , et le gain κ ne dépend pas de l'énergie. À chaque cycle, la particule a une probabilité $P_{esc} = \beta_{sh} = (r/3) \beta_d$ de s'échapper en aval, où r est défini comme le rapport des vitesses des milieux aval et amont par rapport au choc. On obtient ainsi un spectre en loi de puissance d'indice spectral :

$$\alpha = \frac{r + 2}{r - 1}. \quad (1.8)$$

Notons que dans le cas d'un gaz monoatomique et d'un choc "fort" pour lequel la vitesse du milieu aval est grande par rapport à la vitesse du son, on a $r = 4$, donc $\alpha = 2$.

La situation est plus complexe lorsque le **choc est relativiste**. On peut en effet naïvement calculer que le gain en énergie est de l'ordre de Γ_d^2 pour un cycle, en supposant que $\cos \theta_{\rightarrow d}$ est distribué de façon isotrope. Mais il a été démontré par Gallant & Achterberg (1999) puis confirmé par Lemoine & Pelletier (2003) que ceci n'est valable que pour le premier cycle, et

que dans les cycles subséquents, la distribution des $\cos\theta_{\rightarrow d}$ devient très anisotrope à cause du caractère relativiste du choc. Lorsque le choc est modérément relativiste, cette distribution va dépendre des paramètres du choc (Γ_{sh} , températures, pression). Des travaux détaillés ont été effectués par différents groupes pour calculer les spectres des particules accélérées autour de chocs non relativistes, pour des situations variées (Bednarz & Ostrowski 1998; Kirk et al. 2000, par exemple). Selon les cas, l'indice spectral peut varier entre $\alpha = 2$ et 2.3.

Lorsque le choc est ultra-relativiste ($\Gamma_d \gg 1$), les conditions physiques peuvent être écrites de façon plus simples et on peut démontrer qu'à partir du deuxième cycle, le gain d'énergie sera de l'ordre de 2, ce qui serait largement suffisant pour accélérer des particules à ultra-haute énergie (Gallant & Achterberg 1999; Lemoine & Pelletier 2003). À l'aide de simulations de Monte-Carlo, différents auteurs ont pu trouver que l'indice spectral des particules ainsi accélérées serait de l'ordre de $\alpha = 2.2 - 2.3$ (Bednarz & Ostrowski 1998; Gallant et al. 2000; Achterberg et al. 2001; Lemoine & Pelletier 2003), ce qui est en excellent accord avec les résultats semi-analytiques de Kirk et al. (2000). D'autres travaux montrent que les effets dus à la compression du champ magnétique en aval favoriseraient plutôt un spectre en 2.6 – 2.7 (Lemoine & Revenu 2006). En réalité, l'accélération dans un choc ultra-relativiste est plus compliquée que cela. Lemoine et al. (2006) ont en effet montré que l'accélération n'est possible que dans certaines configurations magnétiques, la particule ne pouvant sinon effectuer plus d'un cycle et demi avant de s'échapper du choc. Il se pourrait donc que l'accélération des rayons cosmiques de ultra-haute énergie soit tout simplement impossible dans la majorité des chocs ultra-relativistes.

On peut noter que dans les études d'accélération de Fermi citées ci-dessus, l'effet des particules accélérées sur les milieux amont et aval est considéré comme négligeable. Cette approximation dite "particule-test" n'est valable que dans la mesure où la densité des particules accélérées est négligeable par rapport à l'énergie thermique du milieu dans lequel le choc se propage. Dans le cas contraire, les particules accélérées peuvent induire une modification significative de la structure du choc (amplification de la turbulence magnétique, décélération du choc, etc.). Cela induit des effets non-linéaires sur le spectre des particules accélérées et donc une modification des indices spectraux (Berezhko & Ellison 1999; Malkov & O'C Drury 2001; Ellison & Double 2002; Spitkovsky 2008).

Pour récapituler, les processus de Fermi permettraient d'accélérer des particules par cycles et d'atteindre des énergies aussi hautes qu'on le voudrait, si les conditions dans le milieu sont favorables pour avoir un temps d'accélération assez rapide, si les pertes d'énergies ne sont pas trop importantes et si les particules peuvent rester confinées assez longtemps dans la zone d'accélération. Les mécanismes les plus prometteurs pour les rayons cosmiques de ultra-hautes énergies semblent être l'accélération autour de chocs non-relativistes ou modérément relativistes. Dans l'ensemble, les indices spectraux générés sont de l'ordre de $\alpha = 2.0 - 2.3$. Ces valeurs sont en bon accord avec celles déduites de l'observation de photons de très haute énergie qui sont probablement produits par des rayons cosmiques accélérés autour de chocs. C'est le cas notamment des émissions provenant de supernovæ : pour la nébuleuse de Cassiopea A par exemple, le télescope HESS a mesuré un indice de 2.5 ± 0.5 (Aharonian et al. 2001). Les observations de rémanence de sursaut gamma semblent indiquer des spectres en 2.3 ± 0.1 (Waxman 1997; Galama et al. 1998). Cependant, la figure 1.1 semble plutôt donner un spectre en 2.7 pour l'ensemble des rayons cosmiques. Bien sûr, les indices spectraux évoqués ci-dessus sont sujets à des variations en fonction

des paramètres et des modèles de chocs considérés, et nous ne pouvons a priori pas exclure une distribution des énergies en 2.7. Mais le raidissement du spectre peut être aussi dû à des effets de propagation ou de composition, comme nous allons le voir dans la suite de ce chapitre et dans la section 2.6.

1.3 Que comprendre du genou ?

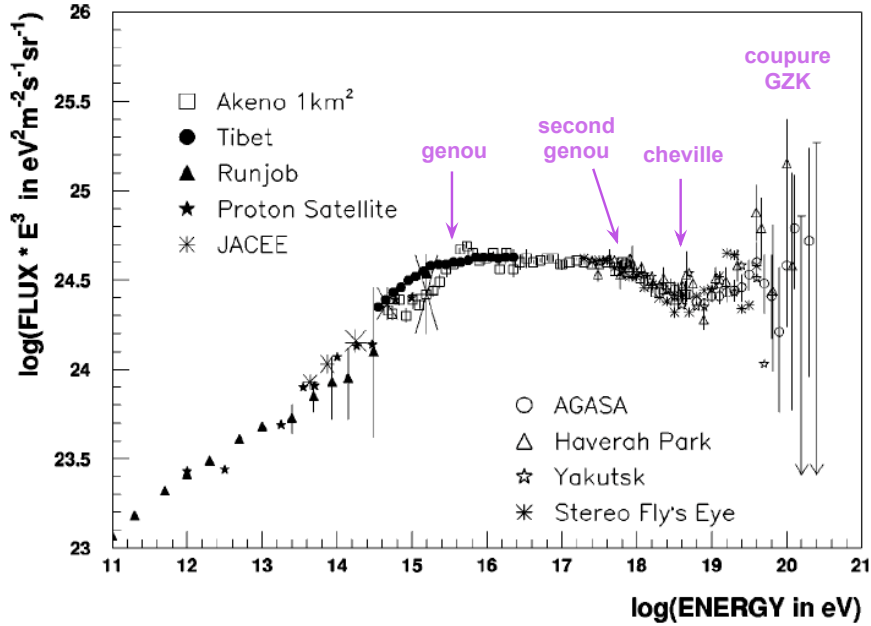


FIGURE 1.5 – Compilation de données de Nagano & Watson (2000) représentant le flux différentiel du rayonnement cosmique toutes espèces confondues. On voit clairement apparaître les changements de pente suivants : “le genou” à $E \sim 10^{15}$ eV, “la cheville” à $E \sim 10^{18.5-19}$ eV et le “second genou” vers $E \sim 10^{17.5-18}$ eV.

On note dans la figure 1.1, la présence d’une cassure principale vers $E \sim 10^{15}$ eV, où la pente se raidit pour passer d’un indice 2.7 à 3. Ce changement de pente, couramment appelé le “genou”, apparaît plus clairement dans la figure 1.5, où le flux a été multiplié par E^3 pour effacer la dépendance principale en loi de puissance.

Pour le domaine d’énergie avant le genou, il existe des explications assez satisfaisantes au flux de rayons cosmiques observé. Les particules seraient produites dans notre Galaxie, plus précisément dans les chocs de restes de supernovæ. D’un point de vue du réservoir énergétique, ce modèle semble très raisonnable, comme nous allons le démontrer. La densité d’énergie en rayons cosmiques mesurée localement est de l’ordre de $\epsilon_{\text{cr}} \sim 0.5$ eV/cm³, ce qui correspond à l’énergie d’équipartition avec le champ magnétique et les fonds de rayonnements. La luminosité des rayons cosmiques sur le volume notre Galaxie V_{Gal} est ainsi donnée par :

$$L_{\text{cr}} = \epsilon_{\text{cr}} \frac{V_{\text{Gal}}}{\tau_{\text{conf}}} \sim 5 \times 10^{40} \text{ erg/s.} \quad (1.9)$$

où l’on a modélisé le volume Galactique par un disque de hauteur ~ 1 kpc et de diamètre 30 kpc, et le temps de confinement dans la Galaxie pour les particules d’énergie ~ 1 GeV est

de l'ordre de $\tau_{\text{conf}} \sim 10^7$ ans. On peut comparer cette luminosité à celle des supernovæ : leur fréquence dans la Galaxie est de 0.01 par an et l'énergie mécanique libérée en une explosion est de $E_{\text{SN}} \sim 10^{51}$ erg. Ainsi, la luminosité des supernovæ Galactiques est de $L_{\text{SN}} \sim 3 \times 10^{41}$ erg/s. Il suffira donc d'injecter environ 10% de cette puissance aux rayons cosmiques pour expliquer leur flux.

Les restes de supernovæ présentent des chocs forts non relativistes à l'interface entre l'enveloppe éjectée et le milieu interstellaire, ce qui constitue un site idéal d'accélération de Fermi. D'après l'équation (1.8), on s'attend donc que des particules soient injectées dans le milieu Galactique avec un spectre $Q_{\text{inj}} \propto E^{-\alpha}$, avec $\alpha = 2.0 - 2.3$. Mais ces particules peuvent aussi s'échapper de la Galaxie et le spectre à l'équilibre des rayons cosmiques Galactiques J_{Gal} peut se calculer en se plaçant dans le modèle de la "boîte fuyante" (Leaky Box en anglais). On peut écrire en effet, en négligeant les pertes d'énergie par interaction dans le milieu interstellaire :

$$J_{\text{Gal}}(E) = \frac{Q_{\text{inj}}(E)}{\tau_{\text{esc}}(E)}. \quad (1.10)$$

Le temps d'échappement $\tau_{\text{esc}}(E)$ est bien sûr relié au temps de confinement $\tau_{\text{conf}}(E)$ qui peut être mesuré par des rapports d'abondance d'éléments chimiques⁵. Les observations indiquent que $\tau_{\text{esc}} \propto E^\delta$ avec $\delta \sim 0.6$. Avec un spectre d'injection en 2.1, on pourrait alors très bien reproduire l'indice spectral des rayons cosmiques observés avant le genou.

On peut aussi remarquer que τ_{esc} dépend du transport des particules, et donc du coefficient de diffusion dans le champ magnétique Galactique (voir annexe A.1.3). En supposant que la turbulence magnétique Galactique est de type Kolmogorov, on trouve cette fois $\delta = 1/3$. Un spectre d'injection toujours raisonnable en $\alpha \sim 2.35$ serait alors nécessaire pour retrouver le flux des rayons cosmiques observé.

On peut enfin se demander jusqu'à quelle énergie les restes de supernovæ peuvent contribuer au spectre des rayons cosmiques. Le mécanisme de Fermi ne peut fonctionner que si les particules restent confinées dans la zone d'accélération. Ce confinement a lieu grâce au champ magnétique et il faut donc que le rayon de Larmor de la particule soit inférieur à la taille de la source. Le rayon de Larmor d'une particule d'énergie E et de charge Z dans un milieu de champ magnétique moyen B s'écrit :

$$r_L = 1.08 \text{ Mpc } Z^{-1} \left(\frac{E}{10^{18} \text{ eV}} \right) \left(\frac{B}{1 \text{ nG}} \right)^{-1}. \quad (1.11)$$

La condition de confinement dans une source de taille L s'écrit $r_L \leq L$ et peut se retranscrire en terme d'énergie de la façon suivante (c'est le critère de Hillas 1984) :

$$E \leq E_{\text{max}} \sim 10^{15} \text{ eV} \times Z \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{L}{1 \text{ pc}} \right). \quad (1.12)$$

On a choisi ici les valeurs numériques moyennes pour des restes de supernovæ. Lagage & Cesarsky (1983) ont effectué un calcul plus détaillé en prenant en compte l'évolution des supernovæ, et montrent que $E_{\text{max}} \sim 2 \times 10^{14} \text{ eV} \times Z (B/1 \mu\text{G})$. La prise en compte de l'amplification du champ magnétique dans le choc par la rétroaction des rayons cosmiques permettrait éventuellement

5. Par exemple, les noyaux de bore (B) étant naturellement peu abondants dans la Galaxie, on estime que ceux observés sont essentiellement des particules secondaires produites par des noyaux de carbone (C) primaires. Le rapport B/C indiquera donc le taux d'interaction subi par les primaires et donc la densité de colonne (ou grammage) traversée. On peut ainsi retrouver leur distance parcourue et leur temps de confinement.

d'atteindre au moins l'énergie du genou pour les protons. Dans tous les cas, l'énergie maximale calculée simplement en (1.12) est trop proche de celle du genou (pour les protons) pour ne pas y voir une relation.

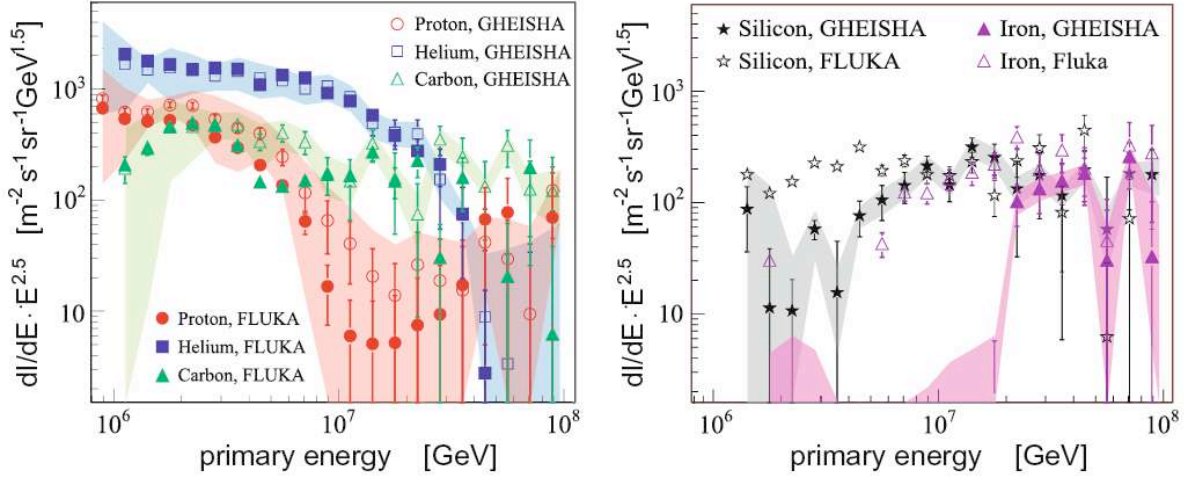


FIGURE 1.6 – Fig. 4. Flux différentiel multiplié par $E^{2.5}$ mesuré par l'expérience KASCADE, pour plusieurs éléments chimiques, comme indiqué dans la légende (proton, hélium, carbone, silicium et fer). La mesure des compositions se fait en comparant les données à des simulations de gerbes. Les symboles pleins montrent les spectres reconstruits avec la modélisation QGSJet/FLUKA et les symboles vides ceux reconstruits avec QGSJet/GHEISHA. Les parties hachurées correspondent aux estimations d'erreurs systématiques pour les résultats de QGSJet/GHEISHA (Apel et al. 2009).

Si l'on suppose que la position du genou correspond à l'énergie maximale du proton $E_{\max,p}$, l'énergie accessible pour des éléments plus chargés devrait se situer à $Z \times E_{\max,p} \sim Z \times 10^{15}$ eV. Les mesures d'abondance indiquent en effet que les rayons cosmiques Galactiques sont composés de $\sim 30\%$ de CNO et d'éléments plus lourds à énergie par nucléon donnée. Le plateau en E^{-3} qui suit le genou pourrait donc être dû à la superposition des éléments plus lourds, jusqu'au fer. Ceci a pu être calculé de manière semi-analytique, et semble surtout être mesuré par l'expérience KASCADE (Kampert et al. 2004). Celle-ci détecte en effet un alourdissement des particules avec l'énergie au-delà de l'inflexion du genou (voir figure 1.6).

Notons aussi qu'autour du genou, les cartes angulaires de directions d'arrivée sont isotropes. Ceci se comprend facilement par un calcul d'ordre de grandeur. En effet, le rayon de Larmor d'une particule d'énergie $E = E_{15} \times 10^{15}$ eV qui se propage dans le champ magnétique de la galaxie (de l'ordre de $B \sim 1 \mu\text{G}$) s'évalue à $r_L \sim E_{15}/Z$ pc. Ceci est bien inférieur à la longueur de cohérence⁶ du champ magnétique dans la Galaxie. Les rayons cosmiques suivent donc une trajectoire complètement diffusive dans le milieu interstellaire et les directions d'arrivée apparaissent isotropes dans le ciel.

6. Distance caractéristique sur laquelle on peut considérer que le champ magnétique global reste constant. Cette notion est explicitée dans l'annexe A.1.1.

1.4 Les sources possibles au-delà du genou

Si l'on en croit les calculs précédents, les rayons cosmiques produits dans par les restes de supernovæ dans la Galaxie atteignent difficilement des énergies au-delà de $E \sim Z \times 10^{15}$ eV. Le spectre mesuré s'arrêtant à des énergies beaucoup plus hautes, il est nécessaire de trouver d'autres candidats aux sources de ces particules. Certaines théories stipulent la possibilité d'accélérer des particules dans les supernovæ jusqu'à $E \sim 10^{19}$ eV (Bell & Lucek 2001; Parizot et al. 2004). D'autres auteurs proposent l'existence d'objets Galactiques puissants comme des hypernovæ semi-relativistes pour atteindre ces mêmes énergies (Wang et al. 2007; Budnik et al. 2008).

On peut aussi se tourner vers les sources en dehors de la Galaxie, d'autant plus qu'au-delà de $E \sim 10^{19}$ eV, un simple calcul de confinement dans la Galaxie et dans son halo montre que les particules ont probablement une origine extra-Galactique⁷ (sauf si elles ont une charge particulièrement élevée, ce qui ne semble pas être favorisé par les observations). Le critère de Hillas (équation 1.12) nous permet de faire une première sélection des objets astrophysiques qui pourraient accélérer les rayons cosmiques aux énergies les plus hautes. Pour ceci, on évalue les paramètres B et L des candidats et on les place dans le diagramme de phase $B - L$ (figure 1.7). Les objets qui se situent au-dessus des tirets bleus permettraient a priori d'accélérer les protons au-delà de $E \sim 10^{17}$ eV. C'est le cas de tous les objets représentés ici, sauf les restes de supernovæ (SNR) : les naines blanches, les étoiles à neutrons, les sursauts gamma (GRB), les noyaux actifs de galaxies (AGN), leurs jets, les points chauds situés dans les lobes de radio-galaxies, et les chocs du milieu inter-galactique (IGM).

Il est possible que toutes les sources – ou du moins plusieurs – citées ci-dessus contribuent au flux total des rayons cosmiques au-delà de $E \sim Z \times 10^{15}$ eV. Murase et al. (2008a) ont par exemple recours aux chocs d'accrétion sur les amas de galaxies pour expliquer le spectre avant $E \sim 10^{18.5-19}$ eV. Mais ces théories se heurtent à chaque fois au problème de l'ajustement fin (ou "fine-tuning") : il paraît étrange en effet que plusieurs composantes avec une physique très différente permettent d'obtenir une loi de puissance aussi régulière au-delà du genou. L'idéal serait donc d'avoir seulement deux types de sources produisant les rayons cosmiques à haute énergie : les sources Galactiques et une seule composante extra-galactique qui permettrait à elle seule d'atteindre les plus hautes énergies. La figure 1.7 montre que tous les objets ne permettent pas d'accélérer les particules jusqu'à $E \sim 10^{20-21}$ eV. Les candidats les plus plébiscités sont les sursauts gamma, les galaxies actives puissantes (comprenant leur noyaux actifs, leurs jets et leurs points chauds) et les chocs cosmologiques. Nous allons passer ces sources potentielles brièvement en revue.

Les sursauts gamma – gamma ray burst (GRB) en anglais – sont considérés comme les événements les plus puissants de l'Univers, pouvant libérer jusqu'à 10^{53-54} erg (équivalent isotrope), sur une durée très brève (entre quelques milli-secondes à quelques minutes). On les détecte par le flash lumineux qu'ils émettent en gamma, d'où leur nom. Lors de l'explosion, un plasma de photons, électrons et positrons est expulsé dans le milieu interstellaire, ce qui provoque la formation de plusieurs régions de chocs. Ces derniers seraient potentiellement des zones d'accélération de rayons cosmiques de ultra-haute énergie. La valeur du champ magnétique au niveau de ces chocs est très incertaine, mais on peut donner comme

7. Le rayon de Larmor s'écrit en effet $r_L \sim 10 \text{ kpc } Z^{-1} (E/10^{19} \text{ eV})(B/1 \mu\text{G})^{-1}$, ce qui est proche de la taille de la Galaxie : les particules devraient donc s'échapper et ne peuvent contribuer au flux des rayons cosmiques à plus haute énergie.

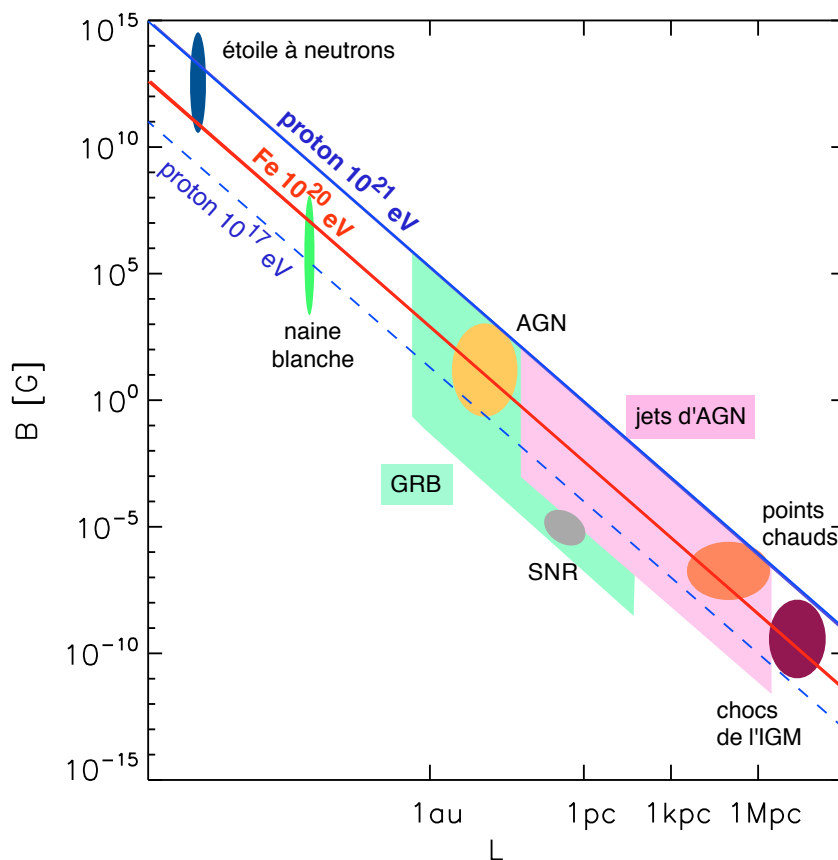


FIGURE 1.7 – Le diagramme de Hillas (1984) remis au goût du jour en prenant en compte les incertitudes actuelles sur les paramètres des candidats aux sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. La ligne bleue délimite la région où les protons peuvent être accélérés à une énergie maximale de $E = 10^{21}$ eV. La ligne rouge délimite la région où le fer peut atteindre $E_{\max} = 10^{20}$ eV.

ordre de grandeur $B \sim 10^6$ G à $L \sim 10^{12}$ cm. Ces valeurs correspondent aux chocs dits “internes” (au sein même du plasma, avant qu’il ne rencontre le milieu interstellaire), en supposant que $B \sim 10^{12}$ G près du moteur central (de taille $L \sim 10$ km) et $B \propto L^{-1}$ lors de l’évolution. La large zone hachurée en vert sur le diagramme de Hillas (figure 1.7) provient de cette dépendance : les paramètres peuvent prendre différentes valeurs à différents instants de la vie du sursaut.

Les noyaux actifs de galaxies – Active Galactic Nuclei (AGN) en anglais – désignent la région compacte au centre d’une galaxie⁸. Les AGN sont constitués d’un disque d’accrétion autour d’un trou noir central et sont parfois accompagnés de jets qui peuvent se terminer en lobes (ou points chauds) détectables dans le domaine radio. La figure 1.8 montre la complexité de la zoologie de ces objets, mais on peut voir que l’on distingue deux catégories principales : les “radio quiet” qui ne présentent pas d’émission radio marquée et n’arborent pas de jets et les “radio loud” avec jets. Les premiers pourraient éventuellement accélérer des

8. Par abus de langage, le terme AGN est aussi utilisé pour parler de la galaxie elle-même, ce que nous ferons aussi par la suite.

estimer leur extension linéaire à ~ 1 Mpc (à un ordre de grandeur près). Dans l’hypothèse que le champ magnétique soit de l’ordre de $B \sim 1 \mu\text{G}$ de part et d’autre des chocs, il serait possible d’accélérer les particules jusqu’à $\sim 10^{20}$ eV.

Il faut bien noter que le critère de Hillas présenté ci-dessus est une condition nécessaire à l’accélération des particules aux plus hautes énergies. En fait, le calcul de l’énergie maximale accessible est beaucoup plus complexe, car il fait intervenir de nombreux paramètres physiques inhérents aux chocs à la source, qui sont souvent peu connus. Elle peut être estimée en comparant les temps caractéristiques suivants :

- le temps d’accélération t_{acc} qui dépend du mécanisme d’accélération, donc aussi des paramètres du plasma magnétisé autour du choc
- le temps d’échappement t_{esc} des rayons cosmiques de la région du choc qui dépend aussi des paramètres du plasma magnétisé autour du choc
- la durée de vie de la source t_{age}
- le temps de perte d’énergie t_{loss} dues aux interactions avec le milieu ambiant qui dépend du champ magnétique, des fonds de photons et de baryons etc.

Au final, on voudrait que $t_{\text{acc}} \lesssim \min(t_{\text{esc}}, t_{\text{loss}}, t_{\text{age}})$, mais la prise en compte des différents processus physique est difficile (voir par exemple Norman et al. 1995a).

1.5 La jonction entre les composantes Galactiques et extra-galactiques

Si deux composantes seulement (l’une Galactique et l’autre extra-Galactique) jouent un rôle dans le spectre observé des rayons cosmiques de haute énergie, où peut bien se produire la jonction entre les deux ? La figure 1.5 indique justement la présence de changements de pente au-delà du genou, qui pourraient être des signatures de l’émergence d’une nouvelle composante. La première cassure, appelée le “second genou”, est un raidissement de la pente qui passe d’un indice spectral $\alpha = 3$ à 3.3 vers $E \sim 10^{17.5-18}$ eV. Elle semble se dessiner dans trois expériences : Akeno (Nagano et al. 1992), Fly’s Eye (Bird et al. 1993a, 1994) et HiRes (Abu-Zayyad et al. 2001). Mais cette cassure n’apparaît de façon vraiment prononcée que dans les compilations de différentes expériences (Nagano & Watson 2000; Bergman & Belz 2007), qui tendent à accentuer les points d’inflexion. Il est donc possible que le second genou soit un artefact, et que l’inflexion du spectre soit beaucoup plus étalée en énergie.

Autour de $E \sim 10^{18.5-19}$ eV, nous assistons cette fois à un durcissement⁹ du spectre (la “cheville”) et l’indice spectral redevient de l’ordre de 2.7. Cette cassure a été plus clairement détectée par les expériences Fly’s Eye (Bird et al. 1994), AGASA (Takeda et al. 1998) et HiRes (Abbasi et al. 2004). L’Observatoire Pierre Auger mesure les flux surtout au-dessus de cette cassure, mais leurs résultats semblent confirmer la présence de la cassure, et l’indice spectral de ~ 2.7 observé à plus haute énergie est en adéquation avec les expériences antérieures (voir figure 1.10).

9. Dans la nomenclature de l’astrophysique des hautes énergies, un spectre “dur” désigne un spectre peu pentu et un spectre “mou” un spectre pentu (donc “raide”). Lorsqu’on parlera de raidissement du spectre, on fera donc référence au passage d’un spectre dur à un spectre mou. Au contraire, un durcissement du spectre est un passage d’un spectre raide à un spectre plus plat.

Il est courant d'associer l'ensemble de ces deux cassures à l'émergence d'une nouvelle composante du rayonnement cosmique : les particules produites en deçà de la cheville auraient leur source dans la Galaxie, et celles au-delà proviendraient de sources extra-galactiques. Le fait que la cheville est située globalement à l'énergie à laquelle les particules ne sont plus confinées dans la Galaxie motive cette interprétation (voir note de bas de page numéro 7). Dans les premiers modèles de jonction, les rayons cosmiques extra-galactique émergeaient dans le spectre à très haute énergie ($E > 10^{19}$ eV) et étaient composés de protons essentiellement, comme les mesures observationnelles semblaient l'indiquer à l'époque (Waxman 1995b). Cette idée a été reprise par Wibig & Wolfendale (2004) qui retrouvent la forme de la cheville en injectant un spectre d'indice 2.0 – 2.4 qui commence à dominer la composante Galactique au-delà de $E \sim 4 \times 10^{19}$ eV. La composition injectée est encore une fois très riche en protons ; ces auteurs trouvent que leur résultats ne correspondent plus aux observations en présence d'une proportion non négligeable d'éléments plus lourds.

La composition aux très haute énergies n'étant pas vraiment connue, cette dernière possibilité a été examinée par Allard et al. (2007b). Leurs travaux montrent que la forme du spectre est bien reproduite si une composition mixte est injectée avec une loi de puissance en 2.2 – 2.3. La transition a lieu cette fois à plus basse énergie ($E \sim 10^{18.3}$ eV), avant la cheville, comme le montre la figure 1.9.

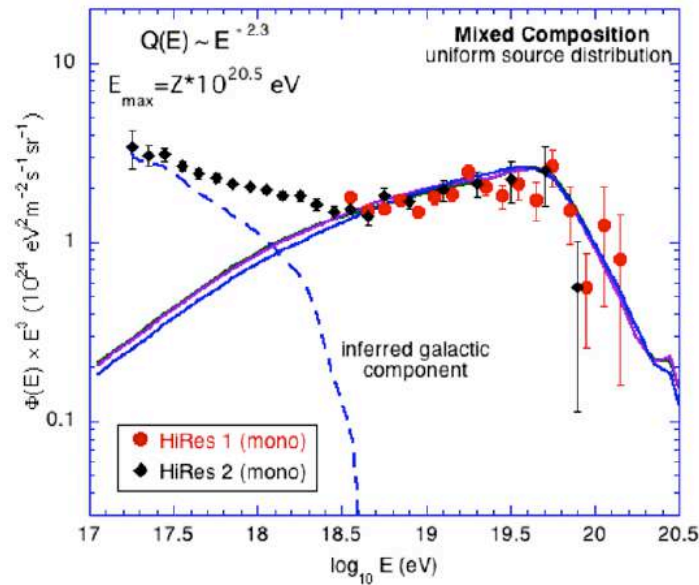


FIGURE 1.9 – Spectre propagé des rayons cosmiques extra-galactiques calculé par Allard et al. (2007b). Les particules sont injectées avec une composition mixte, selon une loi de puissance d'indice 2.3. Les éléments ont une coupure exponentielle au-delà de l'énergie $E_{\max} = Z \times 10^{20.5}$ eV. Les différents traits pleins représentent le spectre obtenu pour des variations d'abondance autour de la composition Galactique. La distribution des sources est supposée uniforme et les effets du champ magnétique extra-galactique sont négligés.

Bien que ces visions du spectre puissent paraître assez naturelles, elles supposent que la composante extra-galactique émerge à relativement haute énergie ($E \gtrsim 10^{18.3}$ eV). Il faut alors expliquer la partie inférieure du spectre soit par une extension de la composante Galactique, soit par l'introduction d'une – ou de plusieurs – autre composante extra-galactique. Nous avons vu

que la première possibilité posait un problème d'accélération dans les sources Galactiques, et la deuxième un problème d'ajustement fin.

Un autre modèle suggère que la transition entre la composante galactique et extra-galactique ait lieu un peu avant le second genou, à $E \sim 10^{16.5-17.5}$ eV (Berezinsky et al. 2006). Ce dernier marquerait alors le début de la composante extra-galactique, et la cheville serait vue comme un creux formé par des pertes énergétiques lors de la propagation dans l'Univers (voir section 2.6). Cette théorie permettrait de se débarrasser du problème d'accélération dans la Galaxie, mais il reste bien sûr encore celui de l'ajustement fin. D'autre part, ce scénario n'est valable que si les rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont composés de protons à plus de 80% : une composition chimique plus lourde fait disparaître le creux au niveau de la cheville et la forme du spectre ne peut donc plus être reproduite (Berezinsky et al. 2004; Allard et al. 2007b). Enfin, le spectre d'injection à la source doit être relativement mou : d'indice 2.6 – 2.7, ce qui n'est pas forcément favorisé par les modèles d'accélération que nous avons vu dans la section 1.2. Cette injection pentue induit aussi un problème de budget énergétique pour les sources extra-galactiques si elle est prolongée jusqu'à basse énergie. La plupart des modèles supposent donc un changement de pente vers $E \sim 10^{17-18}$ eV pour pallier ce problème.

Malgré ces contraintes, ce scénario reste attractif car il donne une explication naturelle à l'énergie à laquelle a lieu la jonction entre les deux composantes Galactiques et extra-Galactiques. La composante Galactique peut en effet prendre fin à l'énergie d'accélération maximale du fer calculée dans l'équation (1.12), et il a été démontré par Lemoine (2005) et Aloisio & Berezinsky (2005) que l'effet d'horizon magnétique (qui est dû au champ magnétique extra-galactique) pouvait couper le spectre extra-galactique justement vers cette énergie. Cet effet, et les conséquences des paramètres du champ magnétique extra-galactique sur la coupure seront détaillés dans le chapitre 4.

Cette région du spectre est en réalité la moins bien comprise – et aussi la moins observée. Les résultats expérimentaux sur les directions d'arrivée des rayons cosmiques rajoutent aussi leur part de confusion, car AGASA détecte au niveau du second genou (vers $E \sim 10^{18}$ eV), un excès d'événements en provenance du centre de notre Galaxie, ainsi qu'un déficit en provenance de l'anti-centre. Cette anisotropie pourrait provenir de la concentration de sources vers le centre Galactique, combiné à un changement de mode de propagation, si les rayons cosmiques sont des protons : en effet, leur rayon de Larmor vers $E \sim 10^{18}$ eV est de l'ordre de la hauteur du disque Galactique, et ils pourraient commencer à s'échapper. Cet excès n'est cependant observé par aucune autre expérience. L'Observatoire Pierre Auger détecte une distribution totalement isotrope dans cette région du spectre (qui n'est certes pas la gamme d'énergie à laquelle elle est dédiée). Les résultats de l'expérience KASCADE-Grande viendront, on l'espère, apporter plus d'information sur cette zone de transition.

1.6 La coupure GZK : coupure ou pas ?

Dans l'ensemble de ces scénarii, les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont du type de celles décrites dans la section 1.4. Elles devraient donc être en majorité situées à des distances cosmologiques. Il a été démontré très tôt que dans cette situation, les particules de plus haute énergie ($E \gtrsim 6 \times 10^{19}$) perdraient leur énergie au cours de leur propagation à cause d'interactions sur les photons du fond diffus cosmologique. On s'attend donc à une coupure

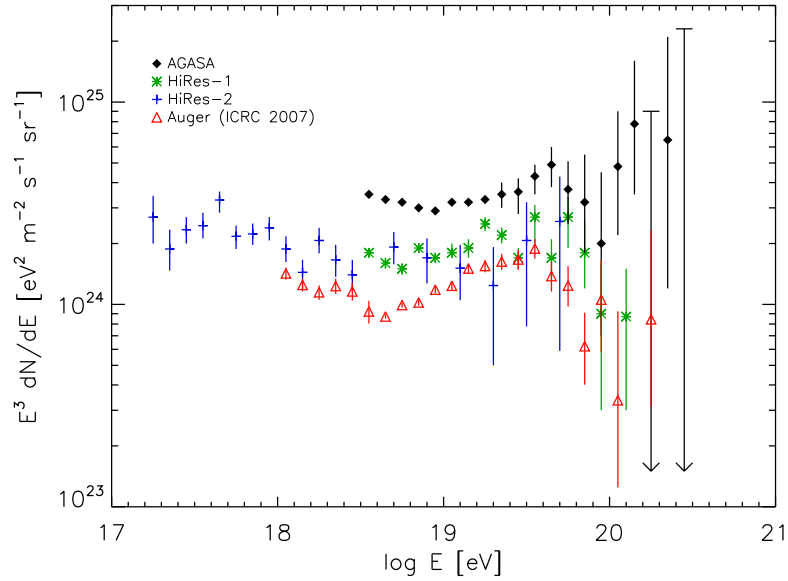


FIGURE 1.10 – Mesures de flux pour les expériences indiquées dans le domaine d'énergie de la coupure GZK.

dans le flux des rayons cosmiques aux énergies extrêmes ; on l'appelle “coupure GZK” (Greisen 1966; Zatsepin & Kuzmin 1966). La présence ou l'absence de cette coupure est une information capitale sur la nature et la distribution des sources extra-galactiques, comme nous l'examinerons en détail dans la section 2.6.

On voit apparaître une telle coupure dans les données de HiRes-1 et de l'Observatoire Pierre Auger, mais le flux semble se prolonger au-delà de l'énergie de coupure prédite pour l'expérience AGASA (voir figure 1.10). Certains auteurs ont montré que l'absence de coupure pouvait être expliquée par des effets de propagation dans le champ magnétique du super-amas local, si les sources sont relativement proches (Blasi & Olinto 1999; Sigl et al. 1999; Lemoine et al. 1999; Ide et al. 2001). D'autres ont évoqué la présence d'une nouvelle composante pour expliquer ces particules trans-GZK, avec des modèles faisant appel à de la “nouvelle” physique (voir Bhattacharjee 2000 ou Sigl 2001b pour une revue sur ces théories). Mais alors comment expliquer l'incohérence avec des résultats obtenus par ces trois expériences ? Depuis la détection de la coupure par l'Observatoire Pierre Auger, il est fortement suggéré que les données d'AGASA seraient sujets à une erreur de calibration en énergie.

Si la coupure GZK a effectivement lieu, elle devrait être associée à l'émission de particules secondaires comme des photons et des neutrinos de très haute énergie, qui devraient être produits lors de l'interaction des rayons cosmiques avec les photons du fond diffus cosmologique. La non détection – et peut-être avec les derniers instruments, la détection – d'un tel flux permet aussi de poser des contraintes intéressantes sur la nature et la distribution des sources. Les processus d'émission de ces messagers secondaires seront décrits dans le chapitre suivant.

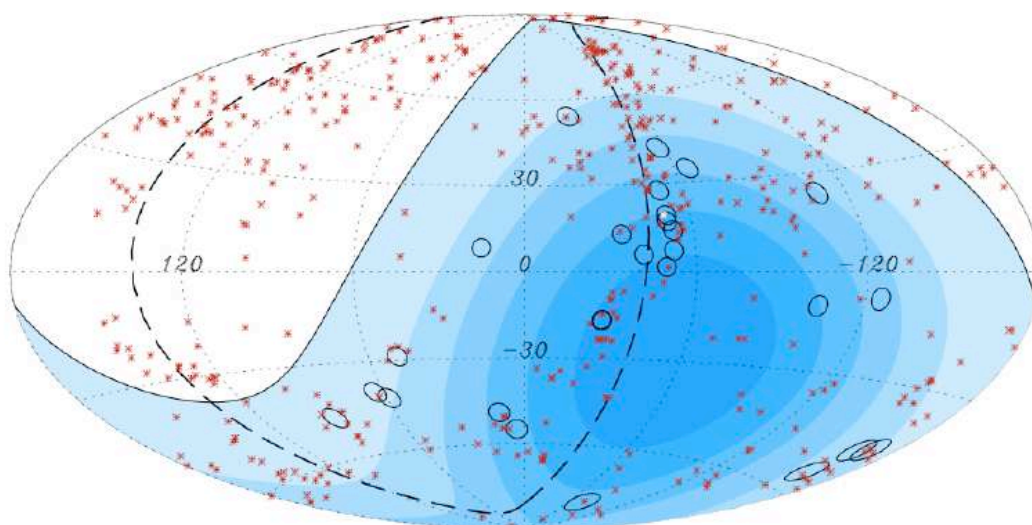


FIGURE 1.11 – Projection de la sphère céleste en coordonnées galactiques. Les cercles ont un rayon de 3.2° et sont centrés sur les directions d’arrivée des 27 rayons cosmiques d’énergie $E > 5.7 \times 10^{19}$ eV observés par l’Observatoire Pierre Auger. Les positions des 442 AGN (292 dans le champ de vue de l’Observatoire) de décalage spectral $z \leq 0.017$ ($D < 71$ Mpc) du catalogue de Véron-Cetty & Véron (2006) sont indiquées par les astérisques rouges. La limite du champ de vue de l’Observatoire est tracée en trait plein (angle zénital inférieur à 60°). Pour référence, les tirets indiquent le plan super-galactique. Les contours bleus donnent l’exposition relative, qui va croissante lorsque la couleur est foncée. La galaxie Centaurus A est marquée en blanc. (Abraham et al. 2007).

1.7 Les directions d’arrivée au-delà de la coupure GZK

Doit-on observer des concentrations de rayons cosmiques venant de certaines directions du ciel? Plus précisément, les rayons cosmiques pointent-ils vers leurs sources? Ces questions sont au cœur de notre tryptique énigmatique et constituent l’un des points les plus délicats de ce domaine, car les théories sont justement sujettes aux incertitudes sur la nature des sources, et surtout sur les champs magnétiques Galactique et extra-Galactique. D’autre part, les résultats des différentes expériences ne semblent pas toujours concorder, ce qui n’éclaircit pas la situation.

Au-delà de $E \sim 6 \times 10^{19}$ eV, la distance que les rayons cosmiques peuvent parcourir est limitée par les pertes d’énergie sur le fond diffus cosmologique. Leurs sources ne devraient pas être situées à plus de quelques centaines de mégaparsecs, et devraient donc être encore dans l’horizon d’inhomogénéité de l’Univers. Si les rayons cosmiques ne sont pas trop défléchis par les champs magnétiques Galactique et extra-Galactique, on s’attend donc à ce que leurs directions d’arrivée soient distribuées de façon anisotrope sur le ciel.

Les expériences AGASA et HiRes n’ont détecté aucun signal d’anisotropie parmi leurs résultats à ultra-haute énergie. Par contre, en novembre 2007, l’Observatoire Pierre Auger a publié la détection d’une corrélation significative entre les directions d’arrivée des rayons cosmiques d’énergie $E > 5.7 \times 10^{19}$ eV et un catalogue d’AGN situés à une distance de moins de 75 Mpc (Abraham et al. 2007, 2008, et voir aussi la figure 1.11). En réalité, cette corrélation ne semble pas être confirmée dans les publications postérieures, et on peut remarquer dans tous les cas que

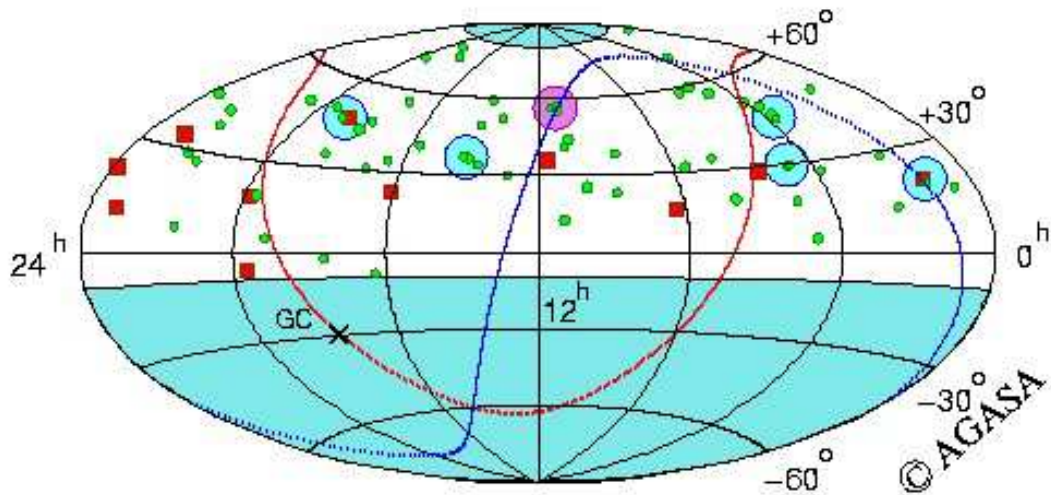


FIGURE 1.12 – Directions d’arrivée des rayons cosmiques d’énergie $E > 4 \times 10^{19}$ eV, détectés par l’expérience AGASA. Les carrés rouges et les ronds verts représentent les particules d’énergie $E > 10^{20}$ eV et $(4 - 10) \times 10^{19}$ eV respectivement. Les cercles pleins indiquent la présence d’un regroupement d’événements avec un angle d’espacement $< 2.5^\circ$. À 11h 20min 57° , trois rayons cosmiques d’énergie $\sim 4 \times 10^{19}$ eV sont observés, alors que l’on s’attend normalement à voir 0.06 événements. La probabilité d’observer un tel triplet dans une distribution isotrope est de 0.9%. (Source : Takeda et al. 1999).

les AGN en question sont en majorité des objets dont l’énergétique est insuffisante pour accélérer les particules aux ultra-hautes énergies (des “radio quiet” dans la classification de la figure 1.8). Il est fort probable que le signal observé soit simplement la signature d’une corrélation avec la densité de matière, comme il sera discuté dans le chapitre 5. On peut surtout retenir de l’étude de Abraham et al. (2007) qu’elle rejette l’isotropie des directions d’arrivée à plus de 99% de niveau de confiance.

Plusieurs autres corrélations avec des catalogue d’objets avaient été mis en évidence – et très discutées – à partir des résultats des expériences antérieures. Tinyakov & Tkachev (2001, 2002), Gorbunov et al. (2002) et Gorbunov & Troitsky (2005) ont comparé les directions d’arrivée des événements de HiRes avec des catalogues de BL Lacs et trouvent un signal de corrélation conséquent au-dessus de $E \sim 10^{19}$ eV. Mais cette affirmation a été fortement débattue dans les années suivantes (Evans et al. 2002, 2004; Tinyakov & Tkachev 2004). Stanev et al. (1995) remarquent une association entre les directions d’arrivée et le plan super-galactique, mais celle-ci semble être réfutée par les résultats d’AGASA (Takeda et al. 1998), puis réapparaît dans les données de l’Observatoire Pierre Auger (Stanev 2008).

Cette dernière expérience voit d’autre part un regroupement d’événements dans la direction de la galaxie Centaurus A. En dehors de cette zone, elle ne détecte cependant pas un nombre significatif de multiplets (deux ou trois doublets ou triplets), c’est-à-dire de particules provenant de directions semblables à $2 - 3^\circ$ près. L’observation de cette anisotropie à petite échelle permettrait de contraindre les déflexions magnétiques subies par les particules, ainsi que le nombre de sources contribuant au flux total. L’expérience AGASA a observé trois doublets et un triplet d’événements parmi 47 gerbes détectées et l’analyse conjointe des résultats de différents

instruments excluant HiRes ont montré la présence de deux triplets et six doublets parmi 92 événements au-dessus de $E = 4 \times 10^{19}$ eV (Uchihori et al. 2000). HiRes ne détecte pas de multiplets, mais un de ses événements coïncide avec un triplet d'AGASA. Le ciel observé par ces deux expériences étant différent de celui de l'Observatoire Pierre Auger, il n'est pas possible de mettre en commun leurs résultats.

L'absence de sources détectées dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques de ultra-haute énergie laisse à penser que le champ magnétique extra-galactique joue un rôle non négligeable dans la propagation des particules. Les déflexions induites par ces champs pourraient être telles que toute astronomie de rayons cosmiques serait impossible. La situation serait encore pire s'il s'avère que la composition de ces particules est lourde aux plus hautes énergies, car les déflexions seraient alors encore plus importantes.

Une autre façon explication serait à chercher dans la nature-même des sources. Si celles-ci sont de type "sursautante" (par exemple des sursauts gamma), on devrait s'attendre à un décalage entre la détection des sursauts dans le ciel et l'arrivée des rayons cosmiques. En effet, les rayons cosmiques et les autres messagers produits par la source (photons, neutrinos, ondes gravitationnelles) ne couvrent pas les mêmes distances en un temps donné : les premiers vont cumuler un temps de retard par rapport aux autres particules non chargées, lors de leurs déflexions dans le champ magnétique. Ainsi, quand un sursaut gamma explose, l'émission gamma arrive d'abord, puis les rayons cosmiques plusieurs dizaines de milliers d'années plus tard. Il se peut de cette façon que l'on ne voie jamais de source dans la direction des rayons cosmiques de ultra-haute énergie : c'est tout simplement parce qu'elle est éteinte depuis longtemps. L'ensemble de ces phénomènes sera traité dans le chapitre 5.

1.8 La composition chimique à ultra-haute énergie

La composition chimique à ultra-haute énergie est probablement la quantité la plus délicate à mesurer avec les expériences actuelles. L'une des observables les plus parlantes pour distinguer les différentes espèces est la profondeur X_{\max} à laquelle le développement de la gerbe est maximal. La mesure de celle-ci nécessite donc de connaître la forme longitudinale de la gerbe, ce qui n'est possible qu'avec des détecteurs à fluorescence, dont sont équipés HiRes et l'Observatoire Pierre Auger. Les fluctuations statistiques intrinsèques à X_{\max} font qu'il est impossible de mesurer cette valeur pour chaque particule au cas par cas. Il faut donc observer un grand nombre de gerbes et étudier la moyenne $\langle X_{\max} \rangle$ qui est reliée à la masse logarithmique moyenne des particules par la formule :

$$\langle X_{\max} \rangle = D_p \left[\ln \left(\frac{E}{E_0} \right) - \langle \ln A \rangle \right] + c_p, \quad (1.13)$$

où les constantes D_p et c_p dépendent de la nature des interactions hadroniques. On voit d'après cette équation que les profondeurs sont des fonctions linéaires croissantes du logarithme d'énergie, et les droites des différents éléments chimiques seront obtenues par translation vers le bas pour les masses croissantes. La pente de ces droites dépendront du modèle d'interaction hadronique choisi (par exemple QGSJET, SIBYLL ou EPOS).

Pour des détecteurs au sol comme AGASA, la mesure de la composition s'effectue au travers de l'étude d'autres observables, comme la densité de muons au sol, l'épaisseur du front de la gerbe, ou le rayon de courbure au sol. Ces techniques sont également utilisées par l'Observatoire

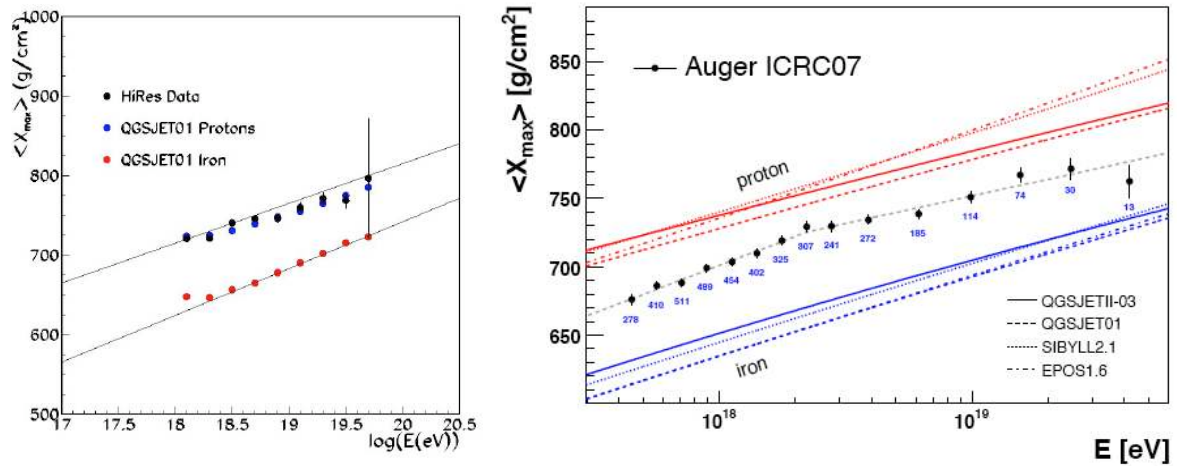


FIGURE 1.13 – Mesures du taux d'élongation de la gerbe X_{\max} par l'expérience HiRes (à gauche, J. Belz, présentation de CRIS 2008) et l'Observatoire Pierre Auger (à droite, Unger et al. 2007). Les données sont comparées aux valeurs obtenues par des simulations de gerbes pour le cas pur proton et pur fer.

Pierre Auger pour compenser le faible temps de cycle des détecteurs à fluorescence, qui ne peuvent fonctionner que par nuit noire.

Dans l'ensemble, les résultats sont sujets à beaucoup d'incertitudes ; ils dépendent aussi des simulations d'interaction hadroniques qui sont généralement extrapolées à partir de données à beaucoup plus basse énergie. Les différentes expériences sont en désaccord sur la composition (voir figure 1.13). Les détecteurs HiRes et AGASA (Bird et al. 1993a; Shinozaki & et al. 2005; Abbasi et al. 2005) observent un allègement global de la composition aux plus hautes énergies ($E > 10^{17.5}$ eV). Les dernières révisions des résultats de HiRes montrent même que les rayons cosmiques seraient composés de protons purs à ultra-haute énergie. L'Observatoire Pierre Auger semble plutôt voir un alourdissement à partir de $E \gtrsim 10^{18.5}$ eV, et leurs derniers résultats bientôt publics semblent converger vers du fer pur aux énergies extrêmes.

Les deux cas de figure sont discutables d'un point de vue théorique. Il n'y a pas de raison évidente pour que les sources à ultra-haute énergie n'accélèrent que des protons, alors que les abondances des rayons cosmiques dans le système solaire et dans la Galaxie montrent que des éléments lourds sont effectivement présents. Cependant, les zones d'accélération sont souvent denses et pourraient ne pas permettre la survie de noyaux lourds. Il n'existe d'ailleurs pas à l'heure actuelle, de modèle satisfaisant qui prouve que la survie des noyaux lourds soit possible dans les objets que nous avons cités dans la section 1.4 (voir toutefois Anchordoqui et al. 2001; Murase et al. 2008b; Wang et al. 2008; Allard & Protheroe 2009). Les noyaux pourraient aussi être détruits par confinement et interactions dans l'environnement dense de la source, comme les amas de galaxies (voir chapitre 6).

Les noyaux lourds ont néanmoins piqué l'intérêt de plusieurs auteurs pour deux propriétés. Premièrement, grâce à leur charge, ils peuvent être confinés – et donc potentiellement accélérés – à une énergie Z fois supérieure à celle du proton d'après le critère de Hillas (équation 1.12). Deuxièmement, les éléments les plus lourds ont une distance de perte d'énergie de plusieurs centaines de mégaparsecs, bien supérieure à celle d'un proton. Allard et al. (2008) montrent à l'aide

de simulations Monte-Carlo, que quelle que soit la composition à la source, le spectre propagé jusqu'à la Terre présenterait une composition dominée soit par des protons, soit par du fer. Ce dernier cas peut se produire lorsque la source est enrichie en fer, ou si, plus raisonnablement, l'énergie maximale d'injection du proton est inférieure l'énergie de la coupure GZK. De cette façon, seules les espèces lourdes seraient présentes aux plus hautes énergies.

1.9 La propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Beaucoup des questions que nous avons évoquées au cours de ce chapitre sont à étudier dans le cadre de la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. C'est au cours de leur trajet entre la source et la Terre que les particules produisent des messagers secondaires (photons et neutrinos) qui recèlent d'informations supplémentaires sur la source et le milieu extra-galactique. Les pertes d'énergie induites au cours de ces émissions sont aussi présentes dans les observables. Les signatures des champs magnétiques traversés peuvent également s'inscrire dans les rayons cosmiques au cours de leur périple. En résumé, la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie comporte deux pans :

1. la production des particules secondaires par interactions sur les fonds ambiants qui affecte essentiellement l'énergie et la composition. En très bonne approximation, ces processus n'affectent pas la direction de la particule, car son impulsion restera cantonnée dans un cône d'angle d'ouverture $1/\Gamma$, où Γ est son facteur de Lorentz colossal.
2. l'interaction avec les champs magnétiques qui affecte les directions et la durée du parcours sans modifier l'énergie ni la composition.

Le chapitre suivant portera sur le premier point, et nous détaillerons les caractéristiques des secondaires produits, ainsi que celles des rayons cosmiques primaires après interactions. Le chapitre 3 dressera un aperçu des connaissances actuelles sur les champs magnétiques extra-galactiques. Nous examinerons les modèles existants sur ces champs et sur la propagation des particules chargées, et expliciterons ceux que nous avons développés au cours de ces trois ans.

Chapitre 2

La production des autres astroparticules lors de la propagation

2.1	Production par interactions sur les fonds de photons	39
2.2	Production par interactions sur les fonds de baryons	48
2.3	Cascades électromagnétiques	51
2.4	Traitement numérique	54
2.5	Estimations de flux de neutrinos et photons secondaires	55
2.6	Conséquences pour les rayons cosmiques de ultra-haute énergie	58

L'Univers à très haute énergie est aussi étudiée par d'autres astroparticules, comme les photons non thermiques (radio, X ou gamma) et les neutrinos de très haute énergie. Il existe, et a existé, de nombreuses expériences dédiées à ces mesures : dans le domaine du gamma, au-dessus de $E_\gamma = 30$ MeV, le satellite EGRET a ouvert la voie en fixant notamment des limites supérieures en flux, grâce à la non observation de rayonnement gamma dans certains objets et pour le flux diffus. On attend aussi beaucoup du satellite Fermi récemment lancé, et de tous les détecteurs au sol comme MAGIC, MAGIC-2, HESS, HESS-2 et le futur CTA, dont la sensibilité approximative est présentée dans la figure 2.1. Chaque expérience couvre une gamme d'énergie particulière, et on espère que CTA pourra observer à lui seul quatre ou cinq ordres de grandeurs en énergie pour pouvoir faire des études d'objets multi-longueurs d'ondes. Parmi les détecteurs de neutrinos actuels, on peut citer AMANDA, ANTARES et IceCUBE, dont la sensibilité en flux va croissante (voir figure 2.1). Les neutrinos interagissant très peu avec la matière, il est nécessaire de construire des détecteurs de plus en plus volumineux afin de les observer à très haute énergie. Le projet KM3Net dont le volume prévu est d'un kilomètre cube, devrait améliorer la sensibilité d'un facteur 3 environ pour le flux diffus et pour les sources ponctuelles.

Ces autres messagers sont produits par les rayons cosmiques – d'où leur nature non thermique – à la source, ou au cours de leur propagation dans l'Univers (voir schéma 2.2). Ces particules étant des produits secondaires, elles contiennent forcément des informations sur leurs progéniteurs. Elles sont aussi intéressantes par leur nature et leur comportement : notamment, les photons et les neutrinos n'étant pas des particules chargées, ils se propagent en ligne droite et peuvent donc révéler des informations capitales sur la source (à commencer par sa position). Les photons de très haute énergie interagissent avec le milieu ambiant et forment des cascades impliquant des électrons et des positrons. Ils peuvent nous renseigner de cette façon sur les milieux qu'ils traversent (la densité de photons et le champ magnétique).

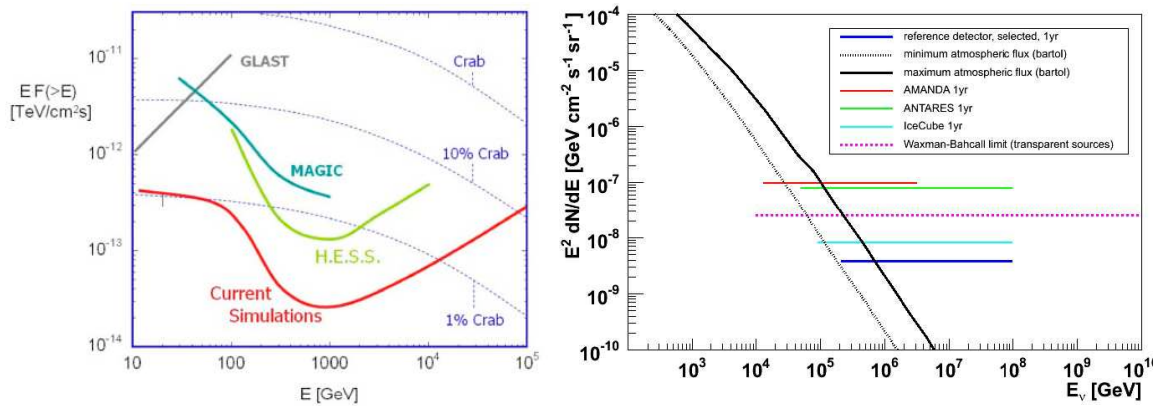


FIGURE 2.1 – Sensibilités en flux des détecteurs de rayons gamma (à gauche, Hermann et al. 2008) et de neutrinos (flux diffus) de très haute énergie (Carr et al. 2008). À gauche, le flux d’une source de type du pulsar du Crabe est indiqué pour référence. À droite, les lignes noires indiquent le flux des neutrinos atmosphériques. Le trait bleu marine est la sensibilité pour un détecteur du futur comme KM3Net. Les pointillés roses donnent la limite de Waxman-Bahcall (voir section 2.5).

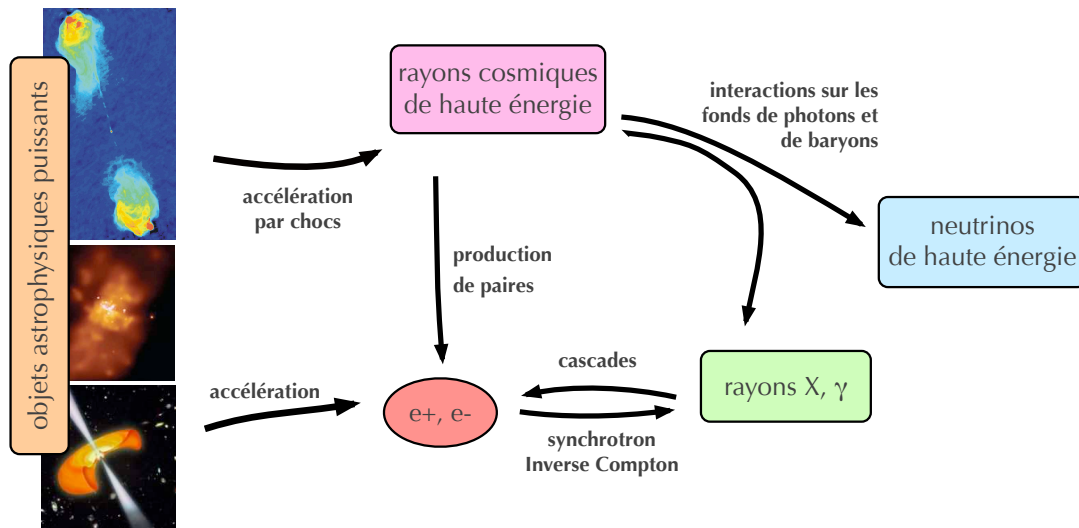


FIGURE 2.2 – Schéma de la production de multi-messagers par des sources astrophysiques puissantes. Les processus d’interaction mentionnés peuvent avoir lieu dans l’environnement de la source, ou plus tard lors de la propagation.

Les rayons cosmiques accélérés à la source sont de deux types, comme le montre le schéma 2.2 : les électrons et les noyaux (protons et noyaux plus lourds). Nous nous concentrerons cependant dans cette thèse uniquement sur les rayons cosmiques hadroniques, et laisserons de côté les électrons et positrons en tant que particules primaires. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que ces derniers produisent une quantité importante de photons et sont probablement la source principale du rayonnement non thermique des sources énergétiques.

La production des émissions secondaires par les noyaux de ultra-haute énergie a lieu essentiellement par interactions avec d'autres particules. Quelles sont alors les particules dans l'Univers qui sont assez nombreuses et de section efficace conséquente pour avoir un effet sur les rayons cosmiques ? Ce seront tout d'abord les photons, particules de plus grande densité cosmique après les neutrinos, et dans certaines régions de densité de matière élevée, les baryons. Nous allons tout d'abord examiner les processus d'interaction sur ces fonds, et les produits secondaires qu'ils induisent. Nous verrons aussi en fin de chapitre les conséquences de ces interactions sur les observables des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

2.1 Production par interactions sur les fonds de photons

Théoriquement, plusieurs réactions entre un rayon cosmique et un photon peuvent conduire à la production de particules secondaires intéressantes. Par mesure de simplicité, commençons par étudier le cas d'un proton. Dans les milieux astrophysique que l'on considère, les processus d'interaction notables que les protons peuvent subir sont la photo-production de pions :

$$p + \gamma \longrightarrow N + n\pi, \quad (2.1)$$

où N est un nucléon et n le nombre de pions produits, et la production de paires électrons-positrons, appelée aussi effet Bethe-Heitler :

$$p + \gamma \longrightarrow p + e^+ + e^-. \quad (2.2)$$

Les pions produits se désintégreront en neutrinos, photons et électrons/positrons secondaires, et ces derniers pourront enclencher des cascades électromagnétiques, *i.e.* créer encore d'autres photons supplémentaires.

Dans notre cas, le proton a une énergie colossale, donc des photons peu énergétiques suffiront probablement à obtenir la réaction. Supposons donc un photon d'énergie ϵ et calculons l'énergie E_p nécessaire pour nos interactions. La conservation de la norme de l'énergie-impulsion implique (en supposant une impulsion nulle pour les produits de l'interaction, et une collision frontale dans le référentiel du laboratoire), pour la photo-production de pions :

$$E_p \gtrsim \frac{m_\pi(m_\pi + 2m_p) c^4}{2\epsilon} \sim 10^{19} \text{ eV} \left(\frac{\epsilon}{10^{-3} \text{ eV}} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

et pour la production de paires électrons-positrons :

$$E_p \gtrsim \frac{m_e m_p}{\epsilon} \sim 5 \times 10^{18} \text{ eV} \left(\frac{\epsilon}{10^{-3} \text{ eV}} \right)^{-1}. \quad (2.4)$$

On voit ainsi qu'à ultra-haute énergie, même des photons de très faible énergie pourront contribuer à la production de particules secondaires. Ceci est intéressant, car les seuls fonds de photons dans l'Univers qui ont une densité raisonnablement élevée pour jouer un rôle ici, sont le fond diffus cosmologique (CMB) d'énergie moyenne $\epsilon_{\text{CMB}} \simeq 2.7 k_B T_{\text{CMB}} \sim 6 \times 10^{-4} \text{ eV}$ et le fond infrarouge qui s'étend sur $\epsilon_{\text{IR}} \sim 10^{-3} - 1 \text{ eV}$.

2.1.1 Les fonds de photons

Nous allons maintenant examiner les deux principaux fonds de photon qui interviennent dans la production des particules secondaires à ultra-haute énergie : le fond diffus cosmologique (CMB) et le fond infrarouge, ainsi que le fond radio universel qui intervient dans les cascades électromagnétiques. La figure 2.3 représente leur densité sur une gamme d'énergie allant jusqu'à $\epsilon \sim 10$ eV ; au-delà, les densités de photons deviennent négligeables et les fonds X et γ par exemple ne contribuent pas aux processus évoqués ci-dessus.

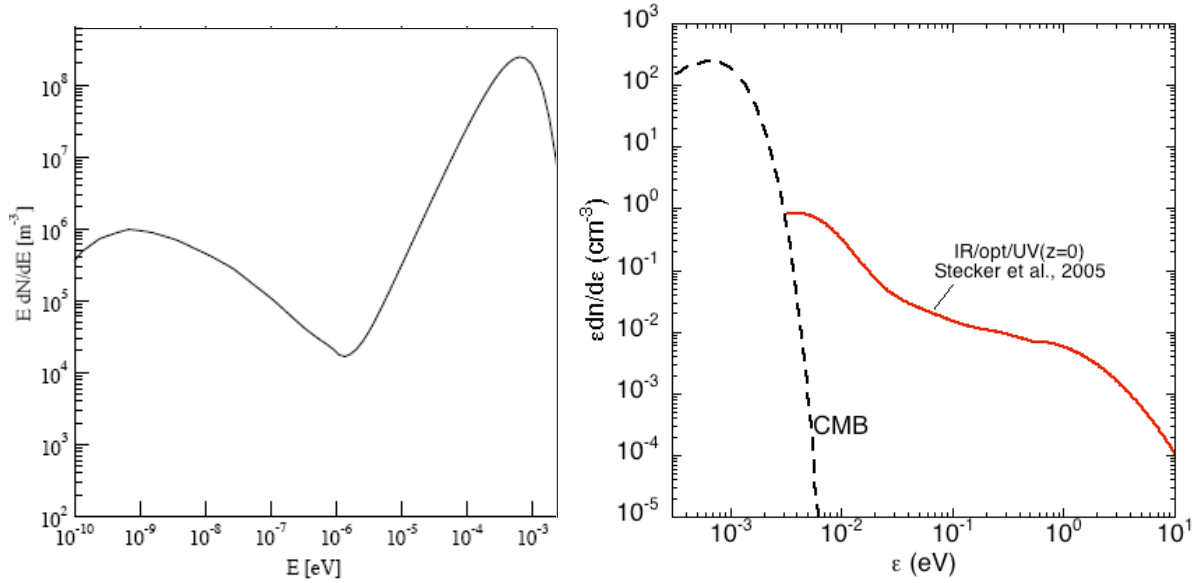


FIGURE 2.3 – Densité de photons par intervalle logarithmique d'énergie, en fonction de l'énergie, pour les fonds de photon qui contribuent à la production de particules secondaires à ultra-haute énergie à $z = 0$. À gauche, le fond radio (premier pic) et le fond diffus cosmologique (CMB) sont tracés selon le modèle de Protheroe & Biermann (1997). À droite, le CMB est représenté en tirets noirs. Le fond infrarouge – qui empiète légèrement dans le domaine de l'optique et de l'ultraviolet – en trait plein rouge, est une modélisation de Stecker et al. (2006). Attention, les axes des deux figures ne sont pas dans les mêmes unités. (Sources : à gauche, adapté de Ferrigno et al. 2004, et à droite, avec l'aimable autorisation de D. Allard.)

Le fond diffus cosmologique a un spectre en énergie de corps noir de température $T_{\text{CMB}} \sim 2.7$ K, représenté en tirets noirs dans la figure 2.3. L'énergie moyenne des photons du CMB sont donc de l'ordre de $E_{\text{CMB}} \simeq 2.7 k_B T_{\text{CMB}} \sim 6 \times 10^{-4}$ eV. Sa densité moyenne est de ~ 410 photons/cm³ à $z = 0$. Les équations (2.3) et (2.4) montrent que la production de pions et de paires électrons-positrons aura lieu pour les protons d'énergie $E_p \gtrsim 6 \times 10^{19}$ eV et $E_p \gtrsim 8 \times 10^{17}$ eV respectivement.

Le fond diffus infrarouge est dû à l'ensemble du rayonnement à basse énergie émis par les sources depuis le début de l'Univers¹. Bien que sa densité soit beaucoup plus faible que celle du CMB, ce fond peut contribuer de façon non négligeable à la production de neutrinos dans la gamme d'énergie du proton $10^{18} \lesssim E_p \lesssim 6 \times 10^{19}$ eV. Dans les régions denses où l'activité stellaire est – ou a été – intense, ce fond peut être aussi considérablement amplifié (voir par

1. On pourra consulter la revue de Lagache et al. (2005) pour plus de détails sur ce fond de rayonnement.

exemple leur effet dans les amas de galaxies dans chapitre 6 de cette thèse).

Le fond diffus infrarouge a fait l'objet de nombreuses modélisations, dont les plus usitées dans le domaine de la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont ceux de Kneiske et al. (2004) et de Stecker et al. (2006). Leur modélisation prend en compte les données sur l'évolution du taux formation stellaire et des fonctions de luminosité des galaxies sur des durées cosmologiques. Les deux modèles ne diffèrent jamais de plus de quelques dizaines de pour cents et sont en très bon accord avec les mesures existantes.

Le fond radio universel serait dû au rayonnement radio des galaxies normales et des radio-galaxies. Il n'intervient pas – ou de façon négligeable – dans les interactions des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, mais contribue à la formation de cascades électromagnétiques en interagissant avec les photons secondaires de très haute énergie. Ce fond n'est pas très bien connu, principalement parce qu'il est difficile de distinguer la composante Galactiques de l'extra-galactique. Les observations ont pu donner malgré tout une estimation de ce fond (Alexander et al. 1969). Protheroe & Biermann (1997) ont plus récemment modélisé ce fond en incluant la contribution des radio-galaxies et des AGN (voir figure 2.3).

2.1.2 Caractéristiques des interactions photo-hadroniques

Nous continuons d'examiner le cas simple où le rayon cosmique est un proton. Pour calculer le flux et l'énergie des particules secondaires produites par interaction des protons avec les photons du CMB ou infrarouges, il nous faut connaître l'inélasticité de l'interaction et calculer le libre parcours moyen dans ces milieux, ce qui implique d'avoir aussi une idée de la section efficace. Dans ce qui suit, les quantités primées sont exprimées dans le référentiel du proton au repos. On aura donc la correspondance : $\epsilon_\gamma \sim \epsilon'_\gamma \Gamma_p$, où Γ_p est le facteur de Lorentz du proton².

L'inélasticité est l'énergie perdue par la particule primaire lors de la collision, et qui sera donc récupérée par les produits secondaires. Sa valeur – ainsi que celle des sections efficaces – a été étudiée en détail par différents auteurs (Maximon 1968; Genzel et al. 1973; Begelman et al. 1990; Mücke et al. 1999). Pour la production de paires électrons-positrons l'inélasticité vaut $\xi^{ee}(\epsilon'_\gamma) \equiv |\Delta E_p|/E_p \sim 2m_e/m_p \sim 10^{-3}$ au seuil, et décroît de manière monotone avec l'énergie du photon. Pour la production de pions, l'inélasticité augmente de $\xi^\pi(\epsilon'_\gamma) \sim m_\pi/m_p \sim 0.14$ proche du seuil à 0.5 à haute énergie.

L'évolution de la section efficace peut être résumée comme suit : pour la production des paires électrons-positrons, la section efficace augmente de manière monotone avec l'énergie des photons de $\sigma_{p\gamma}^{ee} \sim 1.2 \text{ mb} (\epsilon'_\gamma/\epsilon'_{\gamma,s} - 1)^3$, proche du seuil d'interaction (c'est-à-dire $\epsilon'_\gamma \gtrsim \epsilon'_{\gamma,s} \simeq 2m_e \sim 1 \text{ MeV}$), à $\sigma_{p\gamma}^{ee} \sim 1.8 \text{ mb} [\ln(2\epsilon'_\gamma - 2.6)]$. Pour la production de pions, la section efficace pique proche du seuil avec $\sigma_{p\gamma}^\pi \sim 0.5 \text{ mb}$ à $\epsilon'_\gamma \sim 2\epsilon'_{\gamma,s} \sim 320 \text{ MeV}$ puis se stabilise à haute énergie vers $\sigma_{p\gamma}^\pi \sim 0.14 \text{ mb}$. Nous verrons dans la section 2.4 qu'il est possible d'avoir une modélisation plus fine de cette section efficace, en prenant en compte les différents canaux d'interaction possible. Le schéma approché de $\sigma_{p\gamma}^\pi(\epsilon'_\gamma)$ que nous venons de décrire est communément employé; on l'appelle "l'approximation de résonance Δ ".

2. Numériquement, pour un noyau quelconque de nombre de masse A et d'énergie E_A on a :

$$\Gamma_A \sim 10^9 A^{-1} \left(\frac{E_A}{10^{18} \text{ eV}} \right).$$

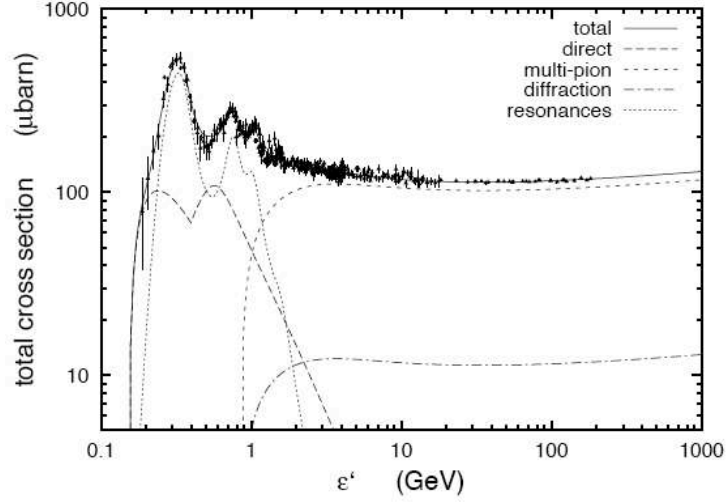


FIGURE 2.4 – Section efficace totale pour la photo-production de pions du proton. Les différents canaux d’interaction sont représentés. Les résonances en pointillés produisent dans un premier temps des particules à durée de vie très limitée (Δ^+ , N^+) qui se désintègrent ensuite en pions; elles ont une section efficace très forte. Les interactions produisant plusieurs pions (multi-pion) dominent à haute énergie (tirets courts). On peut remarquer le pic de la section efficace de la production de la particule $\Delta(1232)$; c’est la résonance Δ .

Passons à présent au calcul du libre parcours moyen. Pour faire ceci proprement, il faut tenir compte de la distribution continue en énergie des photons, au lieu de prendre une valeur moyenne. La longueur d’interaction pour un proton d’énergie $E_p = \Gamma_p m_p c^2$ devient alors :

$$\lambda_{p\gamma}(\Gamma_p) = \left[\frac{1}{\Gamma_p} \int d^3p'_\gamma f_\gamma(\mathbf{p}'_\gamma) \sigma_{p\gamma}(\epsilon'_\gamma) \right]^{-1}, \quad (2.5)$$

où $f_\gamma(\mathbf{p}'_\gamma) d^3p'_\gamma$ correspond à la densité en nombre des photons d’impulsion \mathbf{p}'_γ . On exprime le nombre d’interaction par unité de temps dans le référentiel du proton au repos, d’où l’apparition de Γ_p lors du retour dans le référentiel du milieu interstellaire. On cherche maintenant à exprimer $f_\gamma(\mathbf{p}'_\gamma) d^3p'_\gamma$ dans ce dernier référentiel, puisque c’est là qu’on le mesure. Le fond de photons étant isotrope dans le référentiel du milieu interstellaire, on peut écrire : $d^3p'_\gamma = 2\pi c^{-2} \epsilon'_\gamma d\epsilon'_\gamma d\mu'$. La transformation de Lorentz s’écrit : $\epsilon_\gamma = \Gamma_p(1 + \beta_p \mu') \epsilon'_\gamma$, avec μ' l’angle entre le photon et le proton dans le référentiel du proton au repos. Ceci nous donne un changement de variables entre μ' et ϵ_γ . En injectant tout ceci dans l’équation (2.5), on obtient (Stecker 1968) :

$$\lambda_{p\gamma}(\Gamma_p) = \left[\frac{1}{2\Gamma_p^2} \int_0^{+\infty} d\epsilon_\gamma \frac{1}{\epsilon_\gamma^2} \frac{dn_\gamma}{d\epsilon_\gamma} \int_{\epsilon'_{\text{seuil}}}^{2\Gamma_p \epsilon_\gamma} d\epsilon'_\gamma \epsilon'_\gamma \sigma_{p\gamma}(\epsilon'_\gamma) \right]^{-1}. \quad (2.6)$$

Pour le calcul de la borne supérieure de la seconde intégrale, nous nous sommes placés dans la limite $\Gamma_p \gg 1$, et ϵ'_{seuil} est l’énergie seuil du processus d’interaction considéré. Le spectre différentiel de photons par intervalle d’énergie $dn_\gamma/d\epsilon_\gamma$ est relié à leur densité en nombre par :

$$\frac{dn_\gamma}{d\epsilon_\gamma} \equiv \frac{4\pi}{c^3} \epsilon_\gamma^2 f_\gamma(\epsilon_\gamma). \quad (2.7)$$

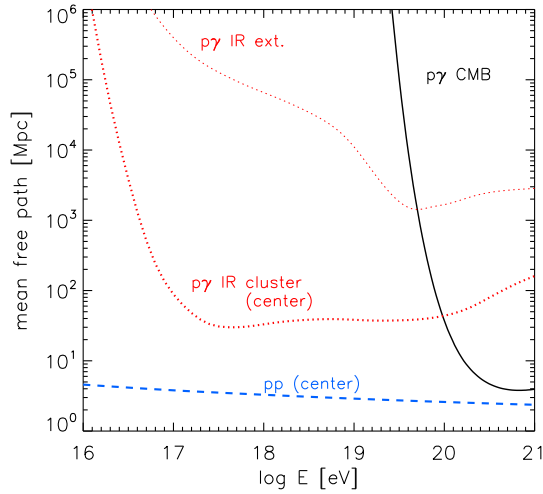


FIGURE 2.5 – Libres parcours moyens en fonction de l'énergie du proton pour la photo-production de pions sur différents fonds de photons : CMB (traits pleins noirs), fond diffus infrarouge extra-galactique (pointillés rouges fins), fond infrarouge au centre d'un amas de galaxies à cœur froid (pointillés rouges épais). Le libre parcours moyen de l'interaction hadronique pour un proton au centre d'un amas (de densité baryonique 1 cm^{-3}) est aussi représenté en tirets bleus. (Source : Kotera et al. 2009.)

La figure 2.5 présente les libres parcours moyens pour la photo-production de pions par les protons pour différents fonds de photons (ne nous préoccupons pas pour l'instant de la courbe bleue), calculés en utilisant l'équation (2.18) dans le cadre des travaux sur la propagation dans les amas de galaxies de Kotera et al. (2009). On peut voir que le CMB va être prépondérant dans la production de particules secondaires aux plus hautes énergies. On retiendra qu'à $E_p \sim 10^{20} \text{ eV}$, le libre parcours moyen pour les interactions avec les photons du CMB est de l'ordre de $\sim 10 \text{ Mpc}$. Le fond diffus infrarouge – modélisé avec les valeurs de Stecker et al. (2006) – peut aussi éventuellement contribuer en dessous de $E_p \sim 6 \times 10^{19} \text{ eV}$ quand l'influence du CMB diminue, mais la production devrait être très limitée à cause des distances d'interaction gigantesques. Nous avons modélisé le fond infrarouge à l'intérieur d'un amas de galaxies en utilisant les spectres en énergie de galaxies elliptiques fournies par Hervé Dole et en les convoluant à la densité de galaxies tridimensionnelle issues de simulations numérique (ceci sera explicité dans le chapitre 6). Nous remarquons que la densité de photons infrarouges étant très amplifiée au centre de l'amas, le libre parcours moyen devient de l'ordre de quelques dizaines de mégaparsecs. La production de particules secondaires peut donc avoir lieu si le proton primaire reste confiné assez longtemps dans le champ magnétique de l'amas.

Nous ne représentons pas ici les libres parcours moyens pour la production de paires électrons-positrons. Ces quantités sont relativement petites ($\sim 700 \text{ kpc}$ pour les photons du CMB) et nous avons vu par ailleurs que l'inélasticité de l'interaction est très faible ($\sim 10^{-3}$). Nous pouvons donc considérer l'ensemble de ces interactions comme un processus qui a lieu de façon continue et non stochastique. Nous verrons dans la section 2.3 comment nous pouvons alors évaluer le nombre d'électrons et de positrons produits.

2.1.3 Produits secondaires de la photo-production de pions

Dans l'approximation de résonance Δ , on peut considérer grossièrement que les deux tiers des interactions de photo-production de pions donne naissance à un pion neutre :

$$p + \gamma \longrightarrow p + \pi^0 \quad (2.8)$$

et le dernier tiers à un neutron et un pion chargé positivement.

$$p + \gamma \longrightarrow n + \pi^+ . \quad (2.9)$$

Les pions neutres se désintègrent ensuite en photons et les pions chargé en neutrinos, photons et muons, qui se désintègrent eux-mêmes en positrons et neutrinos :

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (2.10)$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.11)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.12)$$

On pourra retenir que typiquement $\sim 5\%$ de l'énergie de la particule primaire sera récupérée par un neutrino secondaire, et $\sim 10\%$ par un photon.

En réalité, à haute énergie ($\epsilon'_\gamma \gtrsim 2$ GeV), le processus dominant est la multi-production de pions, et au niveau du seuil, les taux de production de pions neutres et chargés sont plutôt de l'ordre de $1/2 : 1/2$. Nous verrons qu'il est possible d'implémenter finement ces processus à l'aide du code d'interactions photo-hadroniques SOPHIA (Mücke et al. 2000). Les changements que cela implique sur les flux de particules secondaires étant de quelques dizaines de pour cents, nous négligeons pour l'instant ces autres canaux.

Désintégration des neutrons

Les neutrons sont intéressants car, n'étant pas chargés, ils ne sont pas sensible au champ magnétique. Ils peuvent alors par exemple s'échapper plus facilement de l'environnement de la source que les noyaux. Ils peuvent cependant eux aussi interagir avec les photons et les baryons du milieu ambiant et produire aussi des pions selon :

$$n + \gamma \longrightarrow n + \pi^0 \quad (2.13)$$

$$n + \gamma \longrightarrow p + \pi^- . \quad (2.14)$$

À nouveau, dans l'approximation de résonance Δ , la probabilité de changer d'isospin (la seconde réaction) est de $1/3$ et la probabilité de produire un pion neutre est de $2/3$. Les caractéristiques de ces interactions sont globalement les mêmes que pour les celles des protons.

Les neutrons qui ont réussi à échapper aux collisions peuvent aussi se désintégrer selon :

$$n \longrightarrow p + \bar{\nu}_e + e^- , \quad (2.15)$$

ce qui génère encore des particules secondaires à ultra-haute énergie. L'énergie du proton issu de la désintégration s'obtient en utilisant le fait que son énergie cinétique est négligeable dans le référentiel au repos du neutron. On a donc $\Gamma_p \simeq \Gamma_n$ et donc $E_p \simeq E_n m_p / m_n \sim 0.9986 E_n$.

Le temps de désintégration vaut $\tau \sim 885$ s dans le référentiel du neutron au repos. Grâce à son caractère relativiste, le neutron de ultra-haute énergie pourra parcourir une distance

$$\lambda_n = c\tau\Gamma_n \sim 0.9 \text{ Mpc} \left(\frac{E_n}{10^{20} \text{ eV}} \right). \quad (2.16)$$

On ne pourra donc pas détecter de flux de neutrons venant de sources extra-galactiques ; par contre, on peut envisager que des neutrons venant du centre Galactique puissent être observés ($\lambda_n \sim 9$ kpc à $E_n = 10^{18}$ eV).

Flux de neutrinos et de photons de ultra-haute énergie

On peut évaluer le flux diffus des neutrinos produits par interactions photo-hadroniques dans le milieu extra-galactique, sous quelques hypothèses simple (distribution de sources homogène, pas d'évolution en redshift – cette évolution pourrait en fait être introduite si on connaissait l'évolution en temps de tous les paramètres qui interviennent). On peut écrire pour un type de neutrinos (électroniques ou muoniques) :

$$J_\nu(E_\nu) \equiv \frac{d^4 N_\nu}{dS d\Omega dt dE_\nu} = \frac{c}{4\pi} \int dt \int Q(E_p) n_s Y_\nu(E_p, E_\nu, t) dE_p, \quad (2.17)$$

où S et Ω représentent la surface du détecteur et l'angle solide d'observation, n_s la densité de sources de rayons cosmiques de ultra-haute énergie et $Q(E_p) \equiv d^2 N_p / dE_p dt$ le spectre d'injection des protons. La quantité $Y_\nu(E_p, E_\nu, t) \equiv d^2 N_\nu / dE_\nu dN_p$ est la productivité différentielle de neutrinos : elle donne le nombre de neutrinos produits à énergie E_ν pour un proton d'énergie E_p à un temps t et par intervalle d'énergie. Sa valeur dépend de l'inélasticité de la réaction, ainsi que de son libre parcours moyen.

La productivité des neutrinos a été étudiée par Berezhinsky & Gazizov (1993) dans le cadre d'une seule interaction. Sa valeur pour une propagation sur un temps t a été calculée par Engel et al. (2001) en incluant les pertes d'énergie des neutrinos par expansion.

Pour les photons de très haute énergie, la situation est beaucoup plus compliquée, car ils sont sujets à des cascades électromagnétiques au cours de leur propagation dans le milieu extra-galactique. Le calcul de leur flux doit donc tenir compte des différents processus de pertes d'énergie que subissent les électrons et les photons. Nous verrons comment nous pouvons calculer ces cascades dans la section 2.3.

2.1.4 Production de particules secondaires par les noyaux

Nous avons considéré jusque là uniquement le cas de protons primaires. Or nous avons vu que les rayons cosmiques de ultra-haute énergie pouvaient être des noyaux de nombre de masse $A > 1$ (voir section 1.8). Dans cette optique, il est indispensable d'étudier les processus d'interaction photo-nucléiques et les particules secondaires résultants. À ultra-haute énergie, les noyaux interagissent selon deux types de processus avec les photons : par photo-production de paires électrons-positrons d'une part, et d'autre part par photo-désintégration. La production de paires provoque une diminution du facteur de Lorentz de la particule sans affecter le nombre de nucléons. La photo-désintégration consiste en l'absorption d'un photon, ce qui génère un état instable puis l'expulsion rapide d'un ou plusieurs nucléons. En première approximation, ce

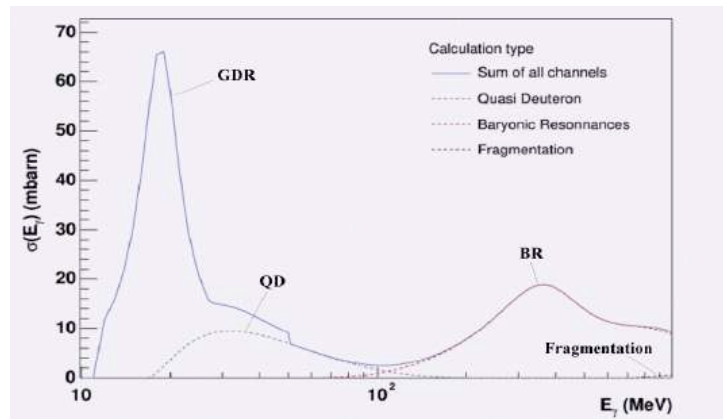


FIGURE 2.6 – Sections efficaces des processus principaux de photo-désintégration pour un noyau de ^{56}Fe , calculées par Khan et al. (2005). (Avec l’aimable autorisation de D. Allard.)

processus ne modifie pas le facteur de Lorentz du noyau : l’énergie par nucléon du noyau reste inchangée.

Essentiellement trois mécanismes de photo-désintégration peuvent jouer un rôle dans la propagation des noyaux de ultra-haute énergie. Toutes ne permettent en fait pas la production de pions, et donc de neutrinos et de photons secondaires. Elles impliquent cependant l’éjection de nucléons et de particules α (noyaux d’Helium) qui peuvent eux-même produire des astroparticules secondaires. Nous allons décrire brièvement leurs caractéristiques nécessaires à cette étude.

La résonance dipolaire géante (GDR) : c’est le mécanisme prépondérant de la photo-désintégration. Il intervient à relativement basse énergie ($\epsilon'_\gamma \sim 8 - 30$ MeV) et sa section efficace pique fortement jusqu’à $\sigma_{\text{GDR}} \sim 75$ mb pour un noyau de fer (voir figure 2.6). L’interaction s’accompagne de l’émission d’un ou plusieurs nucléons ou d’une particule α .

Le processus quasi deutéron (QD) : ce mécanisme contribue entre les énergies $\epsilon'_\gamma \sim 20 - 150$ MeV et donne lieu à l’émission de deux ou plus nucléons. Sa section efficace est beaucoup moins élevée que celle de la GDR.

Les résonances baryoniques (BR) : ce sont les seuls processus parmi ces trois à intervenir au-dessus du seuil de production des pions ($\epsilon'_\gamma \sim 150$ MeV). Un pion, ainsi que des nucléons (dont le nombre dépend de la masse du noyau – environ 6 pour un noyau de fer) sont émis lors de ces interactions. Leur section efficace pique à $\sigma_{\text{BR}} \sim 20$ mb pour un noyau de fer, vers $\epsilon'_\gamma \sim 350$ MeV.

Au-delà de $\epsilon'_\gamma \sim 1$ GeV a lieu la photo-fragmentation, qui est un processus catastrophique provoquant la destruction du noyau en multiples fragments de masse (et donc d’énergie) bien inférieure au noyau initial. Pour le fond diffus cosmologique, ces interactions n’auront cependant lieu que pour des énergies de noyau $E_A \gtrsim A \times 10^{21}$ eV. Nous les négligerons donc dans la suite.

Le libre parcours moyen pour la photo-désintégration peuvent être calculé de la même façon que dans l’équation (2.18). La distance parcourue par un noyau de nombre de masse A et

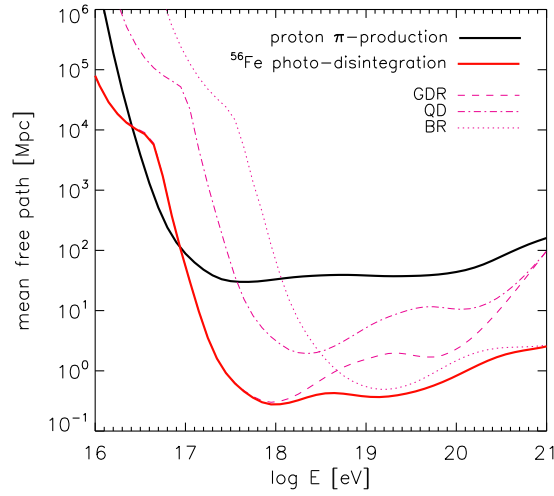


FIGURE 2.7 – Libres parcours moyens pour la photo-interaction sur le fond infrarouge au centre d’un amas de galaxies. La photo-production de pions du proton est représentée en noir et la photo-désintégration pour le ^{56}Fe en rouge. Pour ce dernier, nous indiquons aussi les libres parcours moyens pour les processus GDR (tirets), QD (tirets-points) et BR (pointillés). (Adapté de Kotera et al. 2009.)

d’énergie $E_A = \Gamma_A A m_p c^2$ avant de perdre i nucléons lors d’une interaction est donnée par :

$$\lambda_{A,i}(\Gamma_A) = \left[\frac{1}{2\Gamma_A^2} \int_0^{+\infty} d\epsilon_\gamma \frac{1}{\epsilon_\gamma^2} \frac{dn_\gamma}{d\epsilon_\gamma} \int_{\epsilon'_\gamma \text{ seuil}}^{2\Gamma_A \epsilon_\gamma} d\epsilon'_\gamma \epsilon'_\gamma \sigma_{A,i}(\epsilon'_\gamma) \right]^{-1}. \quad (2.18)$$

Ici, $\sigma_{A,i}$ est la section efficace totale de perte de i nucléons pour un noyau de masse A . Le libre parcours moyen de l’ensemble des interactions pour le noyau de masse A est alors calculé en prenant la moyenne harmonique pour tous les nombres de nucléons expulsés possibles :

$$\lambda_{A\gamma} = \sum_i (\lambda_{A,i})^{-1}. \quad (2.19)$$

Les sections efficaces $\sigma_{A,i}$ ont été modélisées par Puget et al. (1976) puis de façon plus détaillée par Khan et al. (2005). Les premiers trouvent que la section efficace totale est de $\sigma_{A\gamma} \sim 10^{-3} Z(A-Z)/A$ barns. On peut alors évaluer la longueur d’interaction typique pour les photons du CMB à $\lambda_{A\gamma} \sim A^{-1}$ Mpc puisque $A/Z \sim 2$ pour $2 \leq A \leq 56$. Le processus d’interaction dominant est la résonance dipolaire géante, à une énergie typique de 10 – 20 MeV, donc les interactions des noyaux avec le pic du CMB auront lieu en majorité à une énergie caractéristique de l’ordre de $E_A \sim A \times 10^{19}$ eV. Khan et al. (2005) ont modélisé les sections efficaces de façon plus fine et trouvent que les valeurs de Puget et al. (1976) sont surestimées au niveau des énergies seuils. Ceci implique par exemple que les interactions avec le CMB commencent à une énergie $\sim 25\%$ plus basse dans la modélisation de Puget et al. (1976) que dans la modélisation de Khan et al. (2005).

La figure 2.7 présente les libres parcours moyens pour les processus de photo-désintégration dans le cas du ^{56}Fe . Le fond de photons considéré ici est le fond infrarouge d’un amas de galaxies à cœur froid, modélisé par Kotera et al. (2009) – voir chapitre 6. La comparaison avec le libre

parcours moyen de la photo-production de pions pour les protons est parlante : le fond infrarouge contribuera beaucoup plus aux interactions des noyaux à énergie $E_A \lesssim 10^{20}$ eV que dans le cas des protons. Cette remarque est valable pour le fond diffus infrarouge en général, et non simplement dans le cas d'un amas. Il faut remarquer cependant que cela ne signifie pas que les noyaux vont produire plus de neutrinos et photons secondaires au cours de la propagation. En effet, la production de pions pour les noyaux ne peut avoir lieu que dans le cas de l'interaction BR, donc aux énergies extrêmes. Les nucléons secondaires peuvent par contre produire à leur tour des neutrinos et des photons par photo-interactions. Le faible libre parcours moyen de la photo-désintégration aura cependant une influence notable sur le spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Nous en discuterons dans la section 2.6.

Comme pour les protons, la photo-production de paires n'a d'influence que sur une gamme d'énergie limitée – entre son seuil et l'énergie à laquelle la photo-désintégration devient dominante. Rachen (1996) a paramétrisé les sections efficaces et les inélasticités de ce processus en fonction de A et de Z , en se basant sur les travaux de Blumenthal (1970). Dans cette paramétrisation, le libre parcours moyen pour un noyau de nombres de masse A et de charge Z et de facteur de Lorentz Γ_A s'écrit :

$$\lambda_{\text{paires}}(Z, A, \Gamma_A) = \frac{A}{Z^2 \phi(Z\alpha)} \lambda_{\text{paires}}(Z = 1, A = 1, \Gamma_A), \quad (2.20)$$

où l'on a $\phi(x) = 1 - 0.29x^2 + 0.25x^4 - 0.25x^6$, α la constante de structure fine et $\lambda_{\text{paires}}(1, 1, \Gamma_A)$ le libre parcours moyen des protons. La longueur de perte d'énergie sera d'autant plus courte que la charge est élevée, ce qui montre bien la nature électromagnétique du processus.

De nombreux travaux ont porté sur la propagation des noyaux de ultra-haute énergie dans l'Univers (Stecker & Salamon 1999; Bertone et al. 2002; Allard et al. 2005, 2006; Hooper et al. 2005; Globus et al. 2008; Aloisio et al. 2008; Hooper et al. 2008, par exemple). La plupart des auteurs se concentrent sur l'aspect du spectre des rayons cosmiques et non sur les neutrinos et les photons émis (sauf Allard et al. 2005 et Hooper et al. 2005 qui étudient les neutrinos cosmogéniques). Certains auteurs (Aloisio et al. 2008; Hooper et al. 2008) proposent des modélisations analytiques de la propagation des noyaux, mais les premiers se placent dans une approximation qui n'est valable que dans le cas du CMB et les seconds ignorent tous les processus de pertes autres que la photo-désintégration impliquant l'émission d'un seul nucléon. Ainsi, environ 40% des pertes d'énergie ne sont pas pris en compte dans cette étude. De façon générale, la complexité des spectres de fonds de photons, et des canaux d'interactions est telle qu'il est peu réaliste de modéliser la propagation des noyaux de ultra-haute énergie autrement que par des méthodes de Monte-Carlo. Cette remarque est d'autant plus vraie pour le calcul des émissions secondaires. Ces méthodes numériques seront expliquées dans la section 2.4.

2.2 Production par interactions sur les fonds de baryons

Le fond de baryons n'est assez dense pour être considéré dans notre cadre que dans certaines régions particulières comme les amas de galaxies. Au cœur des amas, la densité de baryons peut atteindre des valeurs de l'ordre de quelques particules par cm^3 mais décroît très rapidement à

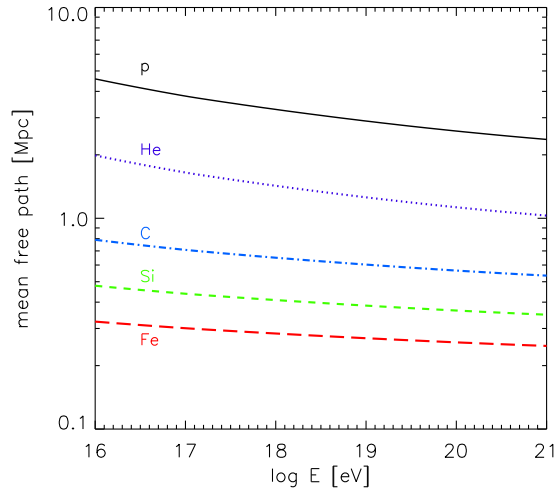


FIGURE 2.8 – Libres parcours moyens d’interactions hadroniques pour le proton et différents noyaux de nombre de masse $A > 1$. Les sections efficaces utilisées ont été calculées avec le code EPOS. La densité de protons cibles est de $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$, valeur typique au centre d’un amas de galaxies à cœur froid. (Source : Kotera et al. 2009.)

des valeurs aux alentours de $\sim 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ vers le rayon du viriel (voir figure 6.4). Cette dernière valeur correspond aussi à la densité typique dans les filaments de grandes structures.

Les interactions hadroniques dominantes peuvent s’écrire de la même façon que pour les interactions photo-hadroniques (équations 2.8 et 2.9), en remplaçant le photon par un proton thermique. Elles produisent donc également des neutrinos, des photons et des électrons et positrons de haute énergie.

Les libres parcours moyens peuvent être calculés très simplement en supposant que les protons cibles ont globalement la même énergie thermique. De plus, la section efficace varie très peu en fonction de l’énergie (Karol 1988) :

$$\sigma_{pp}(E_p) \sim 30 \text{ mb} \left[0.95 + 0.06 \ln \left(\frac{E_p}{1 \text{ GeV}} - 1 \right) \right], \quad (2.21)$$

ce qui nous donne pour le libre parcours moyen à ultra-haute énergie :

$$\lambda_{pp} = (n_H \sigma_{pp})^{-1} \sim 6 \text{ Mpc} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right). \quad (2.22)$$

La figure 2.5 montre ce résultat : en bleu est tracé le libre parcours moyen de l’interaction p-p au centre d’un amas de galaxies de densité baryonique 1 cm^{-3} . On peut constater qu’au centre de l’amas, l’interaction dominante sera de loin hadronique. La densité décroissant très rapidement, on peut aussi remarquer que ceci ne jouera un rôle que dans une région assez centrale de l’amas (sur 100 kpc environ).

On parle de réactions de spallation ou de fragmentation pour désigner les interactions des noyaux avec les protons (ou avec d’autres noyaux). Pour ces interactions, la section efficace varie globalement comme celle des protons, mais avec un facteur multiplicatif $A^{2/3}$ (où A est le nombre de masse du noyau) qui rend compte de l’accroissement de la taille de la particule. Cet effet est illustré dans la figure 2.8 qui présente la variation des libres parcours moyens d’interaction

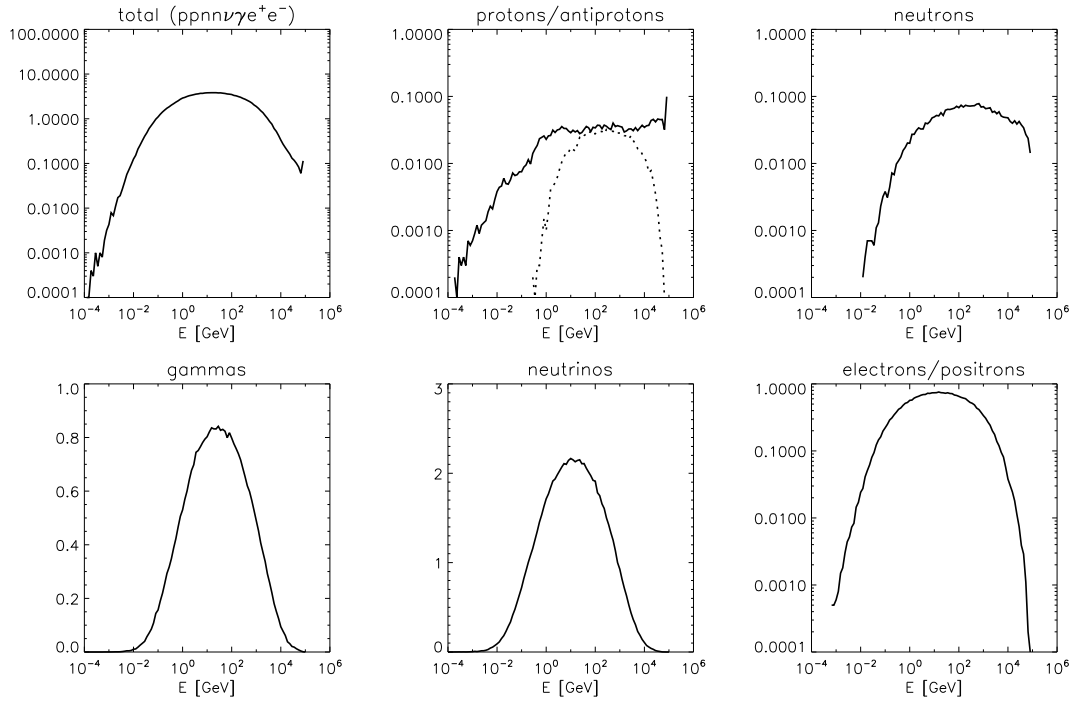


FIGURE 2.9 – Histogrammes en énergie des particules secondaires produites lors de l’interaction p-p calculés avec le code EPOS, avec un projectile d’énergie $E_p = 10^5$ GeV. En ordonnées : le nombre de particules dans chaque intervalle d’énergie normalisé pour une seule interaction. La ligne pointillée donne le nombre d’antiprotons.

hadronique pour quelques noyaux. Les sections efficaces utilisées ici ont été calculées avec le code EPOS. Nous remarquons qu’à haute énergie, les libres parcours moyens des noyaux peuvent être retrouvés à partir de celui du proton par une simple re-normalisation de $A^{2/3}$. À basse énergie, on trouve un léger écart par rapport à cette loi.

Les réactions de spallations suivent le schéma suivant : lorsque le noyau rencontre le proton cible, l’ensemble des nucléons du noyau se retrouvent excités et forment un ensemble de pré-fragments. Au cours de la désexcitation, ces pré-fragments se rassemblent en quelques fragments importants et en nucléons, tout en émettant des particules secondaires (neutrinos, photons, électrons, et autre particules qui se désintègrent rapidement). La nature et le nombre des particules ainsi produites sont très variés : le noyau primaire peut perdre quelques nucléons, se fragmenter en plusieurs noyaux ou se désintégrer complètement en nucléons selon les cas. Dans chaque cas, la fragmentation s’accompagne de l’émission de neutrinos, photons et électrons énergétiques dont l’énergie et le nombre dépendent du type de réaction (voir une illustration des produits secondaires dans la figure 2.9 pour le modèle d’interaction hadronique EPOS). À nouveau, la complexité de ces réactions ne permet pas de modélisation analytique très réaliste de ces interactions. Il faut ainsi recourir à des traitements numériques, et utiliser les codes d’interactions hadroniques détaillés qui ont été développés au cours de ces dernières décennies.

2.3 Cascades électromagnétiques

Les photons, les électrons et les positrons secondaires de ultra-haute énergie interagissent avec les fonds de rayonnement de basse énergie dans l'Univers, et développent des cascades électromagnétiques. Dans cette section, nous allons d'abord étudier les caractéristiques des flux de ces particules secondaires produits par les rayons cosmiques. Nous examinerons ensuite les interactions que subissent les photons et les électrons/positrons de très haute énergie au cours de leur propagation dans l'Univers.

2.3.1 Flux de γ et de e^\pm directement produits par les rayons cosmiques

Ces particules secondaires sont créés à partir des rayons cosmiques par les processus suivants : la photo-production de paires électrons-positrons sur le CMB ou le fond infrarouge, la production de pions par interactions photo-hadroniques, par photo-désintégration ou par interactions hadroniques qui peut générer des photons si un pion neutre est émis, ou des électrons et des positrons par désintégration de muons dans le cas d'un pion chargé (2.10)–(2.12). Enfin la désintégration de neutrons peut aussi produire des électrons (2.15).

Les énergies de pions neutres et chargés émis au cours de ces processus dépendront bien sûr de l'énergie des rayons cosmiques primaires, ainsi que des énergies des particules cibles. Connaissant la fonction source de pions neutres produits $q_{\pi_0}(E_{\pi_0})$, on peut exprimer le flux de photons obtenus par leur désintégration de la façon suivante (Stecker 1979) :

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{q_{\pi_0}(E_{\pi_0})}{\sqrt{E_{\pi_0}^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_{\pi_0}, \quad (2.23)$$

avec $E_{\min} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$. Connaissant la fonction source de pions chargés produits $q_\pi(E_{\pi_0})$, on peut aussi calculer le flux d'électrons et de positrons émis par les pions chargés, suite à la désintégration des muons :

$$q_e(E_e) = \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \int_{E_e}^{E_{p,\max}} dE_\mu \frac{dP}{dE_e} \int_{E_{\pi,\min}}^{E_{\pi,\max}} \frac{dE_\pi}{\beta_\pi E_\pi} q_\pi(E_\pi). \quad (2.24)$$

Dans cette équation, dP/dE_e est la probabilité de désintégration à trois corps (Fatuzzo & Melia 2003), $\beta_\pi = v_\pi/c$ et les bornes d'intégration sont données par :

$$E_{\pi,\min/\max} = 2 E_\mu \left[(1 \pm \beta_\mu) + \frac{m_\pi^2}{m_\mu^2} (1 \mp \beta_\mu) \right]^{-1} \quad \text{avec} \quad \beta_\mu = v_\mu/c. \quad (2.25)$$

La distribution des électrons et des positrons issus de la photo-production de paires est délicate à traiter. La plupart des travaux (voir par exemple Armengaud et al. 2006) supposent que les caractéristiques de cette interaction sont similaires à celles de la production de triplets $\gamma + e \rightarrow e^+ + e^- + e$. Ceci est raisonnable, puisqu'à haute énergie, la masse du proton ne joue plus de rôle est le processus électromagnétique est le même, que l'on considère un proton ou un électron comme projectile. Les simulations de Mastichiadis (1991) montrent que les paires créées se distribuent selon une loi de puissance en $E_e^{-7/4}$, sur une gamme d'énergie $E_{\min} \leq E_e \leq E_{\max}$,

avec E_{\min} telle qu'elle a été calculée dans l'équation (2.4) et :

$$E_{\max} = \frac{4E_p^2 \epsilon}{4E_p \epsilon + m_p^2 c^4} \sim \frac{4.5 \times 10^{15} (E_p/10^{18} \text{ eV})}{4.6 \times 10^{-3} (E_p/10^{18} \text{ eV}) + 1} \text{ eV}. \quad (2.26)$$

Pour l'application numérique, l'énergie moyenne du fond de photons ϵ a été prise à 10^{-3} eV, qui est l'énergie typique pour le CMB.

2.3.2 Interactions pertinentes des γ et e^\pm sur les fonds de rayonnement

Les photons de très haute énergie peuvent interagir sur les fonds de rayonnement de basse énergie et créer des paires d'électrons-positrons :

$$\gamma + \gamma_{\text{fond}} \longrightarrow e^- + e^+. \quad (2.27)$$

Le seuil d'énergie de cette interaction est :

$$E_\gamma \geq \frac{m_e^2 c^4}{\epsilon} = 0.26 \times 10^{12} \text{ eV} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ eV}} \right)^{-1}, \quad (2.28)$$

où ϵ est l'énergie d'un photon du fond de rayonnement. On peut voir d'après cette équation que les photons en deçà du TeV pourront se propager sans interagir, car le fond infrarouge devient très peu dense au-delà de $\epsilon \sim 1$ eV. Au-dessus du TeV, l'Univers est opaque aux photons, qui interagissent avec le CMB aux alentours de $E_\gamma \sim 10^{14}$ eV et avec le fond radio universel pour les photons de $E_\gamma \gtrsim 10^{20}$ eV. La section efficace de cette interaction atteint son maximum près du seuil. Pour une collision frontale, elle s'exprime comme suit :

$$\sigma_{\text{paires}} = \pi r_e^2 \frac{m_e^2 c^4}{E_\gamma \epsilon} \left[2 \ln \left(\frac{2\sqrt{E_\gamma \epsilon}}{m_e c^2} \right) - 1 \right], \quad (2.29)$$

où l'on a noté le rayon classique de l'électron $r_e \equiv e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$. Connaissant les densités des fonds de rayonnement, on pourra alors calculer les libres parcours moyens, donc les distances à l'horizon pour les photons à chaque énergie (voir figure 2.10). Par exemple pour les photons d'énergie de l'ordre de $E_\gamma \sim 100$ TeV, l'horizon est situé à environ 1 Mpc à cause des interactions sur le CMB. Dans cette interaction, une grande partie de l'énergie du photon va se retrouver dans l'une des deux paires; seule une fraction d'énergie de $f \sim 1/\ln(2\epsilon E_\gamma)$ est perdue dans la deuxième particule. Cette perte est de l'ordre de quelques pour cents si le photon incident a une énergie $E_\gamma \sim 10^{19}$ eV.

Un autre processus essentiel dans les formations de cascades électromagnétiques est la diffusion Compton inverse. Le principe est le suivant : un électron de très haute énergie peut transférer une grande partie de son énergie à un photon peu énergétique du rayonnement ambiant :

$$e + \gamma_{\text{fond}} \longrightarrow e + \gamma. \quad (2.30)$$

Les électrons que nous allons considérer étant toujours relativistes, nous pouvons nous placer dans le régime extrême dit de Klein-Nishina, dans lequel la section efficace du processus s'écrit :

$$\sigma_{\text{IC}} = \frac{\pi r_e^2}{\epsilon} \left[1 - \frac{2(\epsilon + 1)}{\epsilon^2} \right] \ln(2\epsilon + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\epsilon} - \frac{1}{2(2\epsilon + 1)^2}, \quad (2.31)$$

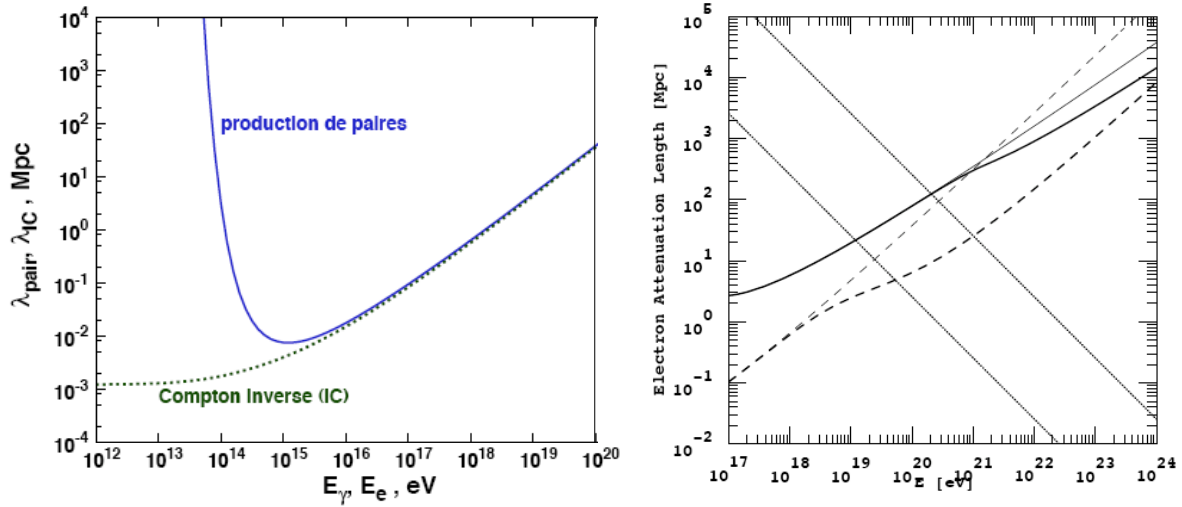


FIGURE 2.10 – Libres parcours moyens pour les interactions intervenant dans les cascades électromagnétiques. À gauche : comparaison entre la production de paires et la diffusion Compton inverse. À droite : en traits pleins, la production de triplets et en tirets la diffusion Compton inverse, pour le CMB (traits fins) et pour l'ensemble du fond de rayonnement (trait épais). Attention, ce sont bien les libres parcours moyens qui sont représentés et non les distances de perte d'énergie comme indiqué en ordonnées – pour retrouver celles-ci, il suffit de les translater d'un ordre de grandeur vers le haut. Les lignes obliques représentent la distance de perte d'énergie pour l'émission synchrotron, pour un champ magnétique $B = 10^{-10}$ G en bas et $B = 10^{-11}$ G en haut. (Sources : à gauche, adapté de Armengaud 2006, à droite, Sigl 2001a.)

où l'on a défini $\varepsilon = \epsilon/(m_e c^2)$. Dans la limite ultra-relativiste, cette formule peut encore se simplifier en $\sigma_{IC} = (\pi r_e^2/\varepsilon) \ln(2\varepsilon + 1)$. La section efficace diminue donc aux hautes énergies en ε^{-1} , ce qui a pour conséquence que les fonds de rayonnement dans le domaine de l'optique et de l'X ne jouent pas de rôle dans la production des photons de très haute énergie (nous avons vu d'autre part que ces fonds ont une densité très faible). Aux hautes énergies, il est intéressant de remarquer que le libre parcours moyen est très proche de celui de la production de paires comme le montre la figure 2.10. Encore une fois, l'énergie initiale de l'électron incident va être presque totalement transférée au photon émis.

Ainsi, la cascade $\gamma \rightarrow e \rightarrow \gamma \rightarrow e \dots$ est quasi-parfaite, et l'énergie initiale du photon ne sera que lentement dégradée. À basse énergie (au voisinage du seuil d'interaction), la cascade s'accélère car les distances d'interaction deviennent de plus en plus petites (voir figure 2.10), jusqu'à ce que la majorité des photons créés tombent en dessous du seuil de production de paires. Ceux-ci s'accumulent en un spectre caractéristique en $E^{-1.5}$ en dessous de ce seuil (voir par exemple Wdowczyk & Wolfendale 1990).

Enfin le rayonnement synchrotron peut jouer un rôle en arrêtant les cascades si le champ magnétique est assez intense. En effet, les électrons et positrons produits peuvent se refroidir en émettant des photons dans le champ magnétique extra-galactique. Si le refroidissement est assez important pour que les photons se retrouvent dans une gamme d'énergie inférieure au seuil de production de paires, la cascade s'arrête. Dans un champ magnétique homogène d'intensité B ,

la distance de perte d'énergie d'un électron d'énergie E_e est donnée par :

$$x_{\text{syn}} = \frac{6\pi m_e^2 c^4}{\sigma_T} B^{-2} E^{-1} \sim 3.8 \text{ kpc} \left(\frac{B}{10 \text{ nG}} \right)^{-2} \left(\frac{E_e}{10^{19} \text{ eV}} \right)^{-1}, \quad (2.32)$$

où σ_T est la section efficace de Thomson. Dans le champ magnétique d'un filament par exemple (on peut avoir $B \sim 10 \text{ nG}$), les cascades électromagnétiques seront très rapidement arrêtées. Les électrons rayonneront en synchrotron sur une distance relativement courte et les photons ainsi produits seront récupérés dans le domaine du GeV. En effet, le spectre des photons émis par le rayonnement synchrotron dû à un électron d'énergie E_e dans un champ magnétique homogène d'intensité B a une énergie caractéristique de :

$$E_{\gamma, \text{syn}} \sim 6.8 \times 10^{10} \text{ eV} \left(\frac{B}{10 \text{ nG}} \right) \left(\frac{E_e}{10^{19} \text{ eV}} \right)^2, \quad (2.33)$$

Nous ré-examinerons le rayonnement synchrotron dans le chapitre suivant dans une autre optique : pour la mesure des champs magnétiques extra-galactiques sur lesquelles nous verrons que les incertitudes sont très importantes. On pourrait alors se demander quel serait l'effet d'un champ magnétique inhomogène sur cette émission, et si elle serait détectable. Cette question sera l'objet du chapitre 7.

Il existe également des processus d'électrodynamique quantique d'ordre plus élevé comme la photo-production de double paires : $\gamma + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^- + e^+ + e^- + e^+$ ou la production d'un triplet par interaction d'un électron avec le fond de rayonnement : $e + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow e + e^+ + e^-$, mais ceux-ci ne commencent à avoir un effet qu'aux énergies extrêmes ($E_\gamma \gtrsim 10^{21-23} \text{ eV}$ pour les doubles paires et $E_e \gtrsim 10^{22} \text{ eV}$ pour les triplets). Pour les triplets, ceci est illustré dans la figure 2.10.

2.4 Traitement numérique

Le traitement des interactions par méthodes de Monte-Carlo est nécessaire pour aller au-delà des hypothèses simplificatrices qui sont invoquées dans les estimations analytiques. Un calcul numérique est indispensable notamment si l'on considère des distributions de sources inhomogènes et les multiples canaux d'interactions. Nous avons aussi souligné qu'une méthode de Monte-Carlo est adaptée pour traiter les processus complexes intervenant dans la propagation des noyaux dans le milieu extra-galactique. Nous allons dans la suite décrire l'essence de ces codes de propagation, sans pourtant nous étendre sur les détails techniques.

Schématiquement, les codes de propagation de rayons cosmiques traitent les interactions de la manière suivante :

1. Le libre parcours moyen effectif est calculé en prenant la moyenne harmonique des libres parcours moyens pour toutes les interactions considérées. Si la production de paires est traitée de façon continue, un pas minimal sur lequel on accepte de négliger les pertes d'énergies dues à ce processus est fixé.
2. La distance à parcourir (le pas) est tirée aléatoirement autour de la valeur du libre parcours moyen effectif.
3. Une fois ce pas parcouru, on tire le mode d'interaction sur l'ensemble de ce trajet, en comparant la distance effective aux différents libres parcours moyens.

4. Si l'interaction est de type photo-hadronique, l'énergie du photon responsable de l'interaction est tirée selon le spectre des fonds considérés.
5. L'énergie perdue par le rayon cosmique primaire est calculée, y compris celle due à la production de paires. Les particules secondaires stables (les muons sont désintégrés immédiatement) sont stockées.
6. S'il y a des nucléons ou des noyaux parmi ces secondaires, ils sont propagés à leur tour.

Il existe des codes sophistiqués qui permettent d'évaluer plus précisément les sections efficaces (nécessaires pour le calcul du libre parcours moyen) et les produits secondaires des interactions. L'approximation de résonance Δ pour la photo-production de pions, dont nous avons parlé dans la section 2.1.2 peut par exemple être affinée en prenant en compte tous les canaux d'interaction que montre la figure 2.4. Le code SOPHIA permet de modéliser ces différents modes d'interaction et calcule les particules émises en sortie par des méthodes de Monte-Carlo.

Nous pouvons trouver plusieurs codes d'interaction hadronique dans la littérature ; ils ont été essentiellement mis au point pour étudier le développement de gerbes de particules dans l'atmosphère (on peut citer par exemple SIBYLL, Fletcher et al. 1994, QGSJET, Ostapchenko & et al. 2005, ou encore EPOS, Werner et al. 2006). Ils permettent de calculer les sections efficaces et les produits secondaires des interactions entre une grande variété de noyaux de haute énergie. Dans chaque code est implémenté un modèle hadronique différent basé sur de la physique nucléaire et particulaire avancées. Le modèle le plus récent est EPOS (Werner et al. 2006). Ce dernier présente l'avantage d'avoir été testé sur les données expérimentales de physique des particules, et donc de fournir une description réaliste des produits secondaires. Pour cette raison, nous avons choisi d'incorporer ce modèle dans nos simulations numériques de propagation décrites dans le chapitre 6. Notons que EPOS ne traite que la pré-fragmentation du noyau : l'assemblage des nucléons spectateurs en noyaux secondaires doit être fait en aval du code. Nous utilisons pour ceci le modèle de fragmentation de Campi & Huefner (1981) tel qu'il est implémenté dans le programme de simulations de gerbes CONEX (Bergmann et al. 2007).

L'implémentation des codes de cascades est similaire à ce qui a été décrit plus haut. Pour des raisons de simplicité, de nombreux travaux utilisent des cascades unidimensionnelles, dans lesquelles la déflexion des électrons et des positrons produits n'est pas pris en compte. On peut vérifier la validité de ce traitement en comparant le rayon de Larmor de l'électron (ou positron) dans le champ magnétique :

$$r_L = 110 \text{ kpc} \left(\frac{E_e}{10^{18} \text{ eV}} \right) \left(\frac{B}{10 \text{ nG}} \right)^{-1} \quad (2.34)$$

avec la distance de propagation, et les longueurs de perte d'énergie par rayonnement synchrotron et par diffusion Compton inverse. Si le rayon de Larmor est supérieur à ces distances, on pourra considérer que la particule qui se propage n'est pas défléchiée et l'approximation unidimensionnelle est valable. Sinon, il sera nécessaire de considérer des cascades tridimensionnelles qui prennent en compte la propagation de l'électron dans le milieu magnétisé.

2.5 Estimations de flux de neutrinos et photons secondaires

Les neutrinos et photons de très haute énergie peuvent être générés à la source des rayons cosmiques. En supposant que le flux diffus de neutrinos à haute énergie J_ν dans l'Univers provient

principalement de ces sources (et non d'interactions lors de la propagation par exemple), il est possible de poser une limite supérieure sur J_ν grâce au flux de rayons cosmiques mesuré. Waxman & Bahcall (1999) supposent que les rayons cosmiques extra-galactiques sont essentiellement composés de protons, et estiment que les sources cosmologiques injectent un taux de particules de $E_{\text{cr}}^2 d\dot{N}_{\text{cr}}/dE_{\text{cr}} = 10^{44}$ erg Mpc $^{-3}$ par an dans la gamme d'énergie $E_{\text{cr}} \sim 10^{19-20}$ eV. En supposant que toute l'énergie perdue par les rayons cosmiques dans la source va aux pions produits (et donc en proportion moindre aux neutrinos), Waxman & Bahcall (1999) trouvent une limite supérieure sur le flux des neutrinos muoniques de :

$$E_\nu^2 J_{\nu\mu}(E_\nu) \simeq \frac{1}{8} t_H E_{\text{cr}}^2 \frac{d\dot{N}_{\text{cr}}}{dE_{\text{cr}}} \sim 2 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (2.35)$$

Les flux de neutrinos attendus sur Terre sont les mêmes pour toutes les saveurs en raison des oscillations au cours de leur parcours. Notons que la prise en compte de l'évolution en temps des sources permet de baisser cette limite à $E_{\nu,\text{max}} \sim 9 \times 10^{-9}$ GeV cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$ (Waxman 2003). La valeur de cette limite (sans évolution de sources) est indiquée en pointillés dans la figure 2.1. On constate sur cette même figure que les limites observationnelles des détecteurs IceCUBE et du futur KM3Net devraient permettre de poser une contrainte en flux plus forte que la limite Waxman-Bahcall.

Nous allons nous concentrer dans cette thèse sur les particules secondaires produites au cours de la propagation, qui peuvent aussi contribuer en partie au flux diffus dans l'Univers. Nous avons vu dans ce chapitre qu'ils pouvaient être émis lors d'interactions sur les fonds de rayonnement, pour peu que les distances considérées soient bien supérieures au libre parcours moyen : $D_{\text{source}} \gg 10 \text{ Mpc} (E_p/10^{20} \text{ eV})$.

Engel et al. (2001) montrent que pour leur normalisation et sous hypothèse que la distribution des sources est homogène, le flux de neutrinos cosmogéniques dus aux interactions de protons avec le CMB est un peu faible pour être observé dans l'immédiat par les expériences actuelles comme ANTARES ou IceCube : le nombre d'événements détectables par an devrait être de l'ordre de 0.19 au-dessus de $E_\nu \sim 1$ PeV. Les calculs semi-analytiques de Ave et al. (2005) concordent avec ces résultats.

Allard et al. (2006) ont étudié la production de neutrinos cosmogéniques sur le CMB en considérant diverses compositions chimiques à ultra-haute énergie, et pour différents modèles d'évolution de sources. Leurs résultats sont présentés dans la figure 2.11 qui compare les spectres obtenus avec leurs simulations avec les limites des détecteurs actuels et le fond de neutrinos atmosphériques. Leurs conclusions indiquent que ces flux de neutrinos seront difficilement détectables avec les instruments d'aujourd'hui.

La détection des photons de très haute énergie dus aux interactions avec les fonds de rayonnement a été étudiée par plusieurs groupes (Ferrigno et al. 2004; Gabici & Aharonian 2005, 2007; Armengaud et al. 2006; Gelmini et al. 2007). Ferrigno et al. (2004) calculent analytiquement le flux de photons observable sur Terre pour une source ponctuelle après cascades électromagnétiques :

$$J(E_\gamma) \sim 7.4 \times 10^{-14} \left(\frac{L_{\text{cr}}}{10^{43} \text{ erg/s}} \right) \left(\frac{d}{10 \text{ Mpc}} \right)^{-2} \left(\frac{E_\gamma}{140 \text{ TeV}} \right)^{-1/2} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2.36)$$

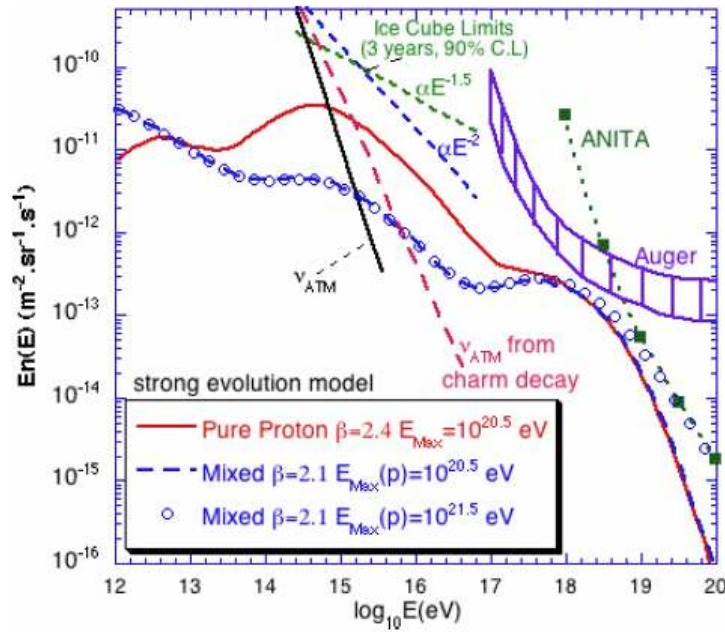


FIGURE 2.11 – Flux de neutrinos cosmogéniques prédits par les simulations de Allard et al. (2006) pour des compositions purement protons et mixtes, avec une importante évolution des sources. La valeur de β dans la légende indique l'indice spectral d'injection. La composition purement protons suppose que la transition entre les composantes Galactique et extra-galactiques a lieu au niveau du second genou, dans le modèle de Berezhinsky et al. (2006). Le trait plein noir et les tirets rouges représentent les limites supérieures du fond de neutrinos atmosphériques. Les limites de sensibilité des instruments actuels sont aussi représentés.

Ici, d est la distance de la source et L_{cr} sa luminosité en rayons cosmiques d'énergie $E_{\text{cr}} > 10^{19}$ eV. Ce flux est comparable aux sensibilités des télescopes HESS et VERITAS, donc pourrait être détecté. Ce résultat dépend cependant de la configuration du champ magnétique. Il n'est notamment valable que si le champ magnétique intergalactique est d'intensité plus faible que 10^{-10} G. Pour des valeurs supérieures, les pertes d'énergies par émission synchrotron des paires électrons-positrons va emporter une part importante de l'énergie de la cascade et réduire ainsi le flux de photons au TeV.

Ces résultats négligent aussi la dispersion des directions d'arrivée des photons autour de la source, due à la propagation des rayons cosmiques primaires et des électrons et positrons dans le champ magnétique extra-galactique. Les cascades peuvent s'étendre en halos très diffus notamment si l'environnement de la source est très magnétisé (Gabici & Aharonian 2007). Gabici & Aharonian (2005, 2007) proposent donc plutôt d'observer la source aux énergies du GeV : en effet, si la source est dans un milieu magnétisé, les électrons et positrons produits à ultra-haute énergie rayonneront immédiatement en synchrotron au lieu d'entamer la cascade. Nous avons vu que l'Univers est transparent aux photons de cette énergie, donc ces particules émises très près de la source pourront arriver droit jusqu'au détecteur sans subir de dispersion angulaire. Nous développerons ce sujet dans le chapitre 7, où nous reprendrons ce concept analytique dans un champ magnétique extra-galactique inhomogène.

Il est important de remarquer que des études considèrent uniquement des sources de rayons cosmiques à émission continue, pour lesquelles il serait toujours possible de détecter les photons

et neutrinos secondaires en même temps que les particules chargées primaires. Ces derniers atteignent cependant le détecteur en un temps plus long que les premiers à cause des déflexions subies dans le champ magnétique intergalactique. Si le retard typique dû à ces champs est supérieur au temps d'activité de la source et de l'expérience de détection, il serait impossible d'observer ces particules secondaires en coïncidence avec les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Nous discuterons de ces phénomènes dans le chapitre 5.

Il est possible enfin que le champ magnétique intense au sein des amas de galaxies confine les particules chargées en deçà d'une certaine énergie. Ce confinement augmente la distance parcourue par les rayons cosmiques dans l'environnement dense de l'amas et peut donner lieu à des émissions secondaires localement amplifiées. D'autre part, ces régions présentent des fonds de baryons et de photons infrarouge importants. De nombreux auteurs ont calculé les flux d'émission de neutrinos et de photons de haute énergie liés à la propagation de rayons cosmiques dans les amas de galaxies, de façon analytique ou numérique (Dar & Shaviv 1995, 1996; Berezhinsky et al. 1997; Colafrancesco & Blasi 1998; Rordorf et al. 2004; de Marco et al. 2006; Armengaud et al. 2006; Murase et al. 2008a; Wolfe et al. 2008; Kotera et al. 2009). Les flux résultants sont généralement à la limite de détectabilité avec les instruments actuels ou de la prochaine génération. Ce sujet sera discuté en détail dans le chapitre 6.

2.6 Conséquences pour les rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Toutes les interactions que nous avons mentionnées dans ce chapitre ont une conséquence sur les rayons cosmiques de ultra-haute énergie, et sur leur spectre en particulier. Pour une interaction de type photo-hadronique par exemple (mais la formule peut être adaptée pour d'autres interactions), nous pouvons commencer par calculer la fraction d'énergie perdue par les rayons cosmiques par unité de temps, en utilisant les notations et les hypothèses de l'équation (2.18) :

$$-\frac{1}{E_p} \frac{dE_p}{dt} = \frac{1}{2\Gamma_p^2} \int_0^{+\infty} d\epsilon_\gamma \frac{1}{\epsilon_\gamma^2} \frac{dn_\gamma}{d\epsilon_\gamma} \int_{\epsilon'_\gamma \text{ seuil}}^{2\Gamma_p \epsilon_\gamma} d\epsilon'_\gamma \epsilon'_\gamma \sigma_{p\gamma}(\epsilon'_\gamma) \xi(\epsilon'_\gamma) c. \quad (2.37)$$

Le facteur $\xi(\epsilon'_\gamma)$ représente l'inélasticité moyenne du processus considéré (la moyenne étant calculée sur l'ensemble des angles de sortie de la particule primaire). Pour simplifier, nous nous plaçons encore pour commencer dans le cas où les rayons cosmiques sont des protons. On peut alors calculer la distance de perte d'énergie x_{loss} de chaque mécanisme :

$$x_{\text{loss}} \equiv \left| \frac{1}{E_p} \frac{dE_p}{c dt} \right|^{-1}. \quad (2.38)$$

Ces distances sont représentées dans la figure 2.12 pour la photo-production de pions et de paires sur le CMB. Nous remarquons d'emblée qu'au-delà de $E \sim 6 \times 10^{19}$ eV, la distance que les particules peuvent parcourir sans perdre leur énergie est considérablement réduite (moins de quelques centaines de mégaparsecs). Cela signifie que le flux des rayons cosmiques au-delà de cette énergie devrait être fortement supprimée : c'est la fameuse coupure GZK dont nous avons déjà parlé dans la section 1.6. Cet effet permet également de poser une contrainte sur les sources

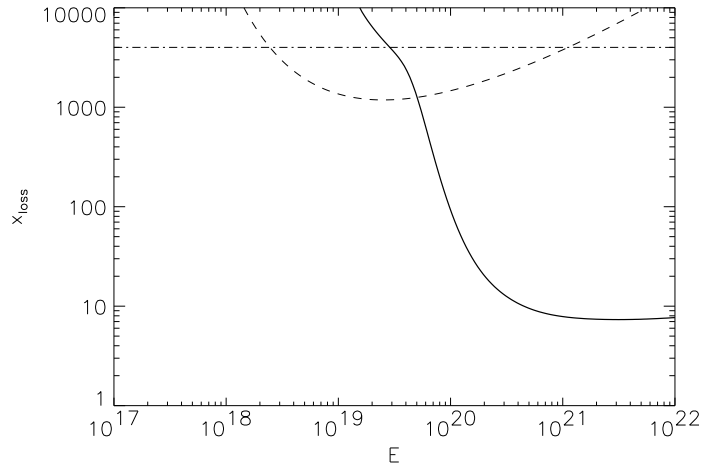


FIGURE 2.12 – Distance de perte d'énergie (en Mpc) pour les protons pour trois processus différents : la photo-production de pions sur le CMB (traits pleins), la photo-production de paires sur le CMB (tirets) et l'expansion cosmologique (tirets-points).

de ces particules de ultra-haute énergie : celles que nous voyons arriver jusqu'à nous devraient provenir de l'Univers local, d'une distance $l \leq l_{\max}(E) \equiv x_{\text{loss}}^3$.

On peut en fait montrer que cette distance maximale à la source est aussi la distance *caractéristique* à la source. En effet, prenons une population de sources qui émettent des rayons cosmiques de manière continue et qui sont distribuées de façon homogène (ce qui est une bonne approximation au-delà d'une centaine de mégaparsecs – le cas des rares sources proches et des inhomogénéités sera discuté dans le chapitre 5). Le flux $F(< l)$ que l'on reçoit des sources situées à une distance inférieure à l augmente avec l :

$$F(< l) = n_s \dot{N}_{\text{cr}} l, \quad (2.39)$$

où n_s représente la densité de sources et \dot{N}_{cr} le nombre de rayons cosmiques de ultra-haute énergie émis par la source par unité de temps. Dans le cas de sources sursautantes, on peut retrouver la même dépendance en l (Waxman & Miralda-Escudé 1996) :

$$F(< l) = \dot{n}_s N_{\text{cr}} l. \quad (2.40)$$

Dans cette équation, \dot{n}_s est le taux de sources sursautantes par unité de temps et de volume et N_{cr} et le nombre total de rayons cosmiques de ultra-haute énergie émis par une source. On voit dans ces deux équations que la majorité du flux viendra des sources situées à la distance maximale l_{\max} . La conséquence de ce calcul est que l'ensemble du flux observé à une certaine énergie devrait retracer la carte des sources situées à $l_{\max}(E)$, si les déflexions magnétiques ne sont pas trop importantes. Nous discuterons ce phénomène dans le chapitre 5.

La figure 2.12 laisse aussi entendre que les pertes par paires peuvent jouer un rôle sur les rayons cosmiques dans la gamme d'énergie $10^{18.5-19.5}$ eV. On peut notamment s'attendre à un

3. On pourrait aussi définir $l_{\max}(E)$ comme la distance maximale qu'une particule peut parcourir en supposant qu'elle a été détectée avec une énergie E et que l'énergie maximale à la source est de E_{\max} (valeur fixée arbitrairement, par exemple à $E_{\max} = 4 \times 10^{20}$ eV). Dans tous les cas, les deux valeurs ne diffèrent pas de plus de 40% sur la gamme d'énergie 10^{17} eV \rightarrow 10^{20} eV.

(ou des) changement(s) de pente dans cette région du spectre, qui fait partie de la zone litigieuse où a peut-être lieu la transition entre les composantes Galactiques et extra-galactiques (voir section 1.5). Pour mieux comprendre les effets de ces pertes d'énergie, nous allons calculer analytiquement le spectre obtenu après propagation, en supposant une distribution de sources homogène. Un calcul rigoureux nécessite de prendre en compte l'expansion cosmologique, qui peut induire des pertes adiabatiques sur les rayons cosmiques, mais qui va modifier aussi l'équation (2.37), car la densité des photons du CMB augmente avec le décalage spectral en $(1+z)^3$, et leur énergie typique en $(1+z)$.

Pour simplifier les formules, nous écrirons dans la suite $E \equiv E_p$ et nous utiliserons les notations de Berezhinsky & Grigorieva (1988) :

$$b_0(E) \equiv - \left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{inter}}, \quad (2.41)$$

pour désigner les pertes par photo-interactions à décalage spectral nul. Pour $z > 0$, on pourra alors écrire :

$$b(E, z) = (1+z)^2 b_0[(1+z)E]. \quad (2.42)$$

Et les pertes d'énergie des particules par expansion cosmologiques sont données par :

$$- \left. \frac{1}{E_p} \frac{dE_p}{dt} \right|_{\text{ex}} = H(z), \quad \text{avec} \quad H(z) = H_0 [\Omega_\Lambda + \Omega_m (1+z)^3]^{1/2}, \quad (2.43)$$

avec $\Omega_\Lambda \sim 0.7$, $\Omega_m \sim 0.3$ et $H_0 \sim 70$ km/s/Mpc dans la cosmologie standard. On peut ainsi calculer l'énergie $E_g(z)$ à décalage spectral z , d'une particule observée en $z = 0$ après propagation avec une énergie E :

$$E_g(z) = E + \int_{t(z)}^{t_0} dt [EH(z) + b(E, z)]. \quad (2.44)$$

Cette équation intégral-différentielle a été résolue par Berezhinsky et al. (2006), en considérant les photo-productions de paires et de pions sur le CMB. On peut alors écrire le flux des rayons cosmiques propagé, en supposant un spectre d'injection à la source $Q_{\text{inj}}(E_g)$, et une densité de source homogène n_s :

$$J_p(E) = \frac{c}{4\pi} \int_0^{z_{\text{max}}} dz \left| \frac{dt}{dz} \right| (1+z)^m n_s Q_{\text{inj}}(E_g) \frac{dE_g}{dE}, \quad (2.45)$$

où $|dt/dz| = H(z)^{-1}/(1+z)$, et la valeur de dE_g/dE est donnée par la dérivation de l'équation (2.44) ; son expression analytique pourra être trouvée dans l'annexe des travaux de Berezhinsky et al. (2006). Le terme $(1+z)^m$ rend compte de l'éventuelle évolution de l'activité et de la densité des sources dans le temps. En général, on suppose que la densité évolue comme $(1+z)^3$ et l'activité des sources comme le taux de formation stellaire dans l'Univers. Pour l'injection à la source, on fait communément l'hypothèse que le spectre est en loi de puissance d'indice α avec une énergie d'injection maximale E_{max} : $Q_{\text{inj}}(E) = A_Q(E_{\text{max}}) (E/E_{\text{min}})^{-\alpha}$, où $A_Q(E_{\text{max}})$ dépend de la luminosité de la source.

Dans le modèle de Wibig & Wolfendale (2004) que nous avons évoqué dans la section 1.5, la transition entre les composantes Galactiques et extra-galactiques a lieu à très haute énergie (vers $E \sim 10^{19}$ eV), et le spectre d'injection de la composante extra-galactique est relativement dur⁴

4. Pour la nomenclature "dur"/"mou", se reporter à la note en bas de la page 27.

(2.0 – 2.4), comme ce qui est généralement attendu des mécanismes d'accélération de Fermi. Avec le calcul précédent, il est possible de montrer que l'indice spectral de 2.7 après la cheville est reproduit grâce à la combinaison de deux effets : la superposition des deux composantes, et les pertes d'énergie des protons par photo-production de paires sur le fond diffus cosmologique.

Berezinsky et al. (2006) ont remarqué que ces pertes d'énergie par paires peuvent non seulement changer la pente au-delà de la cheville, mais produisent aussi un creux sur le spectre des rayons cosmiques, justement à l'énergie où une telle concavité est observée (figure 2.13). On peut alors prolonger la composante extra-galactique à plus basse énergie et la transition avec les sources Galactiques aurait lieu au niveau du second genou, vers $E \sim 10^{17.5-18}$ eV. Il faut cependant rappeler que ce modèle n'est valable que lorsque les rayons cosmiques sont majoritairement composés de protons, et qu'il nécessite une injection assez molle en 2.6 – 2.7, avec un changement de pente à basse énergie pour pallier le problème de budget énergétique.

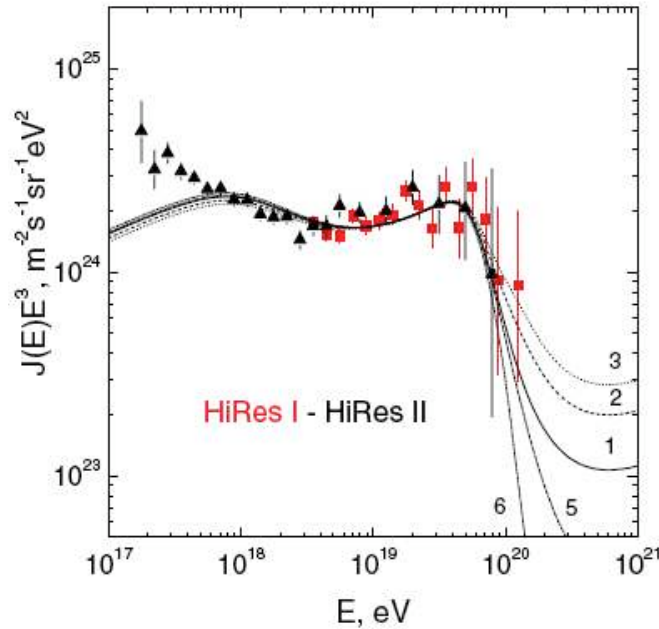


FIGURE 2.13 – Spectre propagé calculé analytiquement par Berezinsky et al. (2006), comparé aux données de HiRes-1 et 2. Les différentes courbes indiquent les distributions de sources suivantes : 1) densité homogène n_0 , 2) et 3) avec une surdensité de $n/n_0 = 2$ et 3 respectivement, vers 30 Mpc. Pour les courbes 5) et 6), la surdensité est prise à $n/n_0 = 0$ dans les régions situées à 10 Mpc et 30 Mpc respectivement. Les effets des champs magnétiques ne sont pas pris en compte.

La figure 2.13 illustre aussi la non universalité de la coupure GZK, dès que l'on modifie la distribution des sources. L'observation plus fine de cette région pourrait donc nous renseigner sur la proximité et l'homogénéité des sources. Il se pourrait également que selon le ciel observé (Nord ou Sud), la coupure prenne une forme différente, à cause de cette variabilité.

Kachelrieß & Semikoz (2006) ont proposé une autre façon de raidir le spectre propagé à partir d'une injection dure de type $\alpha = 2.0 - 2.4$. Il s'agit de lever l'hypothèse simplificatrice sur l'énergie d'injection maximale E_{\max} , qui a été prise identique pour toutes les sources dans les travaux mentionnés précédemment. Kachelrieß & Semikoz (2006) démontrent que si l'on distribue E_{\max} en loi de puissance parmi les sources ($dn_s/dE_{\max} \propto E_{\max}^{-\beta}$), le spectre total propagé est

similaire à celui obtenu pour une injection classique d'indice spectral $1 - \alpha - \beta$ (si $\beta > 1$). Ainsi, une valeur de $\beta = 1.7$ permettrait de reproduire une injection en 2.7 avec une valeur initiale de $\alpha = 2.0$. Ce traitement est bien sûr approché ; il ne tient pas compte notamment de l'évolution de E_{\max} en fonction de z . Mais il permettrait de concilier par exemple le modèle de Berezhinsky et al. (2006) avec une injection dure prévue par les mécanismes de Fermi.

Si les rayons cosmiques de ultra-haute énergie contiennent une part non négligeable de noyaux plus lourds que les protons, on peut encore expliquer le spectre observé avec d'autres arguments. Nous avons vu dans la section 2.1.4 que l'énergie typique d'interaction des noyaux est de $E_A \sim A \times 10^{19}$ eV et le libre parcours moyen $\lambda_{A\gamma} \sim A^{-1}$ Mpc. Cela signifie que le flux des rayons cosmiques sera diminué à ultra-haute énergie, et chaque espèce contribuera à créer une coupure de type GZK à partir d'une énergie proportionnelle à A (voir figure 2.14).

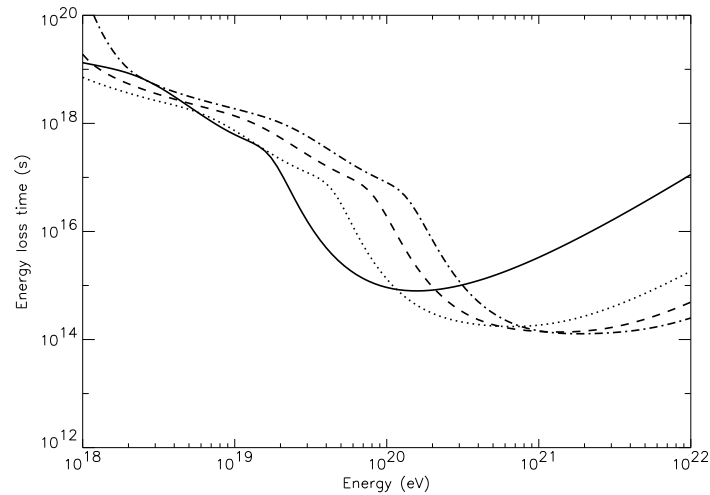


FIGURE 2.14 – Temps de perte d'énergie $|E^{-1}dE/dt|^{-1}$ pour différents noyaux : ^4He (trait plein), ^{12}C (pointillés), ^{28}Si (tirets) et ^{56}Fe (tirets-points). Les distances de perte d'énergie s'obtiennent par la correspondance : 10^{16} s \rightarrow 97 Mpc. Ces calculs prennent en compte les pertes par production de paires qui dominent à énergie inférieure à 10^{19} eV, et la photo-désintégration (GDR et QD) sur le fond diffus infrarouge (énergies légèrement inférieures à $A \times 10^{19}$ eV) et sur le CMB à plus haute énergie. La modélisation des sections efficaces est basée sur les travaux de Puget et al. (1976) et celle du fond infrarouge sur Stecker & Salamon (1999). (Source : Bertone et al. 2002.)

Allard et al. (2008) ont calculé la forme de la coupure GZK pour différentes compositions à la source, et montrent qu'elle peut prendre une forme plus ou moins arrondie selon le taux d'éléments lourds injecté. Ces auteurs montrent également (comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 1.8) que les rayons cosmiques propagés jusqu'à la Terre ne peuvent contenir de quantité importante d'éléments intermédiaires (entre l'hélium et le silicium grossièrement). Quelle que soit la composition injectée à la source, nous devrions observer soit majoritairement des protons, ou bien du fer aux plus hautes énergies. Ceci provient notamment de la grande quantité de nucléons secondaires produits par photo-désintégration des noyaux, et de la propriété qu'ont les noyaux les plus lourds de se propager plus longtemps sans subir d'interaction. Le fer pourrait dominer aux ultra-hautes énergies si la source est considérablement enrichie en fer, ou plus raisonnablement, si l'énergie d'accélération maximale du proton est inférieure à l'énergie de la coupure GZK.

À plus basse énergie, les travaux de Allard et al. (2007a,b) ont montré que la forme de la cheville et du second genou étaient bien reproduits si les sources extra-galactiques injectent une composition mixte avec un indice spectral raisonnable de $2.2 - 2.3$. La transition entre les deux composantes peut alors avoir lieu vers une énergie de $E \sim 10^{18.3}$ eV, qui est inférieure à celle de Waxman (1995b) ou Wibig & Wolfendale (2004). L'indice spectral observé en 2.7 résulte dans ce modèle de deux effets : d'une part la superposition des coupures des différents éléments dues aux pertes d'énergie par photo-désintégration sur le fond diffus cosmologique (voir figure 2.15), et d'autre part les pertes d'énergie par photo-production de paires sur le fond diffus infrarouge qui sont plus importantes pour les noyaux que pour les protons.

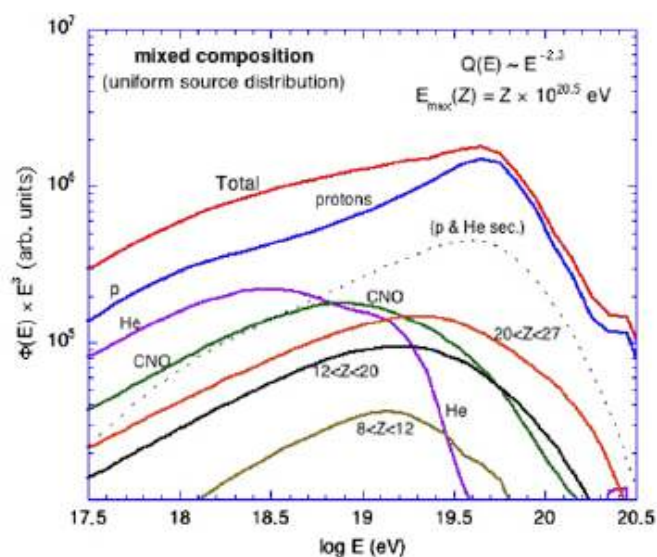


FIGURE 2.15 – Contribution des différentes espèces chimiques dans le spectre propagé des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. On remarque la présence d'une "coupure GZK" pour l'hélium vers 10^{19} eV et vers 2×10^{19} eV pour le groupe CNO. La ligne en pointillés indique la contribution des produits secondaires de faible masse (hélium et protons) résultant des processus de photo-désintégration. Ils contribuent à créer une bosse dans le spectre total aux alentours de $E \sim 10^{19}$ eV. (Source : Allard et al. 2007b.)

La plupart des études que nous avons décrites ici ne prennent pas en compte les effets du champ magnétique sur la propagation des rayons cosmiques. Celui-ci a pourtant un rôle important à jouer dans la forme du spectre (par exemple à basse énergie, vers le second genou, il pourrait créer un effet d'horizon dans le modèle de Berezhinsky et al. 2006), dans les cascades électromagnétiques (il produit l'effet synchrotron et défléchit les électrons et positrons), et bien sûr dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques, même à ultra-haute énergie. Nous allons décrire ces phénomènes en détails dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Le champ magnétique extra-galactique et la propagation des rayons cosmiques de très haute énergie

3.1	Méthodes de mesure	67
3.2	Quelques mots sur le champ magnétique Galactique	69
3.3	Les champs magnétiques extra-galactiques : mesures observationnelles . .	71
3.4	Théories	73
3.5	Etat de l'art des simulations numériques	80
3.6	Une modélisation semi-analytique du champ magnétique structuré et de la propagation	86
3.7	Une modélisation analytique du champ magnétique structuré	92

L'étude de la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans les champs magnétiques extra-galactiques est nécessaire pour lever le voile sur toute une série de questions qui ont été déjà été évoquées dans les chapitres précédents : quelles sont les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, pourquoi ne les observe-t-on pas dans leur direction d'arrivée ? Quelles sont les paramètres et la distribution des champs magnétiques qu'ils traversent à toutes les échelles ? Nos progrès limités sur ce sujet, malgré des décennies de recherches théoriques et expérimentales, proviennent en grande partie de la nature secrète des champs magnétiques extra-galactiques. Nous en avons en effet très peu d'informations aujourd'hui : les intensités sont si faibles que les instruments actuels n'ont pu détecter qu'une seule structure en dehors des amas de galaxies (Kim et al. 1989). On imagine qu'ils sont probablement très structurés, ce qui implique des modes de transport complexes pour les rayons cosmiques de ultra-haute énergie, à grandes échelles, mais aussi peut-être dans l'environnement de la source. Cette étude est également à relier aux autres astroparticules : la propagation des rayons cosmiques dans les champs magnétiques peut donner lieu à des émissions synchrotron et donc à des signatures observables en rayons X, γ ou en radio. Les champs peuvent aussi confiner les particules et augmenter localement les interactions avec le milieu ambiant, notamment dans les amas de galaxies.

La figure 3.1 donne une représentation schématique des différents champs magnétiques qu'un rayon cosmique de ultra-haute énergie traverse au cours de son périple entre sa source et le détecteur. Tous les champs dessinés là ne contribuent pas significativement à modifier le parcours

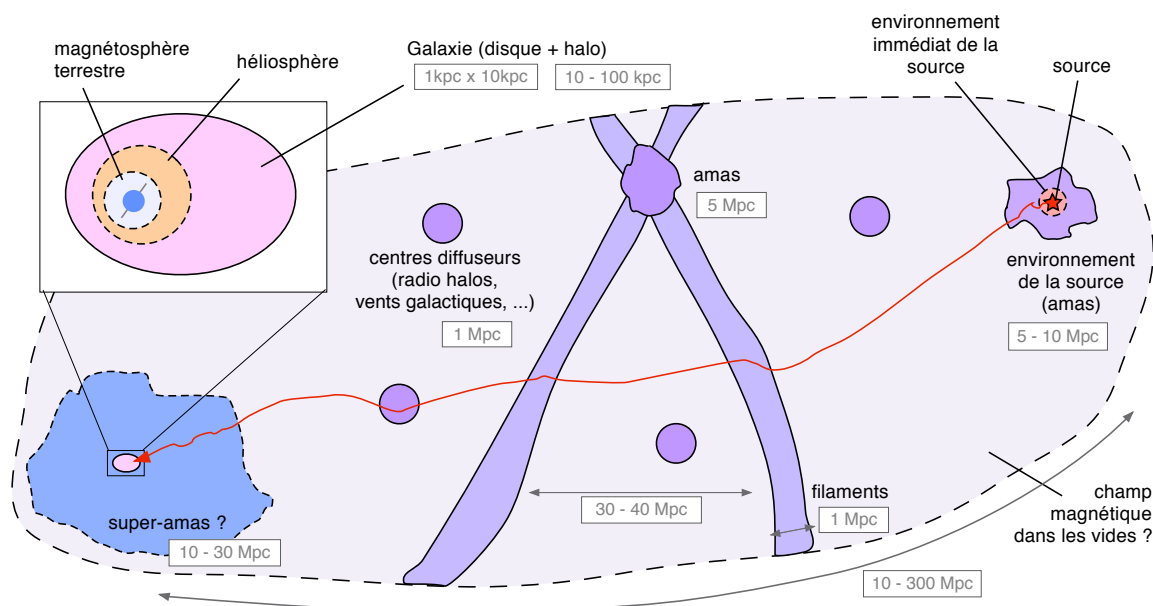


FIGURE 3.1 – Représentation schématisée des différentes régions magnétisées intervenant dans la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Les tailles caractéristiques des milieux traversés sont indiquées en gris.

de la particule. En effet, les régions magnétisées dont la taille caractéristique est bien inférieure au rayon de Larmor de la particule dans ce milieu seront traversées quasiment en ligne droite, même si le champ est très intense et très cohérent. C'est le cas notamment de la magnétosphère terrestre et l'héliosphère qui ne défléchiront les particules de très haute énergie que de quelques minutes d'arc, ce qui est totalement négligeable comparé aux autres déflexions subies. Le champ magnétique Galactique, par contre, pourrait avoir une influence notable sur la propagation des particules, même à ultra-haute énergie. Malheureusement, les caractéristiques de ce champ, malgré sa proximité, ne sont pas toujours très bien contraintes et introduisent des paramètres libres supplémentaires dans l'étude de la propagation.

Le champ magnétique dans la source et dans l'environnement immédiat de la source sont globalement inconnus. Ils peuvent être traités comme un ensemble d'où la particule est injectée avec des caractéristiques données. L'environnement plus large de la source (un amas de galaxies ou un filament par exemple) peut jouer un rôle important dans la propagation des particules, en les confinant éventuellement un certain temps (voir les chapitres 6 et 7 de cette thèse).

Entre ces deux extrêmes, la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie est influencée par l'ensemble du champ magnétique extra-galactique, qui est vraisemblablement très inhomogène. Les particules pourront rencontrer sur leur passage des régions localement magnétisées comme des filaments, des plans de grandes structures, des amas de galaxies, des vents galactiques, des halos de radio-galaxies etc. Ils peuvent aussi être tout simplement défléchis par un champ magnétique omniprésent dont on ignore totalement les caractéristiques.

Dans ce chapitre, nous allons essayer de dresser un tableau de nos connaissances actuelles sur les champs magnétiques extra-galactiques et considérer les limites des différents modèles que nous avons à notre disposition. Nous nous concentrerons notamment sur l'impact qu'ils peuvent avoir sur la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Dans les sections 3.6

et 3.7, nous proposerons des méthodes alternatives pour modéliser les champs magnétiques inhomogènes, ainsi que le transport des particules de ultra-haute énergie. Nous commençons par étudier brièvement l'influence du champ magnétique Galactique dans la section 3.2.

3.1 Méthodes de mesure

Les méthodes les plus communément employées pour détecter les champs magnétiques sont les suivantes : l'observation de l'émission synchrotron due aux électrons du milieu ambiant, la mesure de la rotation Faraday dans la lumière polarisée de sources lointaines, et parfois aussi la détection de l'effet Zeeman. À l'échelle Galactique, on peut également mesurer la polarisation que la lumière émise par les étoiles acquiert en traversant des nuages magnétisés. Dans ces nuages, la lumière est diffusée par les grains de poussière interstellaire qui ont une orientation préférentielle selon le champ magnétique ambiant.

L'émission synchrotron est produite par les électrons relativistes spiralant autour des lignes de champ magnétique. Ce rayonnement est donc la signature d'un milieu magnétisé, ainsi que de la présence de particules non thermalisées. Pour un électron d'énergie E dans un champ magnétique \mathbf{B} , on peut calculer le spectre des photons émis $J(\nu, E)$. Celui-ci sera maximal autour de la fréquence ν_c :

$$\nu_c \sim \frac{eB_{\perp}}{2\pi m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \quad (3.1)$$

$$\simeq 11 \text{ MHz} \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{B_{\perp}}{1 \mu\text{G}} \right), \quad (3.2)$$

où B_{\perp} est la composante du champ orthogonale à la ligne de visée. Pour ces valeurs numériques de E et de B_{\perp} , que l'on pourrait trouver par exemple dans des halos de radio-galaxies, on remarque que le rayonnement synchrotron sera surtout émis dans le domaine radio.

On peut aussi calculer le spectre $j(\nu) \equiv \int J(E, \nu) n_e(E) dE$ dû à un ensemble d'électrons relativistes dans un milieu. Il faut alors faire une hypothèse sur la distribution en énergie des électrons accélérés $n_e(E)$. Pour fixer les idées, nous pouvons choisir une distribution en loi de puissance, communément employée : $n_e(E) \propto E^{-\gamma}$. On peut alors calculer la relation entre la densité de flux total en émission synchrotron S_{ν} et l'intensité du champ magnétique B :

$$S_{\nu} \propto \Theta^{-2} \epsilon_{\text{rel}} B^{(\gamma+1)/2}, \quad (3.3)$$

où ϵ_{rel} est la densité d'énergie des électrons relativistes, Θ la dimension angulaire de la source observée. On voit par cette équation que si un flux S_{ν} est observé, il sera possible de calculer B dans cette région si l'on a une idée de ϵ_{rel} . On évalue généralement la densité d'énergie des électrons en supposant que la densité d'énergie cinétique totale ϵ_k des particules est proportionnelle à ϵ_{rel} . Or la densité d'énergie totale du milieu s'écrit comme la somme des densités d'énergie cinétique et magnétique : $\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_k + \epsilon_B$. Pour déterminer ϵ_{rel} , on fait alors l'une des deux hypothèses suivantes :

1. hypothèse d'équipartition : $\epsilon_k = \epsilon_B$, donc ϵ_{rel} est égale à une fraction de l'énergie magnétique.
2. hypothèse d'énergie minimale : on minimise l'expression de ϵ_{tot} en fonction de $B = \sqrt{8\pi\epsilon_B}$, ce qui nous donne une valeur de ϵ_{rel} .

On obtient sous ces différentes hypothèses (sur l'énergie totale et la distribution en énergie des électrons relativistes) une estimation de la valeur du champ magnétique dans la région observée en synchrotron. Pour l'hypothèse d'énergie minimale, on peut calculer que $B \propto S_\nu^{2/(\gamma+5)} \Theta^{-4/(\gamma+5)}$.

Les mesures de rotations Faraday nous livrent une information supplémentaire par rapport à l'émission synchrotron : elles permettent d'avoir une indication sur l'uniformité et la structure du champ dans la source observée. Dans un champ magnétique, la polarisation ϕ_0 d'une onde électro-magnétique de longueur d'onde λ se trouve modifiée d'une rotation d'angle :

$$\phi = (RM)\lambda^2 + \phi_0, \quad (3.4)$$

avec

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^{l_s} n_e(l) B_{\parallel}(l) (1+z)^{-2} dl \quad (3.5)$$

$$\simeq 8.1 \times 10^5 \text{ rad/m}^2 \int_0^{l_s} \left(\frac{n_e(l)}{\text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{\mu\text{G}} \right) (1+z)^{-2} \frac{dl}{\text{Mpc}}, \quad (3.6)$$

où $n_e(l)$ est la densité des électrons thermiques le long de la ligne de visée entre la source ($l = l_s$) et l'observateur ($l = 0$), et B_{\parallel} l'intensité du champ parallèle à la ligne de visée. Le facteur $(1+z)^{-2}$ provient du décalage spectral de l'onde électromagnétique qui se propage de la source à l'observateur. Cette mesure de rotation peut être décomposée en deux termes :

$$RM = RM_g + RM_{ig}, \quad (3.7)$$

où RM_g et RM_{ig} sont les contributions à la rotation Faraday des champs magnétiques Galactique et intergalactique respectivement. Si la polarisation de la source est connue, il est possible d'ajouter une troisième composante RM_s due à la source, ce qui permet de mesurer le champ en avant-plan de la source.

La formule (3.5) est intéressante car elle est facilement applicable aussi dans le cas de simulations numériques de champs magnétiques à grandes échelles : la rotation Faraday peut être évaluée selon différentes lignes de visée et être directement comparée aux observations. Il faut cependant être conscient des limitations de telles mesures : comme indiqué dans l'équation (3.5), on mesure là les composantes moyennes des champs selon la ligne de visée, mais leur structure peut se révéler être anisotrope dans beaucoup d'objets.

Enfin la mesure de l'effet Zeeman serait la méthode la plus directe pour observer les champs magnétiques à la source, car elle n'est pas polluée par les fluctuations du champ sur la ligne de visée, comme pour l'émission synchrotron ou la rotation Faraday. Cet effet est basé sur une levée de dégénérescence de niveaux d'énergie électroniques d'un atome en présence d'un champ magnétique. Celle-ci induit un élargissement anormal des raies d'émission dans le spectre en radio des régions observées qui est de l'ordre de :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{eB}{4\pi m_e c} \quad (3.8)$$

$$\simeq 10^{-10} \frac{10 \text{ MHz}}{\nu} \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right), \quad (3.9)$$

où $\nu = 10 \text{ MHz}$ est un ordre de grandeur de la fréquence à laquelle sont observées les raies de l'hydrogène neutre à 21 cm et de OH à 18 cm. Il faut comparer cette valeur à l'élargissement

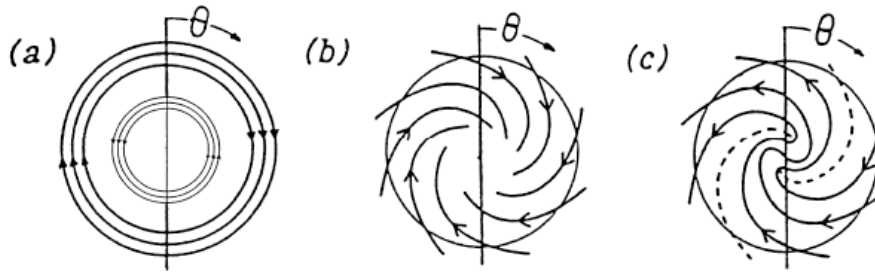


FIGURE 3.2 – Schéma des trois modèles principaux du champ magnétique dans le disque Galactique : (a) modèle d’anneaux concentriques, (b) modèle axisymétrique, (c) modèle bisymétrique. (Source : Han 2004.)

Doppler obtenu si le milieu a une vitesse thermique moyenne v_T et température T : $\Delta\nu/\nu \sim v_T/c \simeq 6 \times 10^{-7} (T/100 \text{ K})^{1/2}$. On voit de cette façon que malheureusement, l’effet Zeeman est très difficilement observable. Sa détection jusqu’à présent n’a eu lieu que dans les régions de température très faible et de champ magnétique très intenses.

3.2 Quelques mots sur le champ magnétique Galactique

Le champ magnétique Galactique peut avoir une influence certaine sur la propagation des rayons cosmiques, même à ultra-haute énergie. Les mesures de ce champ sont relativement nombreuses et précises, mais la structure exacte et l’intensité des diverses composantes ne sont pas encore clairement déterminées. Les observations actuelles font apparaître deux éléments principaux : un champ magnétique associé au disque Galactique et un autre associé au halo. Chacun de ces champs présente une composante régulière et une autre turbulente, dont l’amplitude relative n’est pas bien mesurée.

Pour le disque Galactique, trois modèles de configuration du champ magnétique émergent dans la littérature (voir figure 3.2) : un modèle en anneaux concentriques proposé par (Rand & Kulkarni 1989), un modèle en spirale bisymétrique (Simard-Normandin & Kronberg 1980; Sofue & Fujimoto 1983) et un modèle en spirale axisymétrique (Vallée 1991). Le nombre limité de données, particulièrement au-delà des bras spiraux entre lesquels se situe le système solaire, ne permet d’exclure aucun de ces trois modèles. Les mesures de rotation Faraday de pulsars permettent néanmoins d’affirmer aujourd’hui que le champ magnétique présente deux à trois renversements de sens dans la direction du centre Galactique, et que chacun de ces renversements a lieu au niveau d’un bras spiral (voir Han et al. 1999, 2006).

On estime l’intensité de la composante turbulente du champ magnétique dans le disque Galactique à $B_{\text{turb,disque}} \sim 4 - 6 \mu\text{G}$ sur $10 - 100 \text{ pc}$ (Rand & Kulkarni 1989; Ohno & Shibata 1993). Sur des échelles de quelques kiloparsecs, les valeurs seraient de l’ordre de $B_{\text{reg,disque}} \sim 1 - 2 \mu\text{G}$ (Han & Qiao 1994, par exemple). Han et al. (2004) ont calculé le spectre d’énergie magnétique dans le disque Galactique à l’aide de mesures de rotation Faraday de pulsars. Ils trouvent une loi exponentielle beaucoup plus plate qu’un spectre de type Kolmogorov : $E_B(k) \propto k^{-0.37 \pm 0.10}$, où k est le nombre d’onde.

Dans le halo, les mesures de rotation Faraday de sources extra-galactiques, ainsi que la détection de filaments verticaux près du centre Galactique suggèrent la topologie décrite dans la

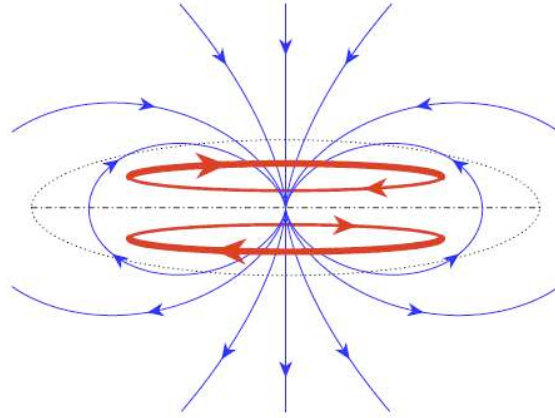


FIGURE 3.3 – Modèle de champ magnétique dans le halo Galactique. (Source : Han 2004.)

figure 3.3. Le champ aurait donc une structure antisymétrique par rapport au plan Galactique, avec une composante toroïdale (en rouge) et une composante poloïdale dipolaire (en bleu), ce qui serait en accord avec les théories d'amplification et de maintien des champs magnétiques galactiques par effet dynamo (voir section 3.4.3 dans ce chapitre). Les composantes régulières et turbulentes sont très peu connues dans le halo. Elles sont estimées à quelques microGauss sur quelques kiloparsecs pour les composantes régulières toroïdales et poloïdales, et à quelques microGauss sur une centaine de kiloparsecs pour la composante turbulente. Ces valeurs sont très spéculatives et donc à prendre avec précaution.

En ce qui concerne les rayons cosmiques de ultra-haute énergie, les différentes composantes que nous avons évoquées devraient produire des déflexions angulaires plus ou moins importantes sur leurs trajectoires. Tinyakov & Tkachev (2004) ont calculé que la composante turbulente du disque Galactique devrait induire une déflexion plutôt faible ; dans cette limite, on peut écrire d'après la formule de Waxman & Miralda-Escudé (1996) :

$$\delta\theta_{\text{turb,disque}} \sim 3^\circ Z \left(\frac{E}{5 \times 10^{19} \text{ eV}} \right)^{-1} \left(\frac{B_{\text{turb,disque}}}{4 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{d}{15 \text{ kpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda_B}{50 \text{ pc}} \right)^{1/2}, \quad (3.10)$$

où d est la distance rectiligne caractéristique parcourue dans le disque et λ_B est la longueur de cohérence du champ. D'après les paramètres que nous avons mentionnés précédemment, les déflexions angulaires induites par les autres composantes (sur les protons) devraient être de l'ordre de 6° pour la composante régulière du disque, et pourrait atteindre jusqu'à 10° pour les composantes régulières du halo. Les composantes régulières, selon leur intensité et leur cohérence, peuvent donner lieu à des images angulaires différentes (voir section 5.2.3 pour une discussion sur ces effets dans le cadre extra-galactique) : on pourra selon les cas avoir une dispersion des événements autour de la source, et/ou une translation globale des événements dans le ciel, avec une image de la source peu dispersée. Il faut rajouter que ces composantes n'étant visiblement pas uniformes dans l'espace, elles peuvent produire des déflexions angulaires dépendantes de la direction observée (Kachelrieß et al. 2007; Takami & Sato 2008).

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons à la propagation dans le champ

magnétique extra-galactique, qui représente la majeure partie du trajet des rayons cosmiques de ultra-haute énergie entre leur source et la Terre. Nous allons voir que les incertitudes sur ce champ sont beaucoup plus grandes que pour notre Galaxie, mais que leur étude combinée à celle des rayons cosmiques permet d'éclaircir quelque peu la situation.

3.3 Les champs magnétiques extra-galactiques : mesures observationnelles

Les champs magnétiques extra-galactiques les plus observés sont ceux des amas de galaxies. De nombreuses mesures d'émission synchrotron et de rotation Faraday ont été effectuées en leur centre et en leur périphérie (voir Carilli & Taylor 2002 pour une revue). Ces objets constituent les plus grandes structures virialisées de l'Univers et présentent un intérêt particulier, car ils peuvent contenir des sources de rayons cosmiques de ultra-haute énergie et/ou les défléchir dans le milieu intergalactique, comme il est illustré dans la figure 3.1.

Les amas de galaxies présentent une grande variété de morphologies, mais on peut les diviser grossièrement en deux catégories : les amas avec et sans cœur froid. Les observations indiquent en effet que la moitié de leur population présente un pic d'émission en X en leur cœur, avec une température centrale qui s'élève à seulement 30 à 40% de la température du viriel. Cette bimodalité se répercute aussi au niveau des champs magnétiques. Le refroidissement du cœur induit en effet une contraction des lignes de champ et donc une amplification piquée de la turbulence et de l'intensité du champ magnétique dans la région centrale des amas à cœur froid. Les observations indiquent des valeurs de champs magnétiques qui s'échelonnent entre quelques microGauss sur quelques dizaines de kiloparsecs pour des amas normaux (Kim et al. 1991; Clarke et al. 2001; Govoni et al. 2001; Taylor et al. 2001; Vallée 2002; Clarke 2004), à 10 – 40 μG sur une région plus réduite de 3 – 7 kpc (Taylor & Perley 1993; Owen & Eilek 1998; Vogt & Enßlin 2005; Enßlin & Vogt 2006) pour les amas à cœur froid. Il faut noter cependant que les valeurs ci-dessus sont estimées à partir des observations, sous différentes hypothèses sur les paramètres physiques de l'amas et du milieu ambiant sur la ligne de visée, et doivent être utilisées avec précaution.

La seule structure magnétisée détectée en dehors des amas est un pont d'émission synchrotron de 2 Mpc reliant les amas de Coma et d'Abell 1367, dans le plan du super-amas de Coma (voir Kim et al. 1989 et la figure 3.4). La structure observée mesure ~ 2 Mpc en projection et son intensité est estimée à 0.2 – 0.6 μG , sous hypothèse d'équipartition. Cette détection révèle à elle seule l'existence et l'inhomogénéité du champ magnétique extra-galactique.

On ne sait pas si un champ magnétique existe à échelle cosmologique, mais la *non* détection de mesures de rotation Faraday permet de poser des limites sur la valeur d'un champ éventuel. On prenant l'hypothèse simple que l'intensité du champ magnétique et la densité d'électrons comobiles sont constantes, *i.e.* $B(z) = B_0(1+z)^2$ et $n_e(z) = n_{e0}(1+z)^3$, où z est le redshift, on peut voir à partir de l'équation (3.5) que RM_{ig} croît rapidement avec z et atteint des valeurs de l'ordre de :

$$RM_{\text{ig}}(z = 3) \simeq 250 \text{ rad.m}^{-2} \left(\frac{n_{e0}}{10^{-5} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_0}{1 \text{ nG}} \right), \quad (3.11)$$

pour un modèle cosmologique ΛCDM standard avec $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$, et un angle supposé

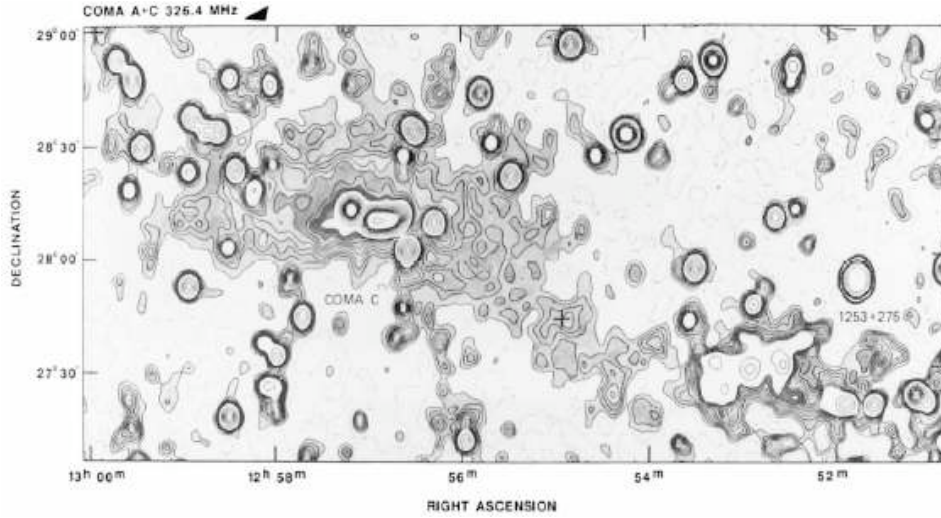


FIGURE 3.4 – Pont d’émission synchrotron détecté entre deux structures du super-amas de Coma. Cette observation constitue aujourd’hui l’une des rares preuves de l’existence de champs magnétiques extra-galactiques en dehors du centre des amas de galaxies. (Source : Kim et al. 1989.)

nul entre la source et le champ magnétique global. La rotation Faraday induite par la Galaxie étant de l’ordre de $\sim 200 \text{ rad/m}^2$, la meilleure solution que nous ayons de contraindre le champ magnétique cosmologique est d’observer à l’extérieur du plan Galactique. De cette façon, Vallée (1990) a mesuré une limite supérieure de $6 \times 10^{-12} \text{ G } (n_{e0}/10^{-5} \text{ cm}^{-3})^{-1}$ sur la composante uniforme du champ magnétique cosmologique.

Une telle composante uniforme ne pourrait avoir d’origine que primordiale : aucune source astrophysique ne pourrait avoir ensemencé l’Univers d’un champ cohérent sur des échelles cosmologiques, alors que des perturbations magnétiques précoces peuvent éventuellement se diluer sur de grandes distances. Le calcul précédent ne prend justement pas en compte les variations à moindre échelle ($\ll c/H_0$) du champ magnétique et de la densité électronique. Ces fluctuations peuvent avoir des origines primordiales ou résulter de la pollution et de l’amplification par des sources astrophysiques.

Il est délicat d’estimer le champ magnétique inhomogène, car les calculs dépendent fortement du modèle considéré pour le milieu intergalactique. D’autre part, nous avons à présent deux paramètres à contraindre : l’intensité du champ magnétique B et sa longueur de cohérence λ_B . Les mesures de rotation Faraday sont un outil puissant pour cela, car elles donnent directement une valeur de $\langle B^2 \lambda_B \rangle^{1/2}$, comme on peut le voir dans l’équation (3.5). De nombreux auteurs ont établi des limites supérieures sur ce terme en modélisant le milieu intergalactique à l’aide de lignes d’absorption dans les spectres de quasars (Kronberg & Perry 1982), de modèles analytiques cellulaires (Blasi et al. 1999), de simulations numériques (Ryu et al. 1998) et en les confrontant aux limites observationnelles. Les structures denses et fines comme les super-amas de galaxies ou les filaments seraient alors emplis de champs magnétiques d’intensité inférieure à quelques microGauss, et l’on obtient à grande échelle :

$$\langle B^2 \lambda_B \rangle^{1/2} \lesssim 10^{-8} \text{ G Mpc}^{1/2}. \quad (3.12)$$

Mais rappelons encore une fois que ces valeurs sont des moyennes sur des lignes de visée parti-

culières, et ne permettent pas de rendre compte de l'anisotropie de la distribution des champs, ni des éventuelles irrégularités à petites échelles.

Au vu de l'importance de ces champs magnétiques pour la compréhension de multiples domaines de l'astrophysique et du peu de connaissances observationnelles dont nous disposons, la communauté espère que des expériences à venir comme LOFAR ou SKA (Gaensler et al. 2004; Beck et al. 2007; Beck 2008) permettront d'élargir le nombre de données très limité aujourd'hui. En attendant, essayons de nous tourner vers la théorie pour voir si elle nous apporte plus d'informations.

3.4 Théories

Les modèles existants se focalisent souvent sur l'origine du champ magnétique dans notre Galaxie, et non dans le milieu intergalactique. On peut malgré tout souvent les généraliser aux cas des autres galaxies et ils pourraient permettre de comprendre certains mécanismes d'amplification à de plus grandes échelles. D'autre part, le champ magnétique Galactique pourrait en amont avoir la même origine que celui du champ extra-galactique ; il aurait juste subi des processus différents au cours de l'évolution de l'Univers.

Les théories actuelles sur l'origine des champs magnétiques à grande échelle peuvent se ranger globalement dans deux catégories : celles qui prônent la magnéto-génèse dans l'Univers primordial par des mécanismes plus ou moins exotiques, et celles, plus astrophysiques, qui proposent que l'enrichissement magnétique a eu lieu beaucoup plus tard (à la réionisation ou après), par la pollution magnétique due aux premières étoiles ou par les galaxies. Si les champs sont primordiaux, il aurait tendance à être omniprésent et serait amplifié dans les régions denses par des effets dynamiques au cours de la formation des grandes structures. Au contraire, si les galaxies sont les principaux acteurs de l'enrichissement magnétique, on s'attend à ce que le champ soit concentré dans les pics de densité et nul dans les vides. Il est possible que les deux types de modèles jouent un rôle dans la magnétisation de notre Univers ; nous notons d'ailleurs que le scénario de pollution galactique requiert la génération d'un champ magnétique au sein des galaxies, qui proviendrait probablement d'un germe primordial. Quelle que soit l'origine de ces champs, l'amplification par des effets dynamiques dans les régions en effondrement est un point important de leur façonnement. Nous décrirons brièvement ces mécanismes à la fin de cette section.

3.4.1 Magnéto-génèse dans l'Univers primordial

Nous ne nous étendrons pas sur les théories sur l'origine primordiale des champs magnétiques, car les notions de physique théorique auxquelles elles font appel vont bien au-delà du cadre de cette thèse. Cette section sera donc essentiellement un catalogue – non exhaustif – des paramètres du champ magnétique prédits pour les périodes auxquelles la magnéto-génèse a pu avoir lieu. Pour plus de détails, on pourra consulter la revue de Grasso & Rubinstein (2001).

Les époques transitoires de la cosmologie primordiale impliquent souvent un changement fondamental de la nature des particules et des champs, ainsi que la libération d'une énergie importante sur des temps très courts. Ces deux ingrédients conduisent naturellement à la production de courants électriques et donc de champs magnétiques, d'après l'équation de Maxwell-Ampère :

$\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{J}$. Les champs magnétiques créés doivent être suffisamment forts pour atteindre les valeurs extrapolées dans les régions peu denses par simple dilution, en supposant le champ gelé dans le plasma intergalactique. Dans les régions plus denses comme les amas de galaxies, on pourra invoquer une amplification subséquente par des mécanismes de dynamo, mais il faut encore que les germes de champs magnétiques soient assez intenses pour que ces processus suffisent. Nous donnons dans ce qui suit quelques exemples de théories de production de champs primordiaux.

De nombreux auteurs se sont penchés sur la génération du champ magnétique pendant la période de l'inflation (par exemple Turner & Widrow 1988; Lemoine & Lemoine 1995; Gasperini et al. 1995). En général, ces théories convergent sur le fait que les champs produits sont d'intensité très faible et de longueur de cohérence importante, qui peuvent atteindre aujourd'hui la taille de l'Univers observable.

La magnéto-génèse lors des transitions de phase et de la recombinaison ($z = 10^{16}, 10^{13}$ et $z = 1000$) prédisent au contraire des champs magnétiques d'intensité plus élevée mais avec des longueurs de cohérence petites. Les germes atteignent des valeurs de l'ordre de $B_0 \sim 10^{-20} \text{ G}^1$ sur des échelles de quelques kiloparsecs (Hogan 1983; Quashnock et al. 1989; Cheng & Olinto 1994; Baym et al. 1996; Sigl et al. 1997). Ces champs sont encore insuffisants pour expliquer les valeurs observées, même après amplification par effets dynamos. Sigl et al. (1997) ont cependant proposé que les germes ainsi produits puissent être sujets à une amplification due à des instabilités hydrodynamiques, juste après la période de transition de phase. Dans leurs scénarios optimistes, ils réussissent à obtenir des champs magnétiques de $B_0 \sim 10^{-9} \text{ G}$ pour une longueur de cohérence de 100 kpc, ce qui permettrait d'expliquer l'origine des champs magnétiques extra-galactiques. Notons aussi que les observations sur le fond diffus cosmologique permettent de poser des contraintes sur l'intensité ($B_0 < 3 \times 10^{-8} \text{ G}$) et la longueur de cohérence ($400 \text{ pc} < \lambda_{B,0} < 0.6 \text{ Mpc}$) des champs magnétiques primordiaux aujourd'hui (Jedamzik et al. 2000).

3.4.2 Enrichissement par les sources astrophysiques

Les modèles de génération des champs magnétiques extra-galactiques après la recombinaison se basent essentiellement sur l'éjection de champs par des galaxies normales ou actives. Un argument en faveur d'un tel scénario est la forte métallicité ($\sim 30\%$ de la métallicité solaire) des milieux intra-amas, qui suggère que le milieu intergalactique des amas a été polluée par des éjections de galaxies (Aguirre et al. 2001; Cen et al. 2005; Bertone et al. 2005; Scannapieco et al. 2006).

Les germes de champs magnétiques peuvent se développer dans les premières étoiles à l'époque de la réionisation de l'Univers vers $z \sim 20$ (Gnedin 2000; Langer et al. 2003). Ces champs sont ensuite éjectés dans le milieu interstellaire par les vents stellaires ou par des explosions de supernovae. Le milieu interstellaire peut ensuite être injecté dans le milieu intergalactique par des vents de galaxies à formations stellaires.

Plusieurs auteurs ont étudié ce phénomène de pollution magnétique par vents galactiques (voir en particulier Kronberg et al. 1999; Birk et al. 2000; Bertone et al. 2005, 2006). De tels

1. Les champs magnétiques notés B_0 sont les valeurs comobiles que l'on mesurerait aujourd'hui, en supposant que les champs créés ont évolué en restant gelés dans le plasma intergalactique selon la relation que nous avons vue plus tôt : $B(z) = B_0(1+z)^2$.

éjectats ont été observés dans différentes galaxies, par exemple dans la proche galaxie naine à formation stellaire M82, où des vents de vitesse $v \simeq 2000$ km/s et d’extension > 10 kpc ont été observés (Seaquist & Odegard 1991), ou encore dans des galaxies massives à formation stellaire – dites “Lyman break” – à haut décalage spectral, avec des vents atteignant des vitesses de $v \sim 1000$ km/s qui s’étalent sur des distances de plusieurs centaines de kiloparsecs (Pettini et al. 2002), ou même jusqu’à $\simeq 1$ Mpc (Adelberger et al. 2003, voir Heckman 2001 pour une revue).

Kronberg et al. (1999) ont montré qu’une population de galaxies naines à formation stellaire à $z \geq 6$ peuvent magnétiser près de 50% de l’Univers, mais qu’à bas décalage spectral, le volume du milieu intergalactique est trop grand pour que les éjections galactiques puisse affecter une fraction significative du volume. D’un autre côté, Bertone et al. (2006) concluent à l’aide de leur modélisation semi-analytique de la pollution dans le milieu intergalactique, que le taux d’enrichissement du volume de l’Univers dépend fortement de l’efficacité des vents. Pour une large gamme de paramètres, ils réussissent à remplir une fraction importante du milieu intergalactique avec des champs magnétiques de l’ordre de $10^{-12} < B_0 < 10^{-8}$ G, qui pourront ensuite être amplifiés dans les régions les plus denses pour atteindre les valeurs observées aujourd’hui (voir figure 3.5). Donnert et al. (2009) ont incorporé les recettes de Bertone et al. (2006) dans des simulations numériques cosmologiques, qui font évoluer les champs magnétiques selon les lois de la magnéto-hydrodynamique (MHD) au cours de la formation des grandes structures. La pollution magnétique est injectée à différents redshifts puis amplifiée par des mécanismes dynamiques. Ces auteurs trouvent que le champ atteint les valeurs observées au cœur des amas de galaxies, et remarquent qu’il reste très faible dans les filaments et les régions peu denses, où le champ n’a presque jamais été mesuré jusqu’à présent (voir l’image de gauche de la figure 3.6).

Des flux magnétisés peuvent aussi être éjectés par certains AGN par l’intermédiaire de leurs jets ou de leurs lobes radios (Rees & Setti 1968; Daly & Loeb 1990). Dans ce cas, ces champs pourraient être produits en amont par des mécanisme de batterie Biermann² dans le disque d’accrétion dense autour du trou noir massif, puis amplifiés par des effets dynamo dans le disque en rotation (Colgate & Li 2000). Des études détaillées de ce problème ont été menées par divers groupes (Medina-Tanco & Enßlin 2001; Gopal-Krishna & Wiita 2001; Furlanetto & Loeb 2001; Kronberg et al. 2001). Elles se basent généralement sur les données statistiques de populations de quasars à haut redshift et montrent que vers $z \sim 3$, entre 5% à 20% du volume de l’Univers peut être enrichi par des champs magnétiques de densité d’énergie correspondant à $\geq 10\%$ de l’énergie thermique du milieu intergalactique à 10^4 K. L’intensité du champ magnétique comobile serait alors de l’ordre de $B_0 \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ G dans les régions magnétisées. Plus précisément dans les filaments, où la température est de l’ordre de $T \sim 10^6$ K et la surdensité de ~ 10 , on peut calculer que le champ magnétique vaut $B_f \sim 3.5 \times 10^{-8}$ G.

Les paramètres caractéristiques de ces deux types de pollution magnétique (par vents galactique et par halos de radio-galaxies), ainsi que leur influence sur les rayons cosmiques de ultra-haute énergie seront discutés plus en détail dans la section 3.7. Ce qu’il est important de remarquer ici est que ce type d’enrichissement magnétique du milieu intergalactique conduit à des distributions fortement inhomogènes, dans lesquelles le champ se concentre dans les régions

2. Dans un système en rotation, les surfaces de pression constante et de densité constante ne coïncident pas : ceci génère un courant électrique qui n’est pas annulé par la redistribution de charges. On produit ainsi un champ magnétique très faible de l’ordre de $B_0 \sim 10^{-21}$ G (valeur comobile) qui peut être ensuite amplifié par d’autres mécanismes (Biermann 1950).

denses avec un biais plus ou moins important par rapport à la densité baryonique. Cette structuration peut avoir une importance notable sur la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie comme nous le décrirons par la suite.

Dans le cas particulier des amas de galaxies, Rephaeli (1988) et De Young (1992) ont montré que les vents galactiques sont insuffisants pour expliquer à eux seuls des champs magnétiques de l'ordre de $1 \mu\text{G}$ dans les amas de galaxies. Il est nécessaire d'invoquer des mécanismes d'amplification ultérieurs pour rehausser les valeurs du champ d'un ordre de grandeur environ. La présence de radio-galaxies assez puissantes (de luminosité radio $\sim 10^{45}$ erg/s) pourraient par contre suffire à la magnétisation des amas jusqu'à $1 \mu\text{G}$. Kronberg et al. (2001) remarquent en effet que de telles sources possèdent une énergie magnétique qui correspond à 10% de celle du milieu intra-amas. Une dizaine de radio-galaxies puissantes se répartissant sur la durée de vie de l'amas parviendraient ainsi à lui conférer les champs magnétiques observés.

Les collisions d'amas de galaxies sont les événements les plus énergétiques de l'Univers, libérant des énergies de l'ordre de $\sim 10^{64}$ ergs. Pour comparaison, l'énergie totale thermique de l'atmosphère de l'amas est de $\sim 10^{63}$ ergs ($M_{\text{gas}}/10^{14} M_{\odot})(T/5 \times 10^7 \text{ K})$, et l'énergie totale contenue dans le champ magnétique est de $\sim 10^{60}$ ergs $(B/1 \mu\text{G})^2$. Ainsi, il suffirait de convertir seulement quelques pour cents de l'énergie de la collision de l'amas en énergie magnétique. Ceci est éventuellement possible par des effets dynamos, mais ceux-ci nécessitent que l'amas soit en rotation, phénomène qui n'a pas encore été clairement observé (Dupke & Bregman 2001).

3.4.3 Mécanismes d'amplification à grandes échelles

Pour comprendre le comportement des champs magnétiques à grandes échelles, on peut commencer par examiner quel sera le processus de transport qui va dominer leur évolution. La conductivité du milieu intra-amas est de $\sigma \sim 6 \times 10^{17} (T/10^8 \text{ K})^{3/2} \text{ s}^{-1}$. Le temps caractéristique de diffusion magnétique dans le milieu intra-amas est donc $\tau_{\text{diff}} = 4\pi\sigma(\lambda_B/c)^2 \sim 3 \times 10^{37} (\lambda_B/100 \text{ kpc})^2 (T/10^8 \text{ K})^{3/2}$ ans, où λ_B est la longueur de cohérence du champ. Le temps de convection s'écrit : $\tau_{\text{conv}} = \lambda_B/v$, où v est la vitesse caractéristique du fluide. On peut alors calculer le nombre de Reynolds magnétique :

$$R_m = \frac{\tau_{\text{diff}}}{\tau_{\text{conv}}} \sim 8 \times 10^{28} \left(\frac{\lambda_B}{100 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{v}{300 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{3/2}. \quad (3.13)$$

On pourra vérifier que l'on obtient $R_m \gg 1$ dans le cas du milieu intergalactique en général. Ce temps de diffusion quasi-infini implique qu'une fois les champs magnétiques générés, ils resteront gelés et n'évolueront que par convection : les lignes de champs seront déformées par l'évolution de la matière baryonique. Un flot convergent de matière, par exemple l'effondrement d'une boule de gaz sous son propre poids, va emporter et regrouper sur son passage les lignes de champ magnétique qu'il traverse. Ainsi, la quantité de champ magnétique augmente au centre de l'effondrement. L'étirement, l'enroulement, la torsion, l'entortillement sont un ensemble de mécanismes qui vont permettre l'amplification du champ magnétique.

Plus précisément, on peut formuler cette évolution en utilisant l'équation d'induction pour la MHD idéale : $\partial \mathbf{B}/\partial t = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B})$ et l'équation de continuité : $d\rho/dt = -\rho \nabla \cdot \mathbf{V}$, où ρ est

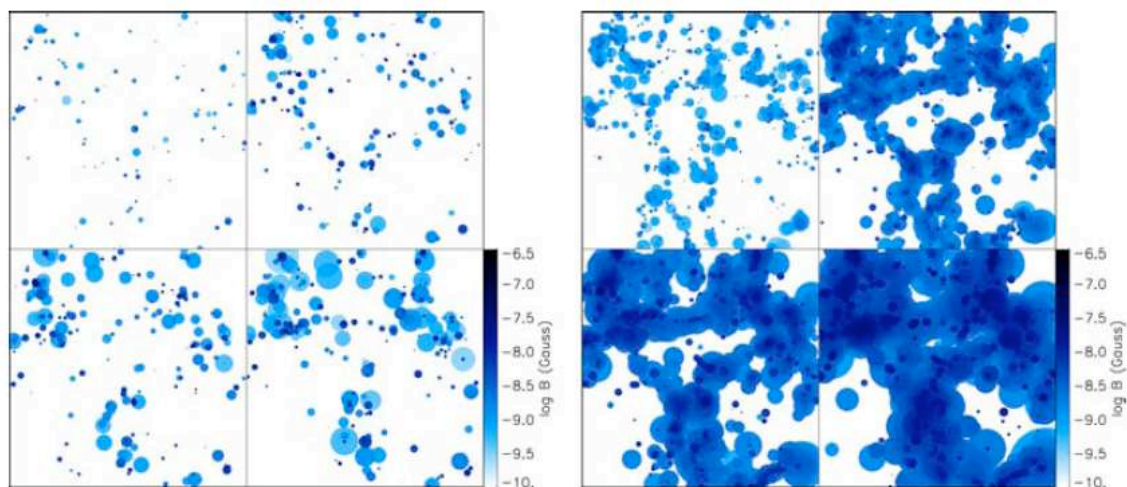


FIGURE 3.5 – Evolution de l'intensité du champ magnétique au cours du temps dans les modèles semi-analytiques de Bertone et al. (2006). Les résultats pour un vent efficace (qui peut s'échapper facilement de la galaxie hôte) et d'efficacité plus réduite sont présentés respectivement dans les figures de droite et de gauche. Le champ magnétique initial injecté à chaque point d'enrichissement est de $1 \mu\text{G}$. Dans chaque figure, de gauche à droite et de haut en bas, les temps représentés sont $z = 3, 1, 0.5$ et 0 . La taille de la région simulée est de $\sim 70 \text{ Mpc}$.

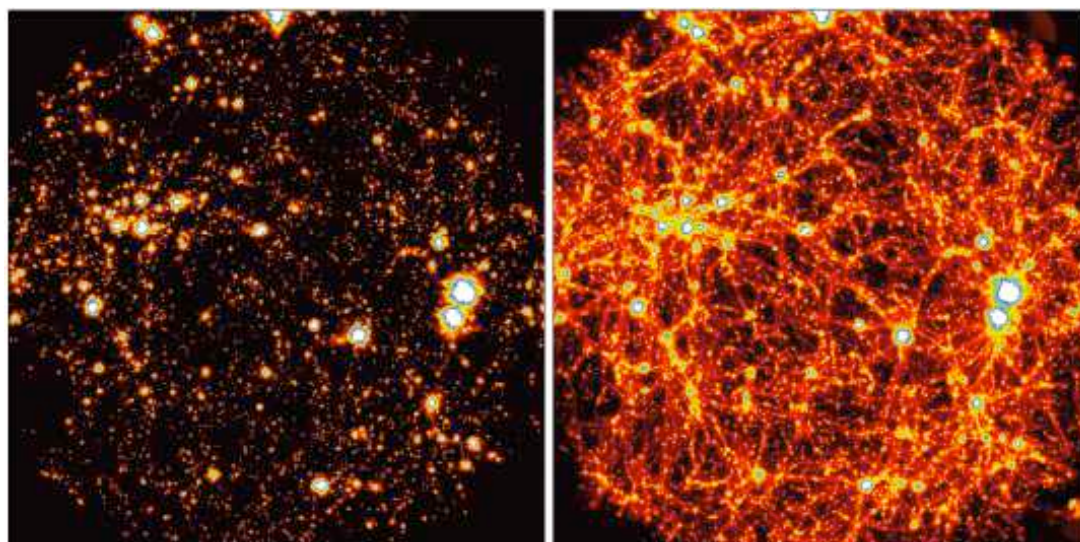


FIGURE 3.6 – Intensités des champs magnétiques simulés par Donnert et al. (2009) à $z = 0$. La taille de la région simulée est de $\sim 204 \text{ Mpc}$ et le code couleur est identique pour les deux images. La figure de gauche présente le champ magnétique générée par la pollution de sources astrophysiques : les halos galactiques trouvés à $z = 4.1$ sont affectés d'un champ d'une intensité n'excédant pas $\sim 5 \text{ nG}$. La figure de droite est obtenue avec des germes de champ magnétique cosmologiques dont l'intensité a été normalisée de façon à obtenir les mêmes valeurs dans les amas de galaxies (Dolag et al. 2005).

la densité baryonique et \mathbf{V} le champ de vitesse. L'évolution de \mathbf{B} dans le temps s'écrit alors :

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{\mathbf{B}}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V}, \quad (3.14)$$

où encore :

$$\frac{d}{dt} \frac{\mathbf{B}}{\rho} = \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \cdot \nabla \right) \mathbf{V}, \quad (3.15)$$

Soient deux particules situées à aux positions \mathbf{q} et $\mathbf{q} + \delta\mathbf{q}$ à un temps t . À un temps $t + \delta t$, elles seront placées à :

$$\mathbf{q} = \mathbf{q} + \mathbf{v}(\mathbf{q}) dt \quad (3.16)$$

$$\mathbf{q} + \delta\mathbf{q} = \mathbf{q} + \delta\mathbf{q} + \mathbf{v}(\mathbf{q} + \delta\mathbf{q}) dt. \quad (3.17)$$

Ainsi, la séparation entre les deux particules qui était de $\delta\mathbf{q}$ en t devient de $\delta\mathbf{q} + (\delta\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{v} dt$ en $t + dt$. Ce qui s'écrit encore :

$$\frac{d}{dt}(\delta\mathbf{q}) = (\delta\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{v} dt. \quad (3.18)$$

On remarque de cette manière que $\delta\mathbf{q}$ suit la même loi que \mathbf{B}/ρ au cours du temps. Ainsi, si la séparation entre deux "particules de matière" est transformée en $\delta\mathbf{x} = D \cdot \delta\mathbf{q}$, les lignes de champ devraient suivre la même transformation, de \mathbf{B}/ρ en $D \cdot (\mathbf{B}/\rho)$, où D est le tenseur de déformation. On obtient donc la relation suivante entre les intensités des champs initiaux B^i et finaux B^f :

$$\frac{B^f}{B^i} = \frac{\rho^f}{\rho^i} \left| \frac{D \cdot \mathbf{B}^i}{B^i} \right|, \quad \text{avec} \quad D_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial q_j}. \quad (3.19)$$

Lors de la transformation de ρ^i en ρ^f , un élément de volume d^3q se retrouve converti $d^3x = D dq$, donc on a $\rho^f/\rho^i = 1/|D|$. Il vient ainsi :

$$\frac{B^f}{B^i} = \frac{1}{|D|} \left| \frac{D \cdot \mathbf{B}^i}{B^i} \right|. \quad (3.20)$$

Dans le cas d'un effondrement sphérique isotrope, on aura $D = \text{diag}(a, a, a)$, avec a constante, donc $|D| = a^3$ et $D \cdot B^i = aB^i$. On obtient alors :

$$\frac{B^f}{B^i} = \frac{1}{a^2} = \left(\frac{\rho^f}{\rho^i} \right)^{2/3}. \quad (3.21)$$

Pour un effondrement cylindrique (pour un filament par exemple), on a $|D| = a^2$ et $D \cdot B^i = (a B_1, a B_2, B_3)$, et on obtient :

$$\frac{B^f}{B^i} \simeq \frac{1}{a^2} = \frac{\rho^f}{\rho^i} \quad \text{pour} \quad a \ll 1. \quad (3.22)$$

Enfin pour un effondrement planaire (pour un plan de grandes structures par exemple), on a $|D| = a$ et $D \cdot B^i = (a B_1, B_2, B_3)$, ce qui donne encore :

$$\frac{B^f}{B^i} \simeq \frac{1}{a} = \frac{\rho^f}{\rho^i} \quad \text{pour} \quad a \ll 1. \quad (3.23)$$

Une loi en $B \propto \rho^{0.9}$ a en effet bien été observée dans les simulations de Dolag et al. (2004) dont nous parlerons dans la section suivante. On pourra trouver d'autres calculs de la correspondance

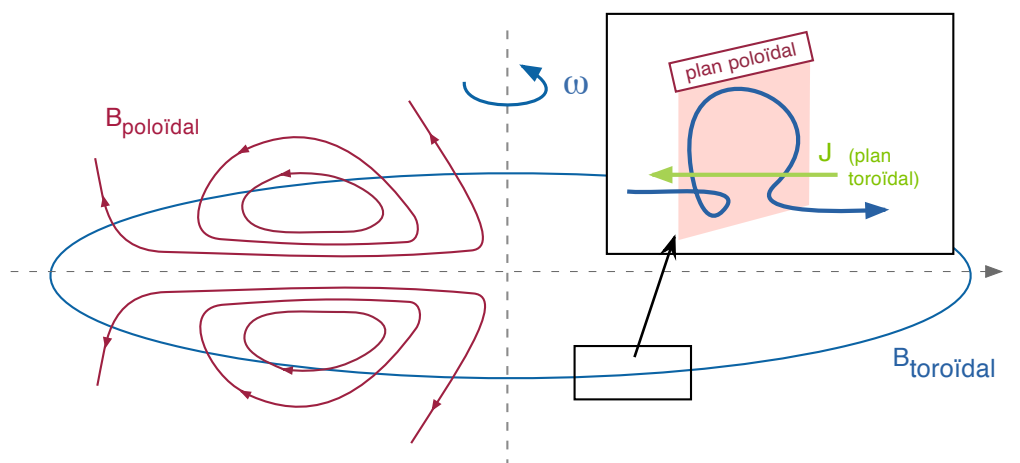


FIGURE 3.7 – Illustration schématique de l’effet dynamo $\alpha\omega$ (adapté de Kronberg 1994). L’encadré en haut à droite décrit l’effet α : les boucles de champ toroïdal sont vrillées par l’effet Coriolis. Ceci induit un courant J dans le plan toroïdal.

entre B et ρ dans les travaux de Bruni et al. (2003), Siemienieć-Oziębło & Golda (2004) ou encore King & Coles (2006).

Un autre mécanisme réputé pour amplifier les champs magnétiques est l’effet dynamo. L’effet dynamo classique est tout simplement dû à l’induction : une matière électriquement conductrice est mis en mouvement dans un champ magnétique de façon à induire des courants qui amplifient et maintiennent le champ originel. Ce principe a été développé pour être appliqué au champ magnétique de notre Galaxie et a donné naissance au modèle dénommé “dynamo $\alpha\omega$ ”. Les caractéristiques essentielles de ce modèle sont les suivantes (suivre sur la figure 3.7) : les mouvements turbulents dans le milieu interstellaire, issus par exemple de vents stellaires ou des explosions de supernovae, transportent des boucles de champ magnétique toroïdal en dehors du plan du disque galactique. Ces boucles sont vrillées dans le plan poloïdal par l’effet Coriolis (effet α), pendant que le champ toroïdal est régénéré à partir du champ poloïdal par la rotation différentielle ($d\omega/dr$).

L’effet dynamo $\alpha\omega$ peut en principe avoir lieu dans tout milieu turbulent en rotation différentielle. Il est intéressant car il permet de régénérer et d’amplifier des champs magnétiques à grandes échelles de façon continue. Dans notre Galaxie notamment, il permettrait d’amplifier des germes magnétiques très faibles de l’ordre de $\sim 10^{-18}$ G jusqu’aux intensités observées aujourd’hui. Mais notons tout de même que son efficacité dans les galaxies est toujours débattue, et de nombreuses variantes et alternatives ont été proposées.

En conclusion de cette section, nous notons qu’il existe un nombre important de théories expliquant l’origine et l’évolution des champs magnétiques extra-galactiques, bien que l’efficacité de certaines reste critiquable. Ce que nous remarquons surtout, dans l’optique de la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, est que ces modèles donnent des distributions de champs extrêmement différentes, avec des longueurs de cohérence maximales pouvant atteindre quelques centaines de kiloparsecs à la taille de l’Univers et des intensités pouvant être aussi

bien nuls que de l'ordre de 10^{-9} G dans les régions les moins denses. Ceci dépend bien entendu de l'origine des champs, mais aussi du taux d'amplification ultérieure qui rendra les profils de champ magnétique plus ou moins contrastés. Nous verrons dans la suite de cette thèse que la magnétisation des vides, ainsi que plus généralement, la structuration du champ magnétique a une influence notable sur la propagation des rayons cosmiques de très haute énergie.

3.5 Etat de l'art des simulations numériques

Les travaux pionniers qui ont étudié la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans les champs magnétiques extra-galactiques ont utilisé un modèle-jouet (Medina Tanco et al. 1997; Lemoine et al. 1997; Sigl et al. 1999). Le champ est considéré homogène sur l'ensemble de l'Univers et est divisé en cellules de taille donnée par sa longueur de cohérence λ_B (qui elle aussi est prise constante). Les cellules sont parfois dotées d'une turbulence de Kolmogorov à échelle inférieure à λ_B . Ces études ont pu attester de l'influence non négligeable du champ magnétique sur les déflexions des particules et sur la forme du spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Cependant, l'intensité, la longueur de cohérence du champ magnétique extra-galactique et la distribution spatiale de ces paramètres ont probablement un rôle prépondérant dans la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, comme il est démontré dans la suite. Il est alors nécessaire d'aller au-delà de ces modèles simples et de prendre en compte les inhomogénéités des champs à grande échelle.

Mais alors, comment peut-on modéliser de façon plus réaliste le champ magnétique extra-galactique? Quelle que soit leur origine, les mécanismes d'amplification décrits dans la section 3.4.3 suggèrent qu'ils ont une évolution complexe et non linéaire. Ils sont notamment couplés à la formation des structures, qui peut difficilement être traitée autrement que par des simulations numériques. Ils sont aussi probablement sujets à d'autres formes d'amplification liées à la présence de chocs dans les zones d'accrétion de matière ou au cours de collisions d'amas de galaxies. Des effets d'instabilité et de viscosité du gaz peuvent aussi accroître la turbulence dans les régions denses. La façon la plus évidente d'obtenir une modélisation du champ magnétique à grandes échelles en prenant en compte tous ces effets serait d'avoir recours à des simulations numériques.

3.5.1 Caractéristiques principales des différentes simulations

Plusieurs groupes (Ryu et al. 1998; Sigl et al. 2004; Dolag et al. 2004, 2005; Brüggén et al. 2005; Ryu et al. 2008; Dubois & Teyssier 2008; Das et al. 2008; Donnert et al. 2009) ont ainsi travaillé sur des simulations cosmologiques où l'évolution du champ magnétique est couplée à celle de la matière baryonique. Les méthodes de simulations, ainsi que l'origine présumée des champs diffèrent selon les travaux.

Un premier ensemble d'auteurs injectent des germes de champs magnétiques au niveau des chocs d'accrétion, en supposant qu'ils ont été générés par batterie Biermann par exemple. Ils font ensuite évoluer le champ magnétique passivement (la rétroaction sur le gaz est ignorée).

Ryu et al. (1998) sont les premiers à développer cette technique. Ils simulent les champs magnétiques dans les filaments et les plans de grandes structures à l'aide d'un code eulérien à grille fixe. Théoriquement, les germes ont une intensité moyenne de 10^{-21} G à $z \sim 2 - 3$ (Kulsrud et al. 1997b), ce qui pourrait donner une normalisation pour le champ final. En

fait, des germes aussi faibles produisent des valeurs de champ magnétiques bien en deçà des limites supérieures autorisées par les mesures de rotation Faraday. Ryu et al. (1998) re-normalisent donc l'ensemble de leur champ afin d'ajuster les limites observationnelles et concluent que le champ magnétique dans les filaments et les plans ont une limite supérieure de : $B\sqrt{\lambda_B} \lesssim 1 \mu\text{G Mpc}^{1/2}$.

Sigl et al. (2004) s'inspirent de la méthode de Ryu et al. (1998), mais simulent cette fois des champs sur des distances cosmologiques. Ils re-normalisent l'ensemble du champ aux valeurs observées dans les amas de galaxies. Ils obtiennent une distribution de champ magnétique assez contrastée, quasi-nulle dans les vides et intense et très étendue autour des régions de densité plus élevée. Ceci résulte essentiellement du choix de génération des germes au niveau des chocs, qui implique que les champs restent concentrés autour des grandes structures (voir figure 3.8).

Ryu et al. (2008) utilisent encore une fois la méthode de Ryu et al. (1998), mais estiment directement l'intensité du champ magnétique en chaque point de l'espace en utilisant la vorticité et la densité d'énergie de turbulence calculée à partir de la cinétique du gaz. Ils se débarrassent ainsi de la normalisation arbitraire présente dans les autres simulations. Das et al. (2008) adoptent également cette méthode dans leur étude.

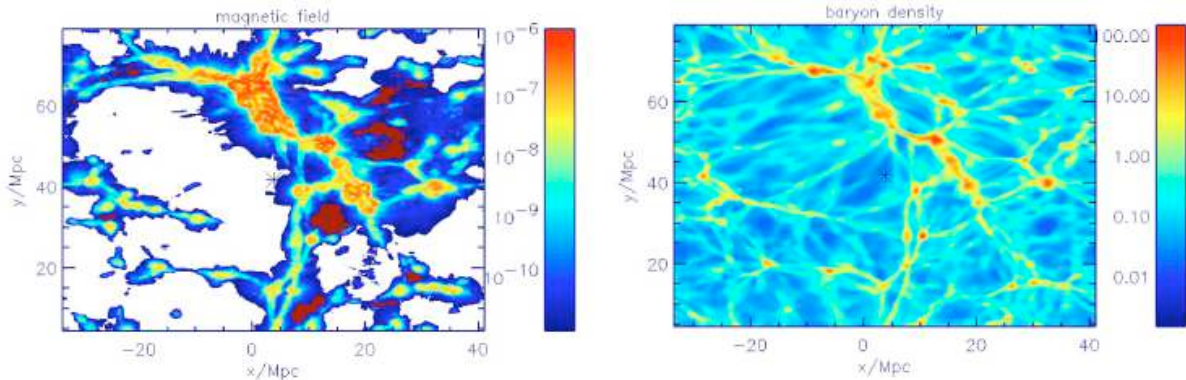


FIGURE 3.8 – Coupes dans le même plan de l'intensité du champ magnétique (  gauche) et de la densité baryonique (  droite) simulées par Sigl et al. (2004). Les champs magnétiques sont en Gauss et la densité baryonique en unité de densité baryonique moyenne.

Une deuxième catégorie de travaux a fait l'hypothèse d'un ensemencement magnétique homogène dans l'Univers à haut redshift ($z \sim 10-20$). Dolag et al. (2002) ont montré qu'à cause de la nature chaotique des processus d'accrétion lors de la formation des structures, toute trace de la configuration initiale du champ est effacée au cours de l'évolution cosmologique. Ceci implique que les résultats de ces simulations ne dépend que de l'intensité comobile du champ magnétique B_0 . La normalisation peut donc être arbitraire, tant que l'énergie magnétique reste petite par rapport à l'énergie thermique. Cette dernière condition assure que le champ magnétique n'influe pas sur la dynamique du plasma. De plus, l'amplification des champs magnétiques ayant lieu à bas redshift ($z \lesssim 3$), les résultats ne dépendent pas non plus du moment précis auquel les germes sont injectés, tant qu'ils sont générés avant les premières collisions majeures d'amas de galaxies.

Dolag et al. (2004) et **Dolag et al. (2005)** ont amélioré les travaux antérieurs de Dolag et al. (1999, 2002). Ils utilisent une méthode lagrangienne (dite SPH pour Smoothed Particle Hydrodynamics) qui a l'avantage de ne pas être limitée en résolution, mais qui traite mal les chocs à cause de son caractère "particulaire". Ils implémentent aussi la rétroaction du champ sur le plasma ionisé, qui peut avoir un effet éventuel dans les régions denses. Ils reproduisent les champs magnétiques observés dans les amas de galaxies avec une normalisation de $B_0 = 2 \times 10^{-12} - 10^{-11}$ G. Leurs champs sont en moyenne plus faibles que ceux obtenus par Sigl et al. (2004) et leur distribution plus lissée. La présence de germes initialement dans les régions peu denses implique que celles-ci sont moyennement magnétisées (voir l'image de droite de la figure 3.6).

Brüggen et al. (2005) injectent aussi des germes à haut redshift et simulent les champs magnétiques dans les filaments principalement. Ils utilisent un code AMR (Adaptative Mesh Refinement) : un code à grille adaptative, donc eulérien, qui permet de très bien résoudre les subtilités hydrodynamiques comme les chocs, tout en ayant une excellente résolution dans les régions souhaitées. Leurs résultats sont de manière générale très proches de ceux de Dolag et al. (2004).

Dubois & Teyssier (2008) utilisent également un code AMR (le code RAMSES, Teyssier 2002) et modélisent le champ magnétique d'un amas de galaxies. Ils réalisent deux types de simulations : l'une "adiabatique" où le gaz ne perd ni ne gagne de l'énergie qui est similaire à toutes les autres simulations évoquées jusqu'à présent, et l'autre "radiative", où le gaz peut refroidir jusqu'à $T = 10^4$ K par des processus de collisions dans le plasma et chauffer par le rayonnement ultraviolet. Ces travaux sont les premiers à étudier l'effet de ces processus sur le champ magnétique. Dubois & Teyssier (2008) trouvent que le refroidissement permet la formation de régions denses et froides au centre de l'amas, et donc une amplification conséquente du champ magnétique au cœur de la structure. Ils reproduisent de cette façon la bimodalité observée entre les amas avec et sans cœur froid.

Les simulations cosmologiques que nous avons décrites jusqu'ici n'incluent pas les éventuels effets de pollution magnétique dus à des sources astrophysiques, comme nous l'avons évoqué dans la section 3.4.2. Ces sources pourraient être l'origine-même du champ magnétique extra-galactique et pourraient conduire à des configurations de champ magnétique complètement différentes (voir Bertone et al. 2005, 2006). D'autre part, ils pourraient être combinés à d'autres formes d'enrichissements (par batterie Biermann dans les chocs ou par germes primordiaux) et contribuer à une fraction importante de la magnétisation. Dans ce cas, les normalisations utilisées dans les simulations ci-dessus devraient être revues à la baisse. Ainsi, les régions peu denses, donc peu polluées pourraient avoir un champ magnétique très faible.

Les modèles semi-analytiques de Bertone et al. (2005, 2006) prédisent des distributions de champ magnétiques mais ne considèrent pas la compression et donc l'amplification des champs injectés au cours de la formation des structures. **Donnert et al. (2009)** ont donc incorporé leurs recettes dans des simulations cosmologiques afin d'étudier les effets de cet enrichissement plus en détail. Leur simulation est basée sur celle de Dolag et al. (2004, 2005) avec la différence suivante : ils arrêtent la simulation à un redshift donné, repèrent les halos de galaxies formés, et leur injectent un champ magnétique. Ils reprennent ensuite le cours de la simulation. Donnert et al. (2009) réussissent à reproduire les valeurs observées dans les amas de galaxies pour une

large gamme de paramètres. Par contre, la distribution de leurs champs magnétiques diffère de celles obtenues avec les germes à haut redshift : les filaments et les plans de leurs grandes structures sont dans l'ensemble relativement peu magnétisés, comme on peut le voir dans la figure 3.6.

3.5.2 Distribution du champ magnétique

Les deux graphes de la figure 3.9 présentent la relation entre la distribution du champ magnétique et de la densité de gaz. Ils démontrent clairement l'importance des phénomènes de cisaillement et de turbulence dans l'amplification des champs magnétiques dans certaines régions de l'Univers. En effet, l'intensité du champ magnétique est proche de la valeur attendue dans un effondrement homogène ($B \propto \rho^{2/3}$, équation 3.21) dans les régions sous denses ; par contre, la pente se rapproche plus de $B \propto \rho^{0.9}$ dans les régions plus denses comme les filaments ou les amas de galaxies.

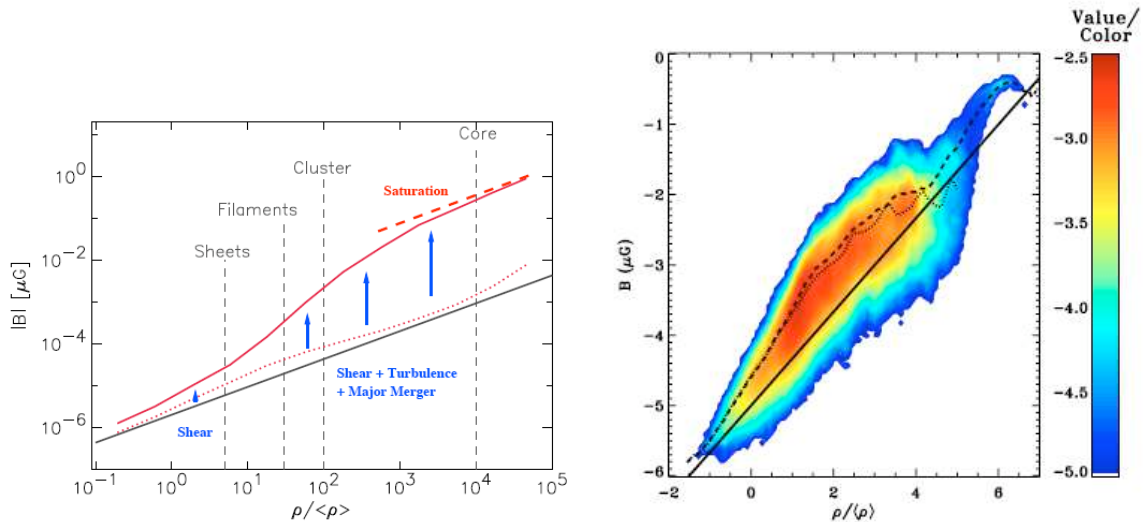


FIGURE 3.9 – Intensité du champ magnétique en fonction de la surdensité baryonique obtenue pour les simulations de grandes structures par Dolag et al. (2005) (à gauche) et par Dubois & Teyssier (2008) pour le cas d'un amas de galaxies (à droite). L'intensité moyenne du champ est représentée en traits pleins rouges à gauche et en tirets (pour un amas radiatif) et en pointillés (pour un amas adiabatique) à droite. La médiane est indiquée en pointillés rouge à gauche. Les tirets rouges et les traits pleins noirs indiquent la pente attendue pour une évolution purement adiabatique $B \propto \rho^{2/3}$.

Dolag et al. (2005) remarquent en traçant la médiane de l'intensité du champ, qu'à une densité donnée, une large fraction de leurs particules SPH demeurent proche de la pente attendue pour l'effondrement homogène. On peut alors s'interroger sur la légitimité de ces résultats : serait-il dû à un mauvais traitement des chocs qui donnerait des valeurs surélevées pour certaines particules SPH ? Il semblerait que ce ne soit pas un effet numérique, car Dubois & Teyssier (2008) trouvent le même genre de dépendance à l'aide de leurs simulations AMR.

Ces derniers auteurs remarquent des effets intéressants à forte densité, au cœur de l'amas : les cas radiatif et adiabatique divergent fortement. Ceci s'explique par les effets suivants : d'une part, en l'absence de refroidissement, le gaz ne peut se condenser à des densités suffisamment

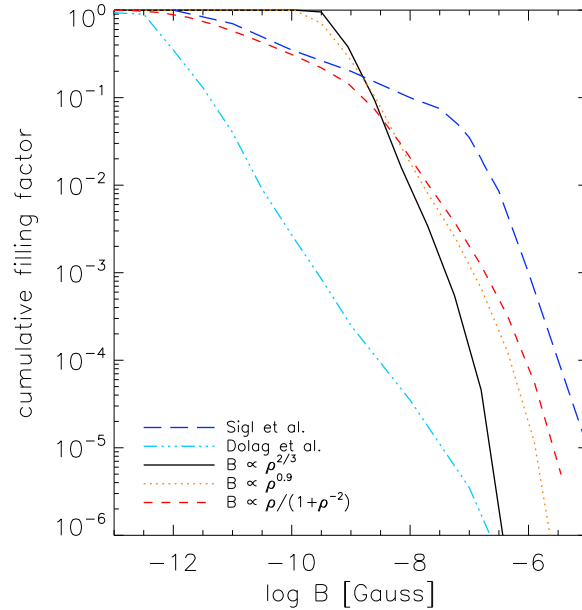


FIGURE 3.10 – Facteur de remplissage du champ magnétique dans différentes simulations et modèles de distribution. En traits bleu clair mixtes, le champ magnétique simulé par Dolag et al. (2004) ; en tirets longs bleus, celui de Sigl et al. (2004) ; en traits pleins le modèle semi-analytique avec $B \propto \rho^{2/3}$, en pointillés oranges $B \propto \rho$; en tirets rouges le modèle $B \propto \rho [1 + (\rho/\bar{\rho})^{-2}]^{-1}$. Ce dernier modèle simule un volume dont les vides cosmologiques sont non magnétisés. Dans tous les cas, le facteur de proportionnalité $B_0 = 2$ nG - voir section 3.6. (Source : Kotera & Lemoine 2008.)

élevées pour former des galaxies. D'autre part, le champ magnétique peut être dissipé au cœur de la structure par des effets numériques de reconnexion magnétique³. Bien que la reconnexion magnétique existe très probablement dans les flux convergents de matière (notamment lors de la fusion de deux amas, voir Roettiger et al. 1999), l'amplitude exacte de la dissipation dépend de la micro-physique qu'il est impossible de modéliser aux échelles de ces simulations. La dissipation magnétique est supprimée dans le cœur des amas pour le cas radiatif, et l'amplification magnétique suit le même comportement que dans les régions externes, avec des effets de cisaillement. Seule la région centrale laisse apparaître de la reconnexion magnétique.

Bien que les mêmes effets d'amplification se retrouvent globalement dans toutes les simulations, la distribution du champ magnétique à grandes échelles diffère grandement selon les groupes. Cela se voit d'abord tout simplement en comparant les figures 3.6, 3.8 ou encore 3.13. Plus quantitativement, la figure 3.10 présente les facteurs de remplissage du champ magnétique dans l'Univers pour différents modèles et simulations. Cette figure peut être lue comme suit : pour la courbe de Sigl et al. (2004) par exemple, on voit que plus de 10% du volume de l'Univers est rempli d'un champ magnétique d'intensité supérieure à 10^{-8} G, alors que c'est le cas de moins

3. La dissipation par reconnexion magnétique s'explique de la façon suivante : la reconnexion implique que deux lignes de champs d'intensité B_1 et B_2 fusionnent et donnent naissance à un champ de norme : $B_{\text{tot}} = \|\mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2\| \leq B_1 + B_2$. Ainsi, deux champs magnétiques dont le produit scalaire est négatif peuvent avoir un champ final plus faible après la reconnexion

d'une fraction de 3.10^{-5} du volume de l'Univers pour les simulations de Dolag et al. (2004). Ces quantités illustrent clairement les différences significatives entre les auteurs.

La complexité et le coût temporel de ces simulations sont tels que l'origine de ces divergences n'a pas encore été résolue. Elles peuvent s'expliquer en partie par les modèles et processus physiques implémentés (germes distribués au niveau des structures ou dans l'ensemble de l'Univers, simulations avec ou sans processus radiatifs), mais l'influence de la résolution et des méthodes numériques est beaucoup moins évidente.

3.5.3 Conséquences sur la propagation des rayons cosmiques

Le transport des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans ces simulations donnent également des résultats très divergents : Sigl et al. (2004) ont intégré les trajectoires des particules par des méthodes de Monte-Carlo et trouvent une déflexion typique de l'ordre de $\sim 10 - 20^\circ$ pour des protons d'énergie supérieure à 10^{20} eV. Dolag et al. (2004) quant à eux trouvent une limite supérieure de moins d'un degré en calculant la déflexion accumulée sur des trajectoires rectilignes (voir figure 3.11). Brüggén et al. (2005) concluent dans la même optique (et avec la même méthode de calcul de déflexions) que leur déflexion moyenne est inférieure à 0.2° . Das et al. (2008) ont intégré les trajectoires directement et leurs résultats sur la déflexion se placent entre les deux précédents : 60% des particules d'énergie $E > 10^{20}$ eV nous parviendraient avec une déflexion de moins de 5° .

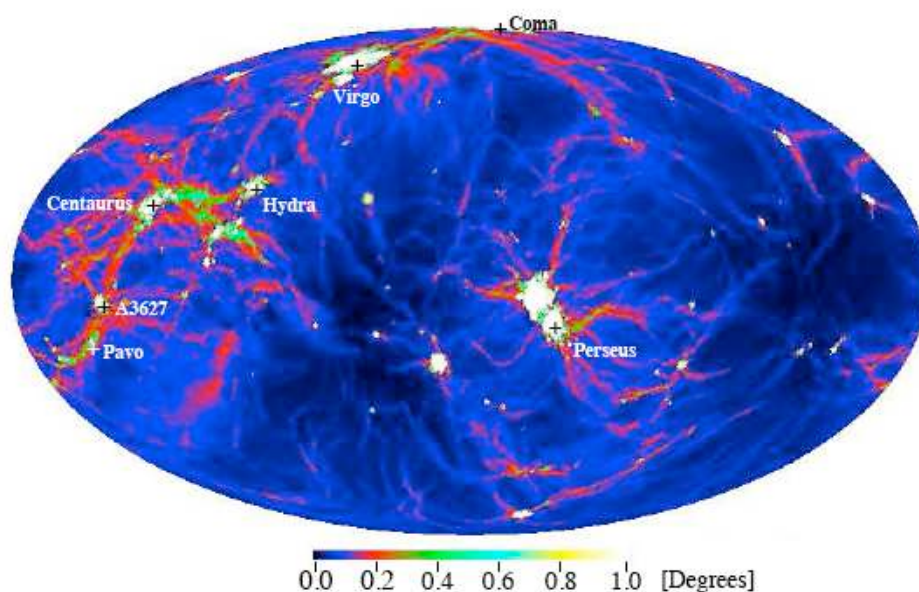


FIGURE 3.11 – Carte d'angles de déflexion pour les simulations contraintes (la distribution d'objets observés dans le ciel est grossièrement reproduite) de Dolag et al. (2004), pour des protons d'énergie à l'arrivée $E = 10^{20}$ eV. La représentation est en coordonnées galactiques et l'anti-centre galactique est au centre de la carte.

Ces divergences ont probablement pour origine les structures très différentes des champs magnétiques simulés. Mais encore une fois, le coût et la complexité de ces simulations ne permet pas de tester facilement les effets propres à chaque méthode. D'autre part, ces simulations, bien que très sophistiquées, négligent de nombreux mécanismes physiques qui pourraient avoir un

impact sur la distribution du champ : nous avons vu entre autres que l'implémentation des processus de radiation pouvaient changer le profil du champ dans les régions denses (Dubois & Teyssier 2008), et les cascades de turbulence MHD sont loin d'être résolues numériquement. La connaissance de ces dernières sont pourtant fondamentales dans l'étude du transport des rayons cosmiques. Rappelons également que l'insertion des effets de pollution magnétique par sources astrophysiques semble avoir une influence notable sur la configuration du champ, mais que ceci n'a pas encore été proprement étudié pour la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

Nous percevons au vu de l'ensemble de ce tableau, la nécessité d'introduire une modélisation plus simple de la distribution du champ magnétique dans l'Univers, qui permettra d'étudier leurs configurations variées en termes de propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Il sera aussi important de développer une méthode raisonnable et adaptée pour le transport des particules dans ces champs. Dans les sections suivantes, nous décrirons deux modèles alternatifs que nous avons développés au cours de cette thèse.

3.6 Une modélisation semi-analytique du champ magnétique structuré et de la propagation

3.6.1 Un modèle de champ magnétique cellulaire amélioré

Nous avons constaté dans la section 3.5 que les simulations numériques de champs magnétiques peuvent difficilement être considérées comme des modélisations réalistes. Elles ont aussi l'inconvénient d'être lourdes à mettre en œuvre à cause de leur complexité. Dans cette situation, il peut être utile de revenir à des représentations plus simples du champ magnétique dans l'Univers, en améliorant par exemple les modèles-jouets développés par Medina Tanco et al. (1997), Lemoine et al. (1997), Sigl et al. (1999), Achterberg et al. (1999), etc.

Dans ces modèles cellulaires, le champ magnétique était considéré homogène dans l'espace, et divisé en sphères de taille donnée par la longueur de cohérence, au sein desquelles le champ est orienté aléatoirement. Le transport des particules dans chaque cellule était calculé en supposant une turbulence de type Kolmogorov. On peut facilement aller au-delà de l'hypothèse d'homogénéité grâce à la correspondance que nous avons vue entre l'intensité du champ magnétique B et la densité baryonique ρ . Connaissant la distribution de matière sous-jacente, il est possible de modéliser celle du champ en supposant une fonction $B = f(\rho)$.

Plusieurs auteurs (Medina-Tanco 1999; Medina-Tanco & Enßlin 2001; Takami et al. 2006) ont ainsi modélisé la distribution du champ magnétique dans l'Univers en utilisant des catalogues de luminosité des galaxies (CfA Redshift Catalogue, Huchra et al. 1992, et PSCz, Saunders et al. 2000). Ils interpolent alors le champ selon la loi $B \propto \rho_L^\alpha$, où ρ_L est la densité de luminosité des galaxies calculée à partir du catalogue. Medina-Tanco (1999) et Medina-Tanco & Enßlin (2001) choisissent $\alpha = 0.3$, alors que Takami et al. (2006) prennent la valeur classique de compression homogène $\alpha = 2/3$. Le champ est ensuite normalisé aux valeurs observées au centre de l'amas de la Vierge. Takami et al. (2006) obtiennent des déflexions angulaires de l'ordre de quelques degrés à $E = 10^{20}$ eV, en accord avec les résultats de Dolag et al. (2004).

Les catalogues utilisés dans ces travaux, bien qu'ils présentent l'avantage de représenter l'Univers observé, sont fortement incomplets au delà d'une certaine distance – ou même ne couvre

que 17% du ciel dans le cas du catalogue CfA. Nous proposons donc d'utiliser comme densité baryonique sous-jacente celle obtenue par les simulations cosmologiques. Si les distributions de champ magnétique extra-galactique calculées numériquement sont fortement incertaines, celles de la densité de matière est connue pour reproduire avec succès les profils observés.

Nous avons vu d'autre part que la relation $B \propto \rho^{2/3}$ était mise en défaut dans les régions denses de l'Univers à cause de multiples mécanismes liés à la viscosité et au cisaillement (voir figure 3.9). Afin de prendre en compte ces effets, nous considérons dans notre étude trois formes de relations entre B et ρ :

$$B \propto \rho^{2/3}, \quad (3.24)$$

$$B \propto \rho^{0.9} \quad (3.25)$$

$$B \propto \rho \left[1 + \left(\frac{\rho}{\langle \rho \rangle} \right)^{-2} \right]^{-1}. \quad (3.26)$$

La dernière relation donne un modèle ad-hoc où le champ magnétique est quasi-nul dans les vides des grandes structures. Les facteurs de remplissage de ces modèles sont donnés dans la figure 3.10. Nous rajoutons à ces trois modèles un quatrième pour lequel $B \propto \rho^{2/3}$ mais avec un champ de turbulence quasi-nulle ($\eta \ll 1$, où η est défini dans l'équation A.7). Nous dénommerons ces quatre modèles respectivement : “isotrope”, “anisotrope”, “contrasté” et “ $\eta \ll 1$ ”.

La relation $B = f(\rho)$ est unidimensionnelle et donc quelque peu simpliste ; B devrait en effet être une fonction multi-dimensionnelle qui dépend non seulement de la densité ρ , mais aussi du champ de vitesse dans le plasma. Nous pouvons remarquer malgré tout que les modèles que nous présentons dans les équations (3.24)–(3.26) rendent compte dans une certaine mesure de tous ces effets, puisqu'ils reproduisent les caractéristiques principales obtenues dans les simulations numériques.

D'autres effets subtils d'amplification, au voisinage des chocs d'accrétion cosmologiques par exemple, sont également négligés dans nos modèles, mais sur ce point, nous avons vu qu'aucune simulation numérique actuelle ne peut prétendre les modéliser avec exactitude. La physique mise en jeu dans ces régions est beaucoup trop complexe, et le taux d'amplification, la longueur de cohérence et la forme du spectre de turbulence qui en résultent restent des questions ouvertes (on pourra consulter Schlickeiser & Shukla 2003 pour une discussion détaillée sur les instabilités de Weibel autour de chocs intergalactiques).

Enfin ces modèles ne tiennent pas compte de l'enrichissement magnétique par les vents galactiques et d'AGN, ainsi que la magnéto-génèse autour de chocs d'accrétion des grandes structures, ou encore les effets d'amplification turbulente dans le milieu intergalactique dont nous avons discuté dans la section 3.4. Mais la présente technique de simulation permet très facilement d'ajouter ces effets de pollution locale, comme nous le montrons dans le paragraphe 5.1.2. Dans un premier temps, nous choisissons de ne pas considérer ces sources additionnelles. La section suivante présentera une modélisation analytique du champ magnétique dans l'Univers qui peut décrire ce type d'enrichissement. Son influence sur le transport des rayons cosmiques de ultra-haute énergie sera l'objet du chapitre 5 de cette thèse.

Dans la pratique, nous appliquons les relations (3.24)–(3.26) sur une grille de densité de matière noire obtenue d'après une simulation cosmologique. La boîte tridimensionnelle a été

simulée à l'aide du code RAMSES (Teyssier 2002) par S. Colombi, et est constituée de 512^3 cellules pour une taille de 280 Mpc de côté, ce qui donne une résolution de ~ 560 kpc. Une telle grille nous donne une bonne approximation de la distribution de la densité baryonique dans le milieu intergalactique. En effet, la résolution étant supérieure à la longueur de Jeans (en deçà de laquelle le gaz s'effondre et ne suit plus la distribution de matière noire), nous pouvons estimer avoir là une version lissée dans chaque cellule de la distribution de la matière baryonique. Ce procédé ne nous donne bien évidemment pas une description parfaite de la distribution du gaz, mais nous avons vérifié que le fait de baisser la résolution d'un facteur 2 n'affectait pas nos résultats. D'autre part, le champ de densité de gaz sert uniquement de trame pour établir le champ magnétique, et les erreurs ci-dessus sont négligeables devant celles inhérentes à l'intensité et la configuration du champ.

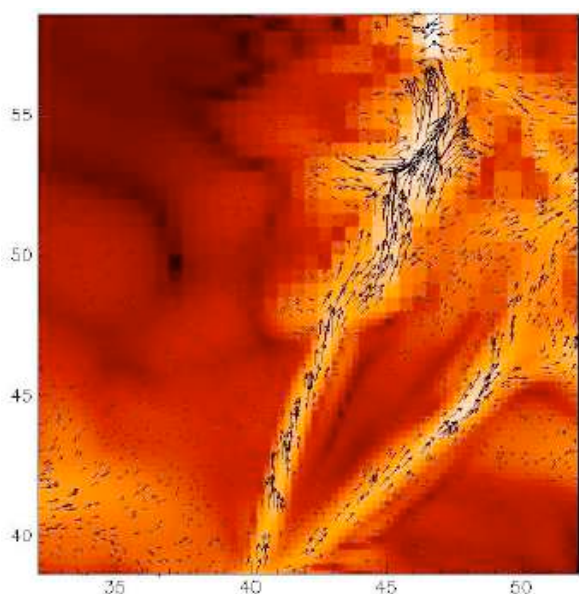


FIGURE 3.12 – Représentation du champ magnétique dans un filament de grandes structures, dans une coupe de la simulation numérique de Brüggén et al. (2005). Les couleurs représentent le logarithme de l'intensité du champ magnétique et les flèches son orientation dans le plan de la figure. Les nombres indiqués sur les axes sont les distances en Mpc. (Source : Brüggén et al. 2005.)

L'intensité du champ cohérent est défini par sa position dans la grille et son orientation est tirée de façon aléatoire dans chaque cellule. On peut remarquer qu'un tel tirage néglige l'influence de mouvements des plasmas à grandes échelles, puisque l'on voit dans les simulations numériques que le champ tend à s'aligner le long de l'axe principal de la structure (le long de l'axe principal du filament par exemple – voir figure 3.13). Il faut noter cependant que les simulations de Dolag et al. (2004) et Brüggén et al. (2005) supposent un champ magnétique initial de longueur de cohérence infinie, et aboutissent à $z = 0$ à des longueurs de cohérences le long des filaments de la taille-même des filaments (la figure 3.13 illustre bien cet effet). Ceci est peu réaliste si l'origine du champ est causale : nous avons vu en effet que le nombre de Reynolds magnétique étant très grand (équation (3.13)), les champs sont transportés essentiellement par convection. Ainsi, la vitesse des plasmas dans les filaments étant de l'ordre de 50 km/s, le champ magnétique ne

peut s'être retourné sur des échelles de distance supérieures à 1 Mpc en un temps de Hubble (Waxman & Bahcall 1999; Aloisio & Berezhinsky 2004). Dans cette optique, notre modélisation présente l'avantage de simuler des renversements de champ multiples le long de l'axe du filament.

Pour des raisons de simplicité, nous adoptons dans nos simulations une longueur de cohérence λ_B uniforme dans l'espace. Il est fort probable que λ_B évolue en réalité en fonction de la densité de matière et du champ de vitesse, mais une telle étude élargirait considérablement l'espace des paramètres. Nous estimons qu'à notre niveau de connaissance du champ magnétique extragalactique et du transport des particules, il est plus raisonnable d'étudier l'influence de λ_B en le faisant varier dans différentes simulations. De plus, la valeur de λ_B est intimement reliée à l'origine du champ magnétique (qui fixe la longueur de cohérence initiale du champ), ainsi qu'au champ de vitesse qui distord les lignes champ au cours de l'évolution de l'Univers. Ces deux points étant encore des inconnues, aucune simulation ou autre théorie à ce jour ne peut prétendre modéliser avec précision la longueur de cohérence dans l'Univers.

Au vu de la valeur élevée du nombre de Reynolds, on peut supposer que la turbulence est très développée dans le milieu intergalactique. Dans les zones de forte viscosité cinématique, la forme et l'extension de l'échelle de turbulence initiale est complexe et est probablement influencée par les forts champs magnétiques (voir Schekochihin & Cowley 2006 pour une discussion détaillée). La turbulence joue un rôle fondamental dans le transport de particules chargées (voir l'annexe A.1), mais aussi dans la reconfiguration du champ magnétique. Il est cependant extrêmement difficile de l'incorporer dans les simulations numériques hydrodynamiques. Comme la taille caractéristique maximale de la turbulence ne peut pas excéder quelques centaines de kiloparsecs, prendre en compte ne serait-ce qu'un ou deux ordres de grandeurs de turbulence nécessite une résolution démesurée pour un cube de simulation de taille totale ~ 100 Mpc (la taille des homogénéités à grandes échelles). Dans notre modélisation cellulaire du champ magnétique, il est possible d'inclure artificiellement la turbulence à petite échelle – de type Kolmogorov par exemple –, comme il a été fait précédemment par Lemoine et al. (1997) ou Sigl et al. (1999).

Il est facile avec notre modélisation du champ magnétique extra-galactique de calculer les mesures de rotation Faraday pour nos quatre modèles. On peut comparer ainsi ces signatures aux limites observationnelles existantes. Nous choisissons pour ce calcul un facteur de normalisation $\tilde{B} = 2$ nG, tel que $B = \tilde{B} \times f(\rho)$, où $f(\rho)$ est une fonction sans dimension qui varie selon le modèle étudié (équations (3.24)–(3.26)). Notons que $\tilde{B} \neq \langle B \rangle$ dans chacun des cas, mais d'un facteur négligeable.

Nous tirons aléatoirement des lignes de visée dans notre cube de simulation le long desquelles nous calculons la médiane des mesures de rotation. Nous remarquons que pour nos modèles, les mesures de rotations en fonction de la distance parcourue $RM = f(D)$ est une loi de puissance plus pentue (pente ~ 1) que dans le cas d'un champ magnétique homogène dans l'espace. Pour un tel champ en effet, l'intégration de la mesure de rotation le long d'une ligne de visée revient à une simple marche aléatoire (pente $\sim 1/2$). Nous notons cependant qu'au-delà de quelques centaines de mégaparsecs (distance approximative à laquelle l'Univers commence à paraître homogène), la pente redevient de l'ordre de $1/2$, comme on s'y attend.

Nous trouvons qu'à une distance cosmologique de 1 Gpc, la médiane de nos mesures de rotation est de l'ordre de $RM \sim 0.03$ rad/m² pour les modèles "isotropes" et " $\eta \ll 1$ " et $RM \sim 0.1$ rad/m² pour les modèles "anisotropes" et "contrastés". Ces valeurs sont en accord avec les observations actuelles qui prédisent une limite supérieure de 5 rad/m² (Kronberg 1994).

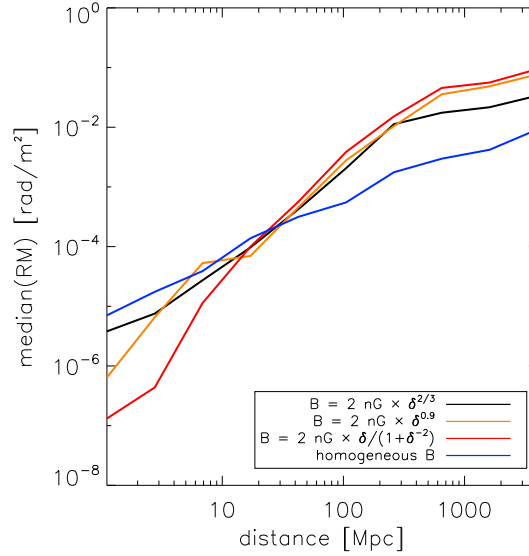


FIGURE 3.13 – Valeurs médianes des mesures de rotation Faraday calculées sur une distance cosmologique de 1 Gpc pour nos quatre modèles (équations (3.24)–(3.26)). La normalisation du champ magnétique est de $\bar{B} = 2$ nG et la longueur de cohérence de $\lambda_B = 100$ kpc (voir texte pour plus de détails).

Remarquons cependant que les mesures de rotation calculées ici sont sujettes à de grandes variations selon la concentration de matière le long de la ligne de visée. Bien que la distribution des mesures de rotation pique fortement autour de 0, avec la majorité des mesures dans un intervalle réduit de $[-0.5, 0.5]$ rad/m², nous rencontrons aussi des cas ponctuels où les mesures vont de 20 jusqu'à 2000 rad/m². Ces mesures correspondent en fait à des lignes de visée qui croisent des régions de densité de matière très élevée comme des amas de galaxie, et donnent lieu à des mesures statistiques artificiellement élevées lorsque nous calculons la moyenne ou la variance des RM . Le calcul de la médiane nous permet de nous débarrasser de ces lignes de visée parasites.

Il faut noter aussi que nos mesures de rotation sont calculées sur des distances cosmologiques, mais pour des champs magnétiques qui n'évoluent pas dans le temps. Nos valeurs médianes sont donc à considérer comme des limites supérieures, tant que nous nous intéressons à des régions de faible densité.

3.6.2 Une méthode de propagation cellulaire

De nombreux auteurs qui étudient les effets du champ magnétique extra-galactique sur la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie intègrent les équations du mouvement de ces derniers à l'aide de méthode de Runge-Kutta, dans des champs interpolés sur des grilles de simulations numériques. Cependant, ces méthodes sont très coûteuse en temps dès que la particule n'est plus dans le régime quasi-rectiligne. D'autre part, Casse et al. (2002) ont montré qu'une telle interpolation, à cause de la résolution limitée de la grille l_{\min} – qui devient ainsi l'échelle minimale du champ de turbulence – donne une description erronée du transport d'une particule si son rayon de Larmor est tel que $r_L \lesssim l_{\min}$.

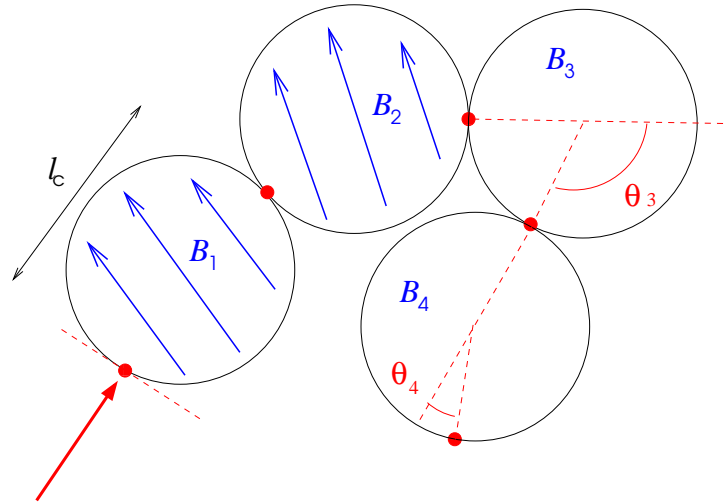


FIGURE 3.14 – Schéma d’une particule se propageant dans un champ magnétique, selon notre modélisation. La particule entre radialement dans une cellule de diamètre λ_B (noté ici l_c) et en sort aux positions tirées selon des lois analytiques (marquées par les points rouges). Un champ cohérent est associé à chaque cellule : son intensité (notée B_i , avec ici $B_3 > B_4$) est interpolée sur la grille de simulation et son orientation est aléatoire. La turbulence à l’intérieur de chaque cellule est prise en compte par le biais des lois analytiques qui donnent le temps et la position de sortie. Dans cette figure, $\cos \theta_3$ est tirée selon une loi normale avec une variance importante et $\cos \theta_4$ avec une variance plus petite. (Source : Kotera & Lemoine 2008.)

Une méthode alternative consiste à se servir de la trame cellulaire du champ magnétique que nous avons établi dans la section précédente. Elle consiste à propager chaque particule dans des cellules successives, dont la taille est donnée par la longueur de cohérence du champ magnétique. L’intensité du champ magnétique dans chacune d’elles est déterminée par sa position dans la grille de simulation, et son orientation est tirée aléatoirement. Les paramètres de turbulence au sein d’une cellule peuvent être choisis arbitrairement. On peut alors considérer chaque cellule comme une boîte noire pour la particule : sa trajectoire à l’intérieur n’est pas explicitement calculée, seuls sa position et son temps de sortie sont tirés aléatoirement selon des fonctions de probabilité qui dépendent des paramètres du champ magnétique – y compris la turbulence – et de la particule (voir figure 3.14). La turbulence à petite échelle est ainsi prise en compte artificiellement, sans nécessiter une résolution infinie, et la propagation est extrêmement plus rapide qu’une intégration directe. Les détails de cette méthode sont présentés dans l’annexe A.3.

En conclusion, l’ensemble de cette méthode semi-analytique est à la fois simple à mettre en œuvre, rapide et précise. Elle prend en compte des effets de turbulence à petite échelle qui ne peuvent être implémentés dans des méthodes classiques d’intégration directe. Les approximations sur lesquelles nous nous basons nous paraissent raisonnables au regard des incertitudes sur les champs magnétiques, la turbulence, et le transport des rayons cosmiques. Cette description permet surtout d’étudier de façon flexible l’influence de plusieurs paramètres, au contraire d’autres travaux existants dans ce domaine. Le chapitre 4 présente une application de cette méthode pour calculer les effets d’horizon magnétique dans un champ magnétique extra-galactique inhomogène.

3.7 Une modélisation analytique du champ magnétique structuré

Les sections précédentes ont montré la diversité des distributions de champs magnétiques qu'il est possible d'obtenir par le biais de simulations numériques, et même en utilisant des modèles semi-analytiques. Il n'existe cependant pas de méthode universelle et efficace pour modéliser la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans ces champs, et extraire les quantités physiques essentielles pour l'interprétation des données disponibles. Il serait souhaitable qu'une telle méthode puisse tenir compte des différents types de sources candidates à l'accélération des particules, et de la large variété de champs magnétiques possibles, sans que sa mise en œuvre nécessite des temps de calculs énormes.

Aujourd'hui, la majorité des travaux sur la propagation se basent sur l'hypothèse que le champ magnétique est omniprésent, avec plus ou moins d'inhomogénéités : les déflexions des particules sont ainsi traitées comme des processus continus. Il est possible cependant que certaines régions localement magnétisées agissent comme des déflecteurs ponctuels, comme l'ont proposé par exemple Medina-Tanco & Enßlin (2001) à propos des lobes de radio-galaxies ou Berezhinsky et al. (2006) à propos des amas de galaxies. La propagation aurait alors un caractère stochastique.

De plus, quelle que soit l'origine du champ magnétique extra-galactique, nous avons vu dans tout ce qui précède que l'amplification doit avoir lieu dans les régions de densité de matière importante, et que sa distribution devrait suivre celle du gaz. Nous avons aussi remarqué que l'échelle de renversement du champ par convection de la matière est relativement petite par rapport aux échelles cosmologiques : pour des vitesses intergalactiques typiques de ~ 300 km/s, la longueur parcourue en un temps de Hubble est seulement de ~ 4 Mpc. Nous avons constaté que cette échelle de distance est encore plus faible dans les filaments, où la dispersion de vitesses typique est de l'ordre de 50 km/s. Ainsi, le champ magnétique devrait apparaître concentré localement dans les régions de densité élevée (les "centres diffuseurs").

Nous proposons dans cette section de modéliser le champ magnétique inhomogène de l'Univers par un ensemble de centres diffuseurs baignant dans un milieu intergalactique non magnétisé. Ces centres diffuseurs désignent aussi bien les filaments des grandes structures que les amas de galaxies, mais aussi toutes formes de régions avec un champ localement important comme les vents galactiques, les groupes de galaxies, les chocs d'accrétion cosmologique et les fossiles de radio-galaxies. Nous voulons de cette façon tendre vers une modélisation plus réaliste du champ magnétique extra-galactique, qui pourrait rendre compte à la fois des champs cohérents amplifiés dans les simulations MHD, et de ceux dus à des activités d'enrichissement locales. Dans cette description, les déflexions subies par les particules ne sont plus continues, mais doivent être considérées comme des processus d'interactions aléatoires.

Pour décrire l'interaction des particules avec ces centres diffuseurs, nous aurons besoin d'un nombre réduit de paramètres. La section efficace σ de la région magnétisée et leur densité spatiale dans l'Univers n suffisent pour connaître le nombre d'interactions. Pour avoir une idée de la déflexion subie par les particules lors de leur traversée, on utilisera les valeurs moyennes de l'intensité B et de la longueur de cohérence λ du champ magnétique au sein de la structure. Il est évident qu'à une énergie donnée, les interactions auront en majorité lieu avec les structures de plus grand $n\sigma$. Les acteurs principaux de cette étude, susceptibles d'influencer considérablement la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, seront donc les halos de

radio-galaxies, les vents magnétisés de galaxies à formation stellaire, les amas de galaxies et les filaments, ainsi que les chocs d'accrétion qui les entourent. Nous allons passer en revue chacun de ces objets et évaluer pour chacun les paramètres dont nous avons besoin pour ce modèle. On pourra trouver la description analytique des différents modes d'interactions entre les particules et de tels centres dans l'annexe A.2.

Les halos de radio-galaxies

Les halos magnétisés de vieilles radio-galaxies (appelées aussi fantômes radio - ou radio ghosts) ont été considérés par Medina-Tanco & Enßlin (2001) comme de possibles sites de déflexion de rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Ces auteurs évaluent leur densité spatiale à $n_{\text{rg}} \simeq 10^{-2} - 10^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$, le rayon des halos magnétisés à $r_{\text{rg}} \sim 0.5 - 1 \text{ Mpc}$ et l'intensité du champ magnétique à $B_{\text{rg}} \sim 1 \mu\text{G}$. La pollution magnétique du milieu intergalactique due aux quasars a aussi été examinée en détail par Furlanetto & Loeb (2001), mais leurs conclusions diffèrent de ceux des travaux précédents. Furlanetto & Loeb (2001) trouvent en effet un champ magnétique plus faible de $B_{\text{rg}} \sim 10^{-9} \text{ G}$, et des éjections d'extension plus importante : $r_{\text{rg}} \simeq 1 - 5 \text{ Mpc}$, pour une densité spatiale comparable. Si l'on en croit leurs résultats, les déflexions des particules devraient ainsi être dominées par une sous-population de quasars formés récemment (vers un redshift de $z \lesssim 4$), qui ont une dimension $r_{\text{rg}} \sim 2 - 4 \text{ Mpc}$ et un champ $B_{\text{rg}} \sim 3 \times 10^{-9} \text{ G}$.

La principale différence entre ces deux groupes se trouve dans leur modélisation de l'évolution de la bulle magnétisée autour de la radio-galaxie. Medina-Tanco & Enßlin (2001) supposent que cette bulle atteint un équilibre de pression dans un milieu intergalactique dense et chaud (avec $\rho/\langle\rho\rangle \sim 30$ et $T \simeq 10^8 \text{ K}$). Quant à Furlanetto & Loeb (2001), ils proposent que l'expansion de la bulle ne s'arrête que lorsque sa vitesse devient égale à celle de l'écoulement de Hubble, et choisissent un milieu intergalactique beaucoup plus froid et moins dense ($T \sim 10^4 \text{ K}$ et $\rho/\langle\rho\rangle = 1$). Les deux travaux fixent la valeur du champ magnétique en prenant une fraction de l'énergie à équipartition avec l'énergie thermique, mais cette fraction est de $\varepsilon_B = 0.5$ pour Medina-Tanco & Enßlin (2001) et de $\varepsilon_B = 0.1$ chez Furlanetto & Loeb (2001). En outre, la définition de l'équipartition en énergie est différente selon les auteurs : Furlanetto & Loeb (2001) la calculent en effet avant l'expansion de la bulle et supposent que le champ magnétique décroît ensuite avec l'expansion. Cette étude néglige ainsi toute amplification postérieure du champ B par des mécanismes de compression, et leur estimation de ε_B devrait être considérée comme une limite inférieure. En définissant au contraire ε_B comme la fraction d'équipartition du champ magnétique à l'instant présent, l'intensité du champ dans la bulle peut être reliée à l'énergie cinétique de l'écoulement et à la taille de la bulle par l'équation suivante :

$$B_{\text{rg}} = 5 \times 10^{-8} \text{ G} \left(\frac{\varepsilon_B}{0.1} \right)^{1/2} \left(\frac{E_{\text{rg}}}{10^{59} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{r_{\text{rg}}}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-3/2}. \quad (3.27)$$

Cette estimation est en accord avec les conclusions de Gopal-Krishna & Wiita (2001) qui étudient le degré de magnétisation du milieu intergalactique par les jets et lobes de radio-galaxies. $E_{\text{rg}} = 10^{59} \text{ erg}$ est l'énergie moyenne accumulée dans le halo d'un quasar : elle correspond à l'énergie rayonnée par un trou noir de masse $M_{\text{BH}} \simeq 3 \times 10^7 M_{\odot}$ qui émet une puissance de $L_{\text{bol}} \simeq 3 \times 10^{45} \text{ erg/s}$ sur 10^7 ans (Furlanetto & Loeb 2001). Notons cependant que la compilation de données observationnelles de Kronberg et al. (2001) donnent des valeurs un tantinet plus élevées pour E_{rg} and B_{rg} . Ces auteurs trouvent que les lobes de 70% des radio-galaxies de

champ de leur échantillon ont un réservoir énergétique plus important ($\sim 10^{60} - 10^{61}$ erg) que ceux des 30% d'amas restants (qui ont une énergie d'environ 10^{58} erg), avec un volume typique de $V \sim 0.03 - 0.3 \text{ Mpc}^3$ et un champ magnétique d'intensité $3 - 30 \mu\text{G}$ (calculée à partir d'une hypothèse d'énergie minimale). En supposant que le champ magnétique décroît en $V^{2/3}$ lors de l'expansion des halos, la valeur finale attendue pour B_{rg} serait alors de l'ordre de $0.1 \mu\text{G}$ à un rayon typique de $r_{\text{rg}} \simeq 3 \text{ Mpc}$ comme indiqué ci-dessus. Nous pouvons donc choisir pour ces objets une gamme d'intensités de champs magnétiques $B_{\text{rg}} = 10^{-8} - 10^{-7} \text{ G}$ et de rayons typiques $r_{\text{rg}} \simeq 1 - 3 \text{ Mpc}$.

Enfin Medina-Tanco & Enßlin (2001) et Furlanetto & Loeb (2001) déterminent la densité spatiale des halos de quasars par la distribution des quasars à grand redshift, en évaluant leur durée de vie typique à 10^7 ans. Leur estimation finale de $n_{\text{rg}} \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ est en bon accord avec les données récentes sur la densité spatiale de trous noirs à bas redshift : $n(> 10^7 M_{\odot}) \simeq 2 - 4 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$ (Ferrarese & Ford 2005). Notons soit dit en passant que Lauer et al. (2007) évaluent cette densité à un ordre de grandeur en dessous des précédents auteurs. Nous pouvons globalement estimer la densité de halos magnétisés de radio-galaxies à $n_{\text{rg}} = 3 \times 10^{-3} - 3 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$.

Les vents galactiques magnétisés

Nous avons vu dans la section 3.4.2 que de nombreux auteurs ont proposé ces vents galactiques comme possibles sources de pollution magnétique dans le milieu inter-galactique. Nous utiliserons cependant les résultats des simulations semi-analytiques de Bertone et al. (2005) pour paramétriser les vents galactiques.

On n'a pas encore aujourd'hui d'idée claire sur le type de galaxie qui pourrait être à l'origine de la pollution magnétique. Les galaxies naines à formation stellaire semblent plus enclines à produire des vents étendus, mais elles ont par ailleurs un réservoir baryonique – et donc énergétique – réduit. Bertone et al. (2005) montrent que le nombre de galaxies à vent est relativement indépendant de la masse stellaire de la galaxie hôte dans la gamme : $10^8 M_{\odot} \lesssim M_* \lesssim 10^{10} M_{\odot}$, et que leur nombre chute dès que l'on va en deçà ou au-delà de ces masses. Ceci serait dû aux effets contraires de la pression du fluide (“ram pressure”) et de l'accrétion de matière qui se compensent tant que l'on reste dans la gamme de masses ci-dessus. Pour cette gamme de masses et à redshift $z \simeq 0$, le rayon d'un vent galactique augmente faiblement en fonction de la masse de la galaxie : $r_{\text{gw}} \simeq 200 \text{ kpc}$ pour $M_* = 10^8 M_{\odot}$, $r_{\text{gw}} \simeq 800 \text{ kpc}$ pour $M_* = 10^9 M_{\odot}$, et $r_{\text{gw}} \simeq 1 \text{ Mpc}$ pour $M_* = 10^{10} M_{\odot}$. Globalement, le calcul de la quantité $n_{\text{gw}} r_{\text{gw}}^2$ sera dominé par la contribution des galaxies naines de masse stellaire $M_* \sim 10^9 M_{\odot}$. La densité n_{gw} de galaxies à vent à $z = 0$ peut être évaluée à partir du facteur de remplissage f_{gw} des vents calculé par Bertone et al. (2005); malheureusement, il semblerait que cette grandeur varie fortement en fonction du modèle d'éjection de vents, pouvant prendre des valeurs de 2×10^{-2} jusqu'à 1. La valeur médiane correspond à $f_{\text{gw}} = 0.1 - 0.2$, ce qui nous donne une densité de $n_{\text{gw}} \simeq f_{\text{gw}}/V_{\text{gw}} \simeq 2. - 5 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$, avec $V_{\text{gw}} = (4\pi/3)r_{\text{gw}}^3$ le volume du vent. Notons que ce nombre est comparable à la densité de galaxies de masse stellaires supérieure à $10^8 - 10^9 M_{\odot}$. Si le facteur de remplissage était beaucoup plus grand, les vents galactiques rempliraient littéralement leurs filaments hôtes et ces filaments eux-mêmes deviendraient les centres diffuseurs.

Pour ce qui est de l'intensité du champ magnétique, les travaux de Bertone et al. (2006) suggèrent que la plupart des vents galactiques ont une intensité s'échelonnant sur $B_{\text{gw}} \simeq 10^{-8} -$

10^{-7} G à $z = 0$. Ces valeurs rendent compte des scénarios aussi bien conservateurs que plus optimistes sur l'amplification du champ. Les champs magnétiques dans le vent peuvent en effet se trouver amplifiés jusqu'à des intensités de $10 \mu\text{G}$ (comme on l'observe par exemple dans l'éjectat de M82, voir Reuter et al. 1992) par des mécanismes variés (par exemple par des effets liés à l'instabilité de Kelvin-Helmholz au cours de l'éjection, voir Birk et al. 2000).

Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont des structures rares dans l'Univers (leur densité est évaluée à $n_{\text{cg}} \simeq 10^{-5} h_{70}^3 \text{Mpc}^{-3}$), mais ils sont connus pour arborer des champs magnétiques très intenses de l'ordre de $B_{\text{cg}|c} \sim 1 - 10 \mu\text{G}$ dans leur partie centrale sur un rayon de $r_{\text{cg}|c} \sim 100 \text{kpc}$ ⁴ (Kronberg 1994; Clarke et al. 2001). Les mesures de champs magnétiques dans les régions plus en périphérie des amas sont plus rares, à cause de la densité électronique et du champ magnétique plus faibles. L'interprétation des données synchrotron récentes, en faisant l'hypothèse d'énergie minimale, nous donne une valeur de $B_{\text{cg}} \sim 1 \mu\text{G}$ à une distance au centre de $r_{\text{cg}} \sim 1 \text{Mpc}$ (Govoni et al. 2006). Les simulations numériques permettent de prédire des profils plus précis, mais les résultats des différents groupes divergent encore une fois. Dolag et al. (2005) montrent ainsi que l'intensité du champ magnétique varie en fonction de la masse de l'amas et notent que pour les amas massifs, $B_{\text{cg}} \sim 1 \mu\text{G}$ au sein de $r_{\text{cg}} \simeq 0.2 \text{Mpc}$, puis diminue rapidement pour atteindre les valeurs de $B_{\text{cg}} \sim 10^{-7}$ G à une distance de $r_{\text{cg}} \simeq 1 \text{Mpc}$, $B_{\text{cg}} \sim 10^{-8}$ G pour $r_{\text{cg}} \simeq 2 \text{Mpc}$ et enfin $B_{\text{cg}} \sim 10^{-9}$ G pour $r_{\text{cg}} \simeq 4 - 5 \text{Mpc}$. La figure 5 de Brügggen et al. (2005) semble montrer au contraire des champs plus étendus avec $B_{\text{cg}} \sim 1 \mu\text{G}$ à une distance de $r_{\text{cg}} \simeq 1 \text{Mpc}$, puis $B_{\text{cg}} \sim 10^{-7}$ G pour $r_{\text{cg}} \simeq 3 \text{Mpc}$, $B_{\text{cg}} \sim 10^{-8}$ G pour $r_{\text{cg}} \simeq 4 \text{Mpc}$ et enfin $B_{\text{cg}} \sim 10^{-9}$ G pour $r_{\text{cg}} \simeq 5 \text{Mpc}$. Enfin les simulations de Dubois & Teyssier (2008) ont montré l'importance des processus de refroidissement au cœur des amas, qui peuvent donner lieu à des intensités supérieures d'un ordre de grandeur au centre.

Remarquons que la moitié environ des galaxies se trouvant en dehors des amas, il est justifié de traiter ces derniers comme des centres diffuseurs distincts des halos de radio-galaxies et des vents galactiques que nous avons évoqués précédemment.

Filaments et murs de grandes structures

Les filaments et murs de grandes structures ne sont pas sensés être des sources de pollution magnétique à proprement parler. Ils peuvent cependant se retrouver magnétisés par le champ produit au niveau des chocs d'accrétion qui les entourent, ou même tout simplement par les éjections des galaxies qui les habitent. Si le degré de magnétisation par ces processus de pollution atteint un niveau élevé, la structure pourra être considérée comme un centre diffuseur en soi.

Si, comme nous l'avons décrit plus haut, l'énergie magnétique dans un filament (ou mur) est une fraction ε_B de l'énergie thermique du milieu intergalactique, on peut en déduire l'intensité du champ magnétique par :

$$B_f = 3.5 \times 10^{-8} \text{ G} \left(\frac{\varepsilon_B}{0.1} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_f}{10 \langle \rho_b \rangle} \right)^{1/2} \left(\frac{T_f}{10^6 \text{ K}} \right)^{1/2}, \quad (3.28)$$

4. Nous parlons ici de valeurs moyennées sur des distances plus grandes que le cœur, c'est pourquoi les valeurs sont plus faibles que celles présentées en 3.3.

ρ_f et T_f représentent ici la densité baryonique et la température du filament. La taille typique d'un filament est de $l_f \sim 15$ Mpc, son rayon est de l'ordre de $r_f \sim 1 - 2$ Mpc, et la séparation typique entre deux filaments : $d_f \sim 25$ Mpc (Doroshkevich et al. 2001).

Pendant la formation de structures non linéaires, des ondes de choc se développent par accrétion de matière autour des filaments, murs et amas de galaxies. Les simulations numériques indiquent que le rayon caractéristique d'un choc externe autour d'un filament est de l'ordre de $r_{\text{sh}} \simeq 2 - 3$ Mpc (Miniati et al. 2000; Kang et al. 2005); la vitesse typique de ces ondes de choc est de $v_{\text{sh}} \sim 300 - 1000$ km/s. Ces ondes de chocs pourraient être des régions intéressantes pour l'amplification des champs magnétiques (voir par exemple Kulsrud et al. 1997a) ainsi que pour l'accélération des rayons cosmiques (Loeb & Waxman 2000; Miniati 2002; Keshet et al. 2003).

Si le champ magnétique au voisinage de l'onde de choc correspond à une fraction d'équipartition avec la densité d'énergie du choc ρv_{sh}^2 , on trouve :

$$B_{\text{sh}} \simeq 10^{-7} \text{ G} \left(\frac{\varepsilon_B}{0.1} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_{\text{ext}}}{\langle \rho_b \rangle} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{1000 \text{ km/s}} \right)^{1/2}. \quad (3.29)$$

Ici, ρ_{ext} représente la densité de la matière accrétée. La valeur de $\varepsilon_B \sim 0.1$ donne un ordre de grandeur pour le champ magnétique de $\sim 100 \mu\text{G}$, en accord avec ce qui est mesuré dans les jeunes restes de supernovae, en prenant pour densité celle du milieu interstellaire et une vitesse de choc comparable (Vink & Laming 2003; Berezhko et al. 2003). La fraction de matière accrétée en un temps de Hubble par rapport à celle présente dans la structure (de densité ρ_{in}) peut s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} f_{\text{acc}} &\simeq \frac{\rho_{\text{ext}} v_{\text{sh}} H_0^{-1}}{\rho_{\text{in}} r_f} \\ &\sim 0.3 \left(\frac{v_{\text{sh}}}{1000 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{r_f}{2 \text{ Mpc}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_f}{10 \langle \rho_b \rangle} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

On s'attend donc à ce que le filament soit considérablement magnétisé, si le choc d'accrétion amplifie effectivement le champ aux valeurs B_{sh} présentées ci-dessus.

On pourra aussi remarquer la valeur de B_f présentée dans l'équation (3.28) ne diffère de celle de B_{sh} que d'un facteur d'ordre unité, bien que ces deux estimations aient été calculées de manière totalement indépendantes.

Connaissant les paramètres typiques des centres diffuseurs et les propriétés globales d'interaction d'une particule avec ceux-ci, il sera possible de traiter le transport de façon analytique, avec une formulation simple. Au cours de la propagation, on pourra considérer les centres diffuseurs comme des "boîtes noires" d'où le rayon cosmique ressort avec un angle de déflexion donné et au bout d'un certain temps, au lieu de traiter explicitement la trajectoire au sein de la région magnétisée. La modélisation de l'interaction d'une particule avec un centre diffuseur est présentée dans l'annexe A.2. Nous modélisons donc le transport des rayons cosmiques de ultra-haute énergie par une série d'interactions stochastiques avec ces centres diffuseurs; entre deux interactions, on considère que le milieu n'est pas magnétisé, donc la particule ira en ligne droite.

Cette méthode permet d'examiner différentes configurations de champs magnétique et divers modes de transport de particules avec souplesse. Dans le chapitre 5, nous mettrons la mettrons en application pour calculer la profondeur optique de l'Univers pour la diffusion des rayons

cosmiques de ultra-haute énergie et discuterons des conséquences phénoménologiques sur les quantités observables.

Chapitre 4

L'effet d'horizon magnétique revisité pour un champ magnétique extra-galactique inhomogène

4.1	Mise en évidence de l'effet d'horizon magnétique pour un champ inhomogène	101
4.2	Comparaison aux données	104
4.3	Discussions	111
4.4	Conclusion	112

Nous avons vu dans la section 2.6 comment les interactions avec les différents fonds de photons peuvent affecter la forme du spectre propagé des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Les champs magnétiques extra-galactiques peuvent également laisser leur empreinte dans le spectre, comme l'ont proposé Lemoine (2005) et Aloisio & Berezhinsky (2005). Ces auteurs démontrent que pour des champs moyens dans l'Univers de l'ordre de $\langle B \rangle \sim 10^{-9}$ G, le temps de diffusion des particules d'énergie $E < 10^{17}$ eV provenant des sources les plus proches (situées à une distance de $\sim 50 - 100$ Mpc), devient plus long que l'âge de l'Univers. Ceci donne lieu à une coupure à basse énergie dans le spectre propagé des rayons cosmiques extra-galactiques. C'est ce qu'on appelle l'effet d'horizon magnétique.

Ce phénomène est intéressant dans le cadre du modèle de Berezhinsky et al. (2006) car une coupure est justement nécessaire pour ne pas surproduire le flux en dessous de l'intersection avec la composante Galactique (voir figure 4.1). Dans le scénario originel de Berezhinsky et al. (2006), la suppression était attribuée à un effet de physique à la source. Völk & Zirakashvili (2004) suggèrent quant à eux de l'interpréter comme une modulation du flux extra-galactique par le vent Galactique magnétisé. Muraishi et al. (2005) montrent cependant que la coupure due à ce processus apparaîtrait plutôt à l'énergie du genou ($E \sim 10^{15-16}$ eV). L'effet d'horizon magnétique fournit quant à lui une explication naturelle à la suppression de flux, et semble avoir lieu à l'énergie souhaitée pour une large gamme de paramètres de champ magnétiques et de distribution de sources.

Cet effet a aussi été étudié dans le cadre du modèle de transition à la cheville par Globus et al. (2008) en injectant une composition mixte. Ces auteurs remarquent qu'un champ magnétique intense de l'ordre de 10 nG rend la contribution de la composante extra-galactique négligeable dans le spectre jusqu'à des énergies $E > 10^{18.5-19}$ eV, et la composition chimique légère au-delà de la cheville, car les éléments chimiques lourds ressentent l'effet d'horizon magnétique jusqu'à haute énergie. Un spectre d'injection plus mou ($\alpha = 2.6 - 2.7$) devient aussi nécessaire pour

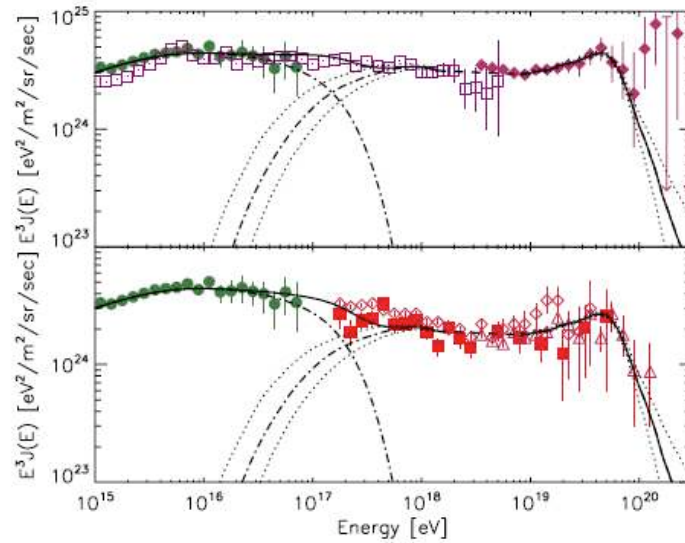


FIGURE 4.1 – Spectre propagé des rayons cosmiques (de composition 100% protons) calculé analytiquement par Lemoine (2005), comparé aux données observationnelles. L'indice spectral d'injection est de 2.6, la densité de sources $n = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$, et l'intensité la longueur de cohérence du champ magnétique choisis de sorte que $B\sqrt{\lambda_B} \sim 2.5 \times 10^{-10} \text{ Mpc}^{1/2}$. Les pointillés indiquent les 25^e et 75^e percentiles autour du flux médian (traits-points). Les variations autour de la valeur médiane sont dues aux différentes réalisations de la distribution des sources. La composante Galactique a été calculée selon l'équation (4.5). Les données observationnelles suivent la même légende que pour la figure 4.8 présentée plus loin.

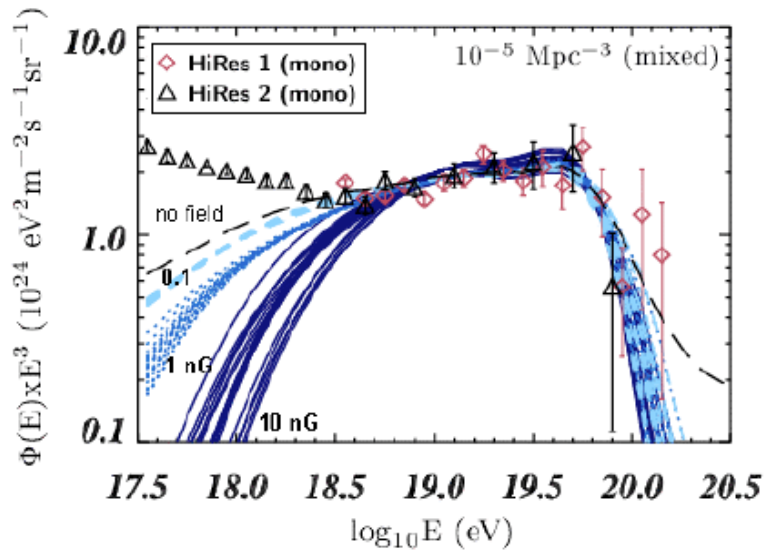


FIGURE 4.2 – Spectre propagé des rayons cosmiques extra-galactiques pour une composition mixte pour différentes valeurs du champ magnétique B et indices spectraux α correspondants : $B = 0.1 \text{ nG}$ et $B = 1 \text{ nG}$ ($\alpha = 2.4$), $B = 10 \text{ nG}$ ($\alpha = 2.6 - 2.7$). Les nombreuses lignes indiquent des réalisations de distribution de sources différentes. La longueur de cohérence est de $\lambda_B = 1 \text{ Mpc}$ et la densité de sources $n_s = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. (Source : Globus et al. 2008.)

ajuster les données. Pour un champ magnétique de quelques nanoGauss cependant, Globus et al. (2008) démontrent que l'énergie de transition entre composantes Galactique et extra-galactique, ainsi que la composition chimique restent globalement inchangées.

Pour des raisons de simplicité, les travaux mentionnés ci-dessus ont supposé le champ magnétique extra-galactique homogène, mais si les sources des particules sont situées à des distances de 50 – 100 Mpc, les effets d'inhomogénéités du champ devraient rentrer en compte. Le but de ce chapitre est donc de confirmer l'existence de l'effet d'horizon magnétique pour un champ inhomogène. En nous plaçant en particulier dans le modèle de Berezhinsky et al. (2006) où un champ magnétique même relativement faible semble produire une coupure conséquente, nous regardons s'il est possible de contraindre les paramètres de la distribution du champ dans l'Univers, en comparant nos spectres calculés avec les données observationnelles.

Nous appliquons pour ceci la méthode semi-analytique que nous avons décrite dans la section 3.6. Le champ magnétique est modélisé de façon cellulaire, avec une intensité qui suit celle de la distribution de matière extraite d'une simulation numérique cosmologique. La propagation est implémentée de manière semi-analytique, en prenant en compte le transport dans la turbulence à petite échelle à l'intérieur de cellules de dimension la longueur de cohérence du champ. La rapidité de notre code de propagation et l'adaptabilité de notre modélisation de champs magnétiques nous permet d'étudier l'influence de plusieurs paramètres décrivant la distribution inhomogène des champs magnétique extra-galactiques. Nous étudierons l'effet sur l'horizon magnétique des quatre modèles décrits par les équations (3.24) – (3.26) dénommées “isotrope”, “anisotrope”, “contrasté” et “ $\eta \ll 1$ ”, avec des normalisations arbitraires.

4.1 Mise en évidence de l'effet d'horizon magnétique pour un champ inhomogène

Nous simulons la propagation de mille particules positionnées initialement dans dix sources différentes. Les positions de ces sources sont choisies parmi les points de la grille dont la surdensité est supérieure à 10. En tenant compte du lissage dû à la résolution limitée de la boîte, une telle surdensité correspond en fait à une surdensité physique de $\sim 10^3$, qui représente une limite inférieure de surdensité pour une région galactique.

La figure 4.3 montre deux exemples de trajectoires de protons (traits plein : énergie $E = 10^{17}$ eV, pointillés : $E = 10^{19}$ eV) dans une coupe d'Univers, pour le modèle isotrope. On a choisi la normalisation $\tilde{B} = 1$ nG (\tilde{B} est défini page 89) et la longueur de cohérence $\lambda_B = 100$ kpc. Il apparaît très clairement que les particules d'énergie $E = 10^{19}$ eV et $E = 10^{17}$ eV se propagent de façon totalement différente : la première suit une trajectoire quasi-rectiligne et la deuxième est dans un régime diffusif. On note d'ailleurs que la complexité de la trajectoire de cette dernière semble suivre la densité de matière, comme on s'y attendrait de manière intuitive.

La figure 4.4 illustre ces considérations de façon plus quantitative. Nous représentons dans cette figure la valeur efficace (ou root mean square) de la distance à la source de mille particules, au bout d'un temps de Hubble t_H , en fonction de leur énergie, pour le cas “isotrope” (équation 3.24) avec les paramètres suivants : $\tilde{B} = 2$ nG et $\lambda_B = 300$ kpc. Nos calculs ne sont plus valables au-delà du trait vertical qui indique le seuil en énergie à partir duquel le temps de pertes d'énergie deviennent comparables au temps de Hubble. En effet, nos simulations ne prennent pas en compte les pertes d'énergie.

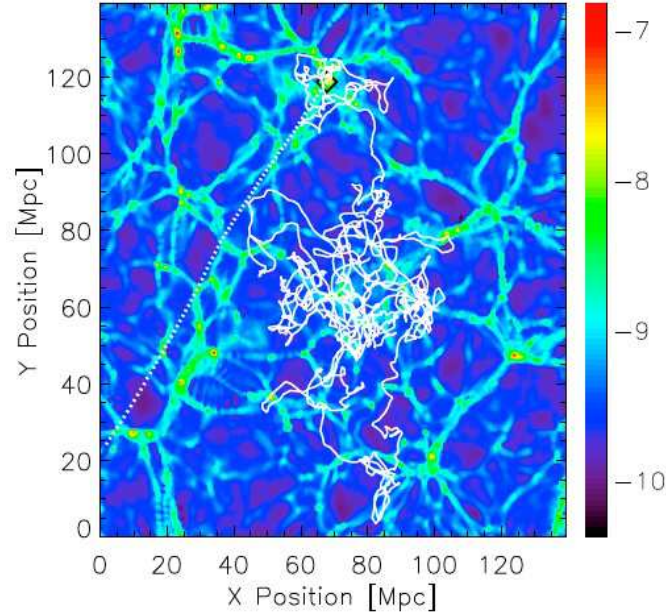


FIGURE 4.3 – Trajectoire de protons de différentes énergies (en traits plein : $E = 10^{17}$ eV et en pointillés : $E = 10^{19}$ eV) dans une coupe d’Univers simulé, pour le modèle isotrope. La normalisation $\tilde{B} = 1$ nG et la longueur de cohérence $\lambda_B = 100$ kpc. La barre de couleur indique l’intensité du champ magnétique (en log).

Nous remarquons tout de suite que les particules d’énergie $E \lesssim 3 \times 10^{17}$ eV ne peuvent pas se propager sur une distance plus grande que 100 Mpc depuis leurs sources. Ceci corrobore la théorie de Lemoine (2005) et Aloisio & Berezhinsky (2005) sur l’effet d’horizon magnétique, et la généralise dans le cas d’un champ magnétique extra-galactique.

On peut voir que cette courbe de distance en fonction de l’énergie comporte trois parties distinctes : une partie diffusif de pente 1/6, une partie semi-diffusif de pente 1 et une partie quasi-rectiligne de pente tendant vers 0. Ces changements de pente s’expliquent de façon très naturelle par l’analyse des régimes de propagation qui ont lieu aux différentes énergies dans le cas d’un champ magnétique homogène. En effet, à basse énergie, nous avons $r_L \ll \lambda_B$, et nous sommes donc dans un régime diffusif avec $D \propto r_L^{1/3} \lambda_B^{2/3}$ (équation A.13). A plus haute énergie, lorsque $r_L > \lambda_B$, nous avons un régime semi-diffusif avec $D \propto r_L^2 \lambda_B^{-1}$ (équation A.15). Sachant que $D \equiv \langle \Delta x^2 \rangle / 2\Delta t$, où Δx est le déplacement effectué pendant un temps Δt , et que $r_L \propto E B^{-1}$, on obtient $\langle r^2 \rangle^{1/2} \propto E^{1/6}$ pour le cas diffusif et $\langle r^2 \rangle^{1/2} \propto E$ à plus haute énergie. Aux énergies extrêmes, la pente devient plus faible car les particules entrent dans un régime quasi-rectiligne. Les équations ci-dessus ne s’appliquent plus car les particules n’entrent jamais dans le régime diffusif.

On pourrait s’étonner que ce modèle de champ inhomogène donne lieu à des résultats qui correspondent si bien au cas homogène. Nous verrons que ce n’est en fait plus le cas pour les autres modèles et les autres paramètres.

Une autre illustration de l’existence de l’horizon magnétique est présentée dans la figure 4.5. Le facteur de transmission $T(R, t)$ qui correspond à la fraction de particules qui sont situées au-delà d’une distance R à un temps t , est tracé en fonction de l’énergie des particules pour

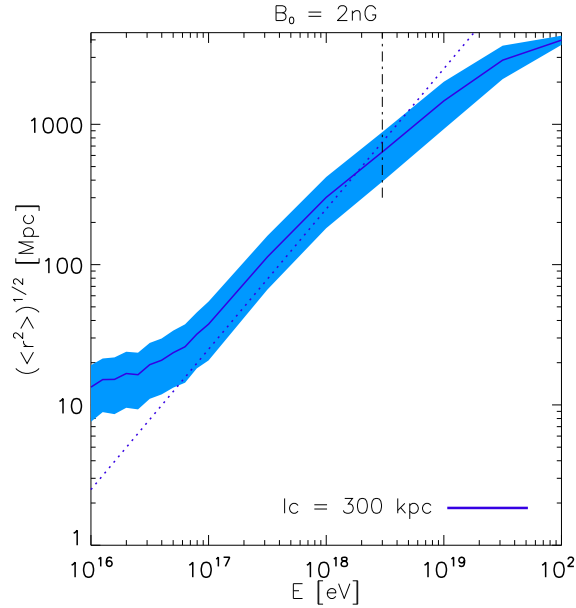


FIGURE 4.4 – Valeur efficace (ou rms - root mean square en anglais) de la distance à la source de mille particules, au bout d’un temps de Hubble t_H , en fonction de leur énergie. Les paramètres choisis sont : $\tilde{B} = 2 \text{ nG}$ et $\lambda_B = 300 \text{ kpc}$, pour le modèle isotrope. La valeur efficace est représentée en trait plein, et la région hachurée en bleu est sa variance. Les pointillés indiquent les valeurs analytiques attendues dans le cas d’un champ magnétique homogène (propagation semi-diffusive), et le trait vertical le seuil en énergie à partir duquel le temps de pertes d’énergie devient $\lesssim t_H/2$.

trois distances à la source différentes (en tirets : 10 Mpc, en trait plein : 100 Mpc et en pointillés 300 Mpc). Cette figure indique clairement la présence d’un horizon magnétique : la moitié seulement les particules d’énergie $E \lesssim 2 \times 10^{17} \text{ eV}$ atteignent une distance de 100 Mpc de leur source en un temps de Hubble. L’énergie de coupure est plus basse dans cette figure, par rapport à ce que l’on lit dans la figure 4.4 à cause de la valeur plus faible de λ_B , comme nous l’expliquerons dans la section suivante.

En traits fins sont représentés les facteurs de transmission calculées analytiquement selon l’équation (A.44) en utilisant le coefficient de diffusion (A.43) implémenté dans notre code, dans le cas d’un champ magnétique homogène. Nous remarquons que pour le modèle “isotrope” et les paramètres représentés ici, il existe des différences notables entre les cas homogènes et inhomogènes. La transmission est globalement plus élevée pour le cas inhomogène, probablement à cause de la présence de vides qui permettent aux particules de se propager plus loin. Notons aussi qu’on observe l’effet contraire pour une distance à la source de 10 Mpc (tirets bleus) : le facteur de transmission est plus bas pour le cas homogène. Ceci est dû à l’environnement fortement magnétisé des sources qui confinent les particules un certain temps. Sur une petite échelle de 10 Mpc, les particules ont juste eu le temps d’échapper à leur milieu magnétisé et n’ont pas pu se propager à des distances aussi grandes que pour le cas homogène. L’influence de l’environnement sera discuté dans la section 4.3.

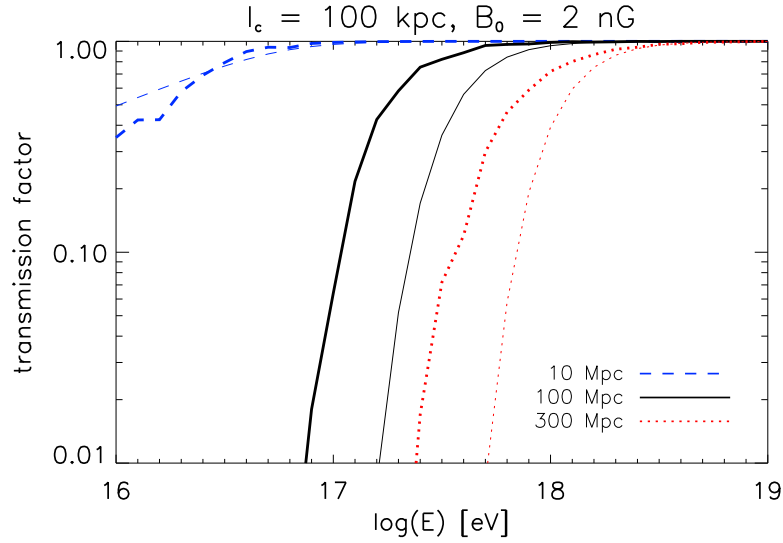


FIGURE 4.5 – Facteur de transmission à différentes distances de la source en fonction de l'énergie des particules propagées. Les traits épais représentent les résultats de nos simulations (modèle “isotrope” $\tilde{B} = 2$ nG et $\lambda_B = 100$ kpc). Les traits fins sont les facteurs de transmission analytiques calculés pour un champ magnétique homogène (voir equation A.44).

4.2 Comparaison aux données

Afin de comparer nos résultats avec les données observationnelles, nous calculons le flux différentiel en énergie à partir de nos simulations, à l'aide de formules analytiques qui permettent de prendre en compte : (i) les régimes de propagation différents (diffusif et rectiligne), et (ii) différentes réalisations de distribution de sources proches. Ces formules ont été détaillées dans l'annexe A.1.4. Dans notre cadre, nous négligeons les pertes d'énergie par interactions photo-hadroniques (ce qui est correct pour les énergies inférieures à $E \sim 10^{18.3}$ eV, voir figure 4.4) ; les équations prennent alors une forme un peu plus simple.

Commençons par les basses énergies, pour lesquelles les particules sont en régime diffusif. En supposant la distance comobile de diffusion constante et en se limitant aux pertes d'énergie par expansion, le flux de rayons cosmiques donné dans l'équation (A.22) s'écrit (Lemoine 2005) :

$$J_{\text{diff}}(E) = \frac{c}{4\pi} \int dt \sum_i \frac{e^{-r_i/(4\lambda^2)}}{(4\pi\lambda^2)^{3/2}} \frac{dE_g(t, E)}{dE} Q(E_g(t, E)). \quad (4.1)$$

Dans cette équation, r_i représente la distance comobile à la source i , $E_g(t, E)$ l'énergie requise à un temps t pour observer une énergie E au temps t_0 , en tenant compte des pertes d'énergie. $Q(E_g)$ est le taux d'émission d'une source à énergie E_g et la distance comobile λ est définie selon :

$$\lambda^2 = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} D \left[\frac{a_e E_e}{a(t)} \right], \quad (4.2)$$

où a_e est le facteur d'échelle au moment de l'émission et D le coefficient de diffusion.

À plus haute énergie, lorsque la distance comobile du cône de lumière $r(t) = \int_t^{t_0} dt'/a(t')$ devient inférieure à $\lambda(t, E)$, le propagation n'est plus diffusif et on entre dans le régime rectiligne.

On peut alors écrire le spectre propagé comme somme de la contribution de sources discrètes en s'inspirant de l'équation (2.45) :

$$J_{\text{rect}}(E) = \frac{c}{4\pi} \sum_i \frac{1}{4\pi r_i^2} \frac{1}{1+z_i} \frac{dE_g(t_i, E)}{dE} Q[E_g(t_i, E)] , \quad (4.3)$$

où r_i et z_i sont la distance comobile et le décalage spectral de la i ème source, et le temps t_i est relié à r_i par la formule $r_i = \int_{t_i}^{t_0} dt'/a(t')$. La distance comobile r_i ne devrait pas excéder $\lambda(t_i, E)$, car au-delà, la propagation devrait être diffusive.

On choisit pour nos calculs un spectre d'injection s'étendant de $E_{\text{min}} = 10^{16}$ eV à $E_{\text{max}} = 10^{20}$ eV avec un indice $\alpha = 2.6$. On écrit le taux d'injection $Q(E_g) = K(E_g/E_{\text{max}})^{-\alpha}$ avec K un facteur de normalisation tel que $\int dE EQ(E) = L$, avec L la luminosité totale, que l'on suppose varier comme le taux de formation stellaire calculé par Springel & Hernquist (2003). On peut souligner cependant que le modèle d'évolution du taux de formation stellaire n'a pas d'influence sur nos spectres, car les effets d'horizon magnétique dominant largement dans cette partie du spectre.

Pour le calcul de λ (la distance comobile définie dans l'équation 4.2), nous explicitons dans un premier temps la dépendance de D en E , \tilde{B} et λ_B à l'aide de nos simulations. Nous trouvons que chaque jeu de paramètres correspond à une fonction $D(E, B_0, \lambda_B)$ différente. Nous paramétrisons ensuite l'évolution de la configuration magnétique en suivant la recette de Berezhinsky & Gazizov (2007), par :

$$\lambda_B(z) = \lambda_B(1+z) \quad \text{et} \quad \tilde{B}(z) = \tilde{B}(1+z)^{2-m}, \quad (4.4)$$

où m caractérise l'amplification MHD du champ. Nous prenons $m = 0$ dans nos champs pour des raisons de simplicité. Notons que le modèle simplifié de Berezhinsky & Gazizov (2007) néglige l'amplification du champ magnétique lors de la formation des structures.

Nous obtenons de cette façon la dépendance requise de D sur t et ainsi la fonction $D[a_e E_e/a(t)]$ nécessaire pour calculer nos spectres.

La figure 4.6 montre l'influence de nos quatre modèles de champ et des paramètres \tilde{B} et λ_B sur la coupure à basse énergie due au champ magnétique. Nous ne représentons dans cette figure que la partie diffusive du spectre. Le décrochement dans les courbes autour de $E \sim 10^{18}$ eV correspond donc à la transition entre les régimes de propagation diffusif et rectiligne. Nous supposons que les sources sont à émission continue et ont une densité dans l'Univers de $n_s = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. Nous traçons dans cette figure le spectre médian sur cent réalisations de distribution de source par rapport à l'observateur. Pour chaque réalisation, nous tirons aléatoirement la position des cent sources les plus proches. Pour les sources plus lointaines, on peut appliquer l'approximation des sources continues explicité au début de l'annexe A.1.4.

La figure 4.6a confirme le résultat intuitif que plus le champ magnétique moyen est élevé, plus la coupure à basse énergie est raide. Cette tendance n'est bien sûr pas limitée au cas du modèle isotrope : elle est aussi confirmée pour les trois autres modèles.

La figure 4.6b met en évidence des caractéristiques intéressantes qui sont en accord avec les lois (A.13) et (A.15). Pour une valeur fixée de \tilde{B} , à basse énergie, les particules sont dans un régime diffusif et $\langle r^2 \rangle$ varie selon $\lambda_B^{2/3}$. A plus haute énergie, les particules sont dans un régime semi-diffusif et on a $\langle r^2 \rangle \propto \lambda_B^{-1}$. En d'autres termes, le spectre coupe de façon plus abrupte pour des valeurs de λ_B petites pour les basses énergies, et pour des valeurs de λ_B élevées pour

les hautes énergies. C'est ce qu'on observe dans la figure 4.6b : pour $\lambda_B = 300$ kpc, le spectre coupe à relativement haute énergie mais avec une pente douce aux basses énergies, alors que pour $\lambda_B = 30$ kpc, la pente est pentue à basse énergie, mais la coupure commence à plus basse énergie. Il faudra ainsi trouver un bon compromis parmi les paramètres pour pouvoir expliquer les données observationnelles.

Dans la dernière figure 4.6c, nous pouvons comparer la forme de la coupure à basse énergie pour nos quatre modèles de champ magnétique. Les modèles “contrastés” et “ $\eta \ll 1$ ” (notés 3 et 4 sur la figure) présentent une pente beaucoup plus douce que les deux autres modèles. L'absence quasi-totale de champ magnétique dans les vides de grandes structures dans le modèle “contrasté” et la suppression de la turbulence dans le modèle “ $\eta \ll 1$ ” peut expliquer ces effets. Nous notons aussi que le modèle “isotrope”, qui a un champ magnétique plus fort dans les vides, coupe plus brutalement que le modèle “anisotrope”.

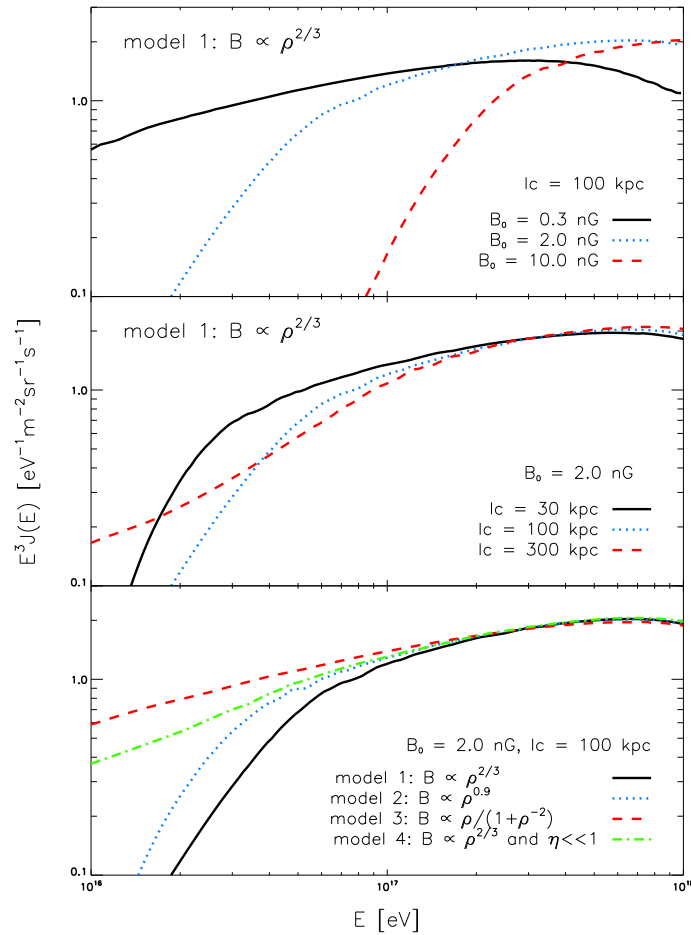


FIGURE 4.6 – *En haut* (a) : influence de \tilde{B} sur les spectres pour le modèle “isotrope” avec $\lambda_B = 100$ kpc. *Au milieu* (b) : influence de λ_B toujours pour le modèle “isotrope”, pour une valeur fixée de $\tilde{B} = 2$ nG. *En bas* (c) : influence des quatre modèles de champ $B(\rho)$ sur les spectres, avec $\tilde{B} = 2$ nG et $\lambda_B = 100$ kpc.

Afin de mieux comprendre les tendances que nous observons dans la figure 4.6c, nous traçons la valeur efficace des distances à la source des particules propagées sur un temps de Hubble en fonction de leur énergie pour nos quatre modèles de champ (figure 4.7). Les paramètres pour

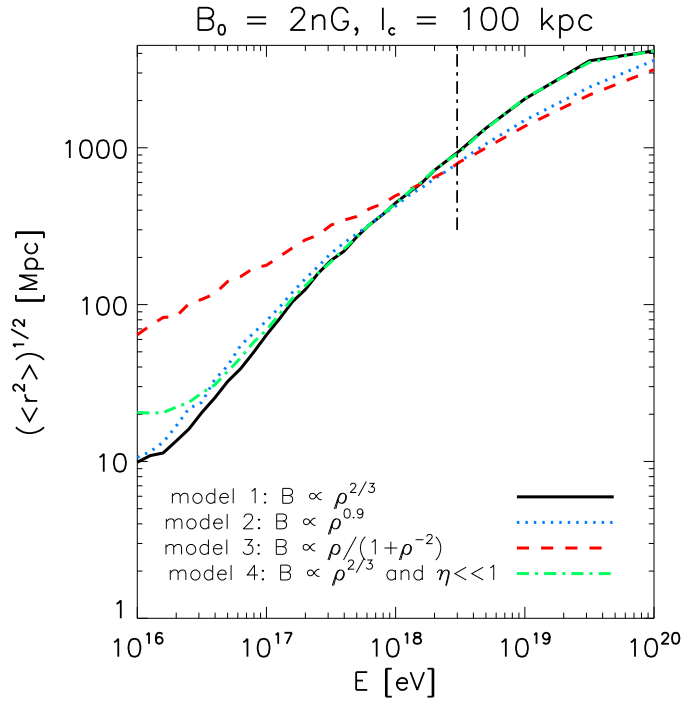


FIGURE 4.7 – Idem figure 4.4, pour nos quatre modèles de champ magnétique, avec $\tilde{B} = 2 \text{ nG}$ et $\lambda_B = 100 \text{ kpc}$. Les variances ne sont pas représentées ici pour des raisons de clarté.

cette figure sont : $\tilde{B} = 2 \text{ nG}$ et $\lambda_B = 100 \text{ kpc}$. Les variances ont la même amplitude pour tous les modèles et nous ne les représentons pas pour des raisons de clarté. Comme nous l'avons déjà mentionné, les fonctions représentées dans cette figure sont fortement liées au coefficient de diffusion D dont nous nous servons pour calculer le spectre dans le régime diffusif.

Nous présentons dans la figure 4.8 le spectre total (incluant les composantes galactique et extra-galactique) avec les données observationnelles, pour notre meilleur ajustement de paramètres dans chacun de nos quatre modèles de champ magnétique. Comme pour la figure 4.6, nous traçons la médiane calculée sur cent réalisations de distributions de sources. Les courbes en pointillés représentent les 75^e et 25^e percentiles autour de cette prédiction. En d'autres termes, seulement 25% des spectres obtenus étaient au-dessus ou en dessous respectivement des courbes indiquées. Cette incertitude est due à la position des sources les plus proches. Nous traçons une ligne droite en tirets dans la région $E = [1.5 \times 10^{18}, 8 \times 10^{18}] \text{ eV}$, où la propagation n'est ni rectiligne, ni diffusif, comme il a été fait dans Lemoine (2005), car il a été démontré par Berezhinsky & Gazizov (2007) que la transition entre les régimes diffusifs et rectiligne a lieu progressivement dans cette zone. Ces bornes sont calculées en comparant les spectres de propagation diffusif et rectiligne (équations 4.1 et 4.3) avec le spectre total sans champ magnétique. D'après nos formules en effet, dans le cas diffusif, le spectre coupe de façon exponentielle au-delà de $E \sim 10^{18} \text{ eV}$ car le volume accessible est limité par le cône de lumière passée (rappelons que l'équation 4.1 prend en compte les effets de l'expansion). Le spectre de la propagation rectiligne coupe également pour $E \lesssim 7 \times 10^{18} \text{ eV}$, car le temps t_i dans l'équation 4.1 décroît abruptement. Les spectres calculés par simulations Monte-Carlo par Sigl (2007) permettent de mieux rendre

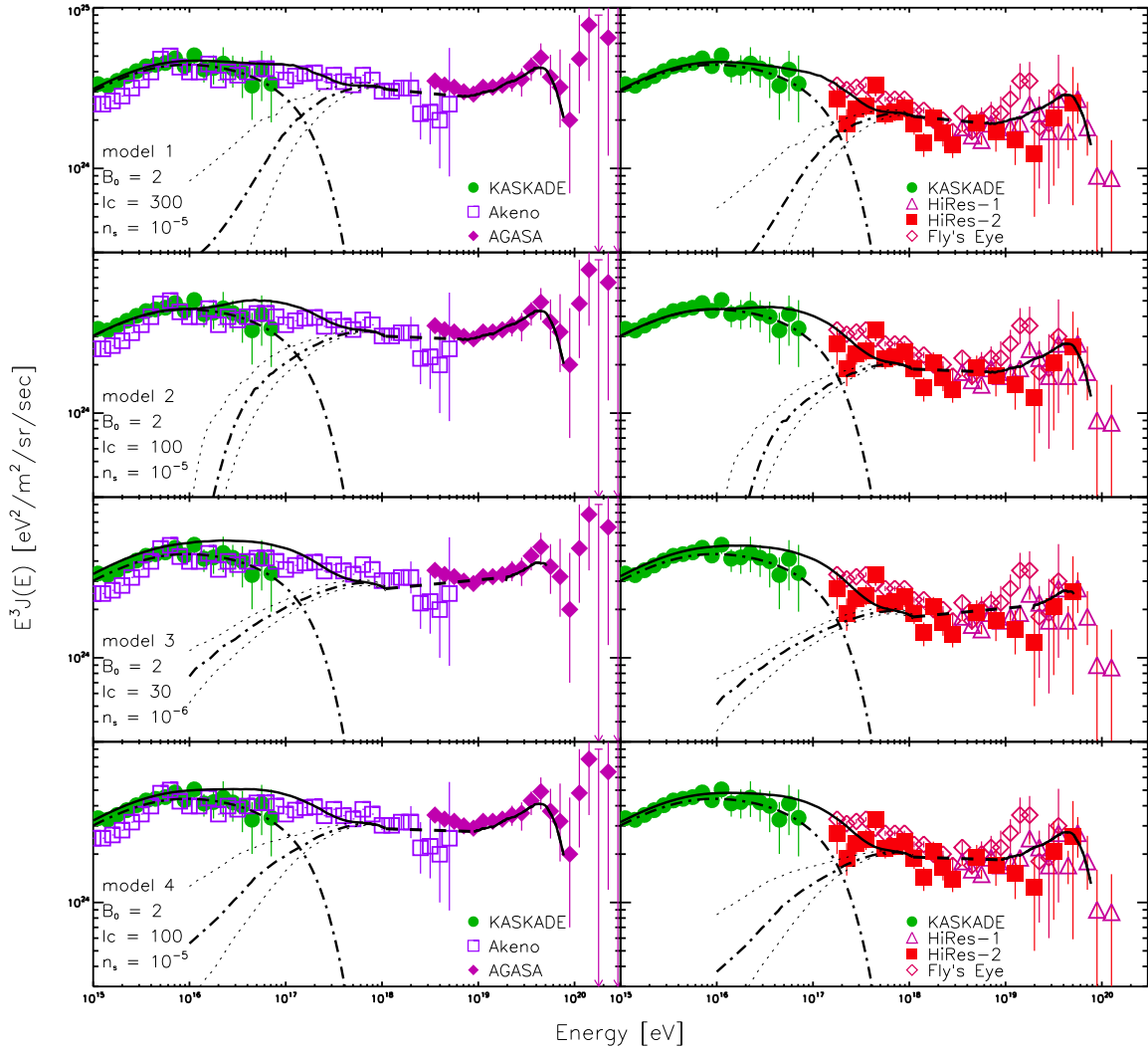


FIGURE 4.8 – Spectre total (Galactique + extra-galactique) comparé aux données observationnelles. Chaque ligne correspond à un modèle de distribution de champ magnétique décrit par les équations (3.24) – (3.26) (de haut en bas : “isotrope”, “anisotrope”, “contrasté” et “ $\eta \ll 1$ ”). Pour chaque modèle, on utilise un jeu de paramètres n_s (densité de sources) \tilde{B} (normalisation du champ magnétique) et λ_B (longueur de cohérence du champ, noté l_c) correspondant au meilleur ajustement aux données. Attention : $n_s = 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3}$ pour le modèle 3 “contrasté”. Les figures de gauche présentent les données de KASKADE, Akeno et AGASA, et les figures de droite, les données de KASKADE, HiRes-1, HiRes-2 et Fly’s Eyes. Le trait plein indique la médiane du flux total, les lignes en tirets-points distinguent les composantes Galactique et extra-galactique, et les pointillés donnent les 25^e et 75^e percentiles pour la coupure sur le flux extra-galactique due à l’horizon magnétique.

compte de la transition entre les deux régimes, et montrent effectivement que le spectre garde un aspect universel (sans accident) dans cette région.

Nous modélisons la composante galactique de la façon suivante : nous admettons que les supernovae sont des sites d'accélération standard dans la Galaxie, et que le genou marque l'énergie maximale à laquelle les protons peuvent être accélérés. Dans un modèle conservatif, le spectre d'une espèce i de charge Z va avoir la forme :

$$j_Z(E) \simeq \left(\frac{E}{E_Z} \right)^{-\gamma_i} \exp \left(\frac{E}{E_Z} \right), \quad (4.5)$$

avec $\gamma_i \sim 2.4 - 2.7$, un indice spectral dépendant de l'espèce chimique, et $E_Z \simeq Z \times 2 \cdot 10^{15}$ eV (Kampert et al. 2004). La composante galactique totale est obtenue en sommant les spectres élémentaires qui sont ajustées aux données de KASCADE comme il est expliqué dans Lemoine (2005).

Nous utilisons les données de six grandes expériences qui ont mesuré les flux de rayons cosmiques dans la gamme d'énergie qui nous intéresse : KASCADE (données de 2004) de gamme d'énergie $E = 10^{15} - 10^{17}$ eV (Kampert et al. 2004), Akeno sur $E = 10^{15} - 10^{18.6}$ eV (Nagano et al. 1992), AGASA sur $10^{18.5} - 10^{20.5}$ eV (Takeda et al. 1998), HiRes-1 et 2 sur $10^{17.3} - 10^{20}$ eV (Abasi et al. 2004) et Fly's Eyes sur $10^{17.3} - 10^{20}$ eV (Bird et al. 1994). Les données de l'Observatoire Pierre Auger n'étaient pas encore publiés lorsque nous avons achevé ce projet. Nous séparons ces données en deux pour rendre compte de la divergence des résultats entre HiRes et AGASA. Ceci nous permet d'utiliser deux normalisations différentes pour le flux extra-galactique sur les panneaux de gauche et de droite de la figure 4.8. La normalisation des données de KASCADE demeurent identiques dans les deux panneaux.

Quelques points importants émergent de la figure 4.8 :

1. Le second genou apparaît de façon plus ou moins marquée selon le modèle de champ magnétique, mais sa forme reste plutôt robuste en fonction des modèles.
2. Cependant, encore une fois, l'influence du champ magnétique dans les vides des grandes structures apparaît clairement : même avec une densité de sources de $n_s = 10^{-6}$ Mpc $^{-3}$, l'ajustement du modèle "contrasté" (modèle 3) aux données reste marginale. La situation est bien meilleure pour les autres modèles, surtout si l'on prend en compte l'incertitude de la position des sources proches.
3. On pourra aussi remarquer que la distribution des sources proches a un impact considérable sur la coupure à basse énergie, et ce, beaucoup plus que dans le cas d'un champ magnétique homogène (voir Lemoine 2005). Ceci est dû au régime diffusif à basse énergie : la partie de pente quasi-nulle dans la figure 4.7 montre qu'un léger changement dans les distances des sources les plus proches peut changer complètement la transmission des particules et donc le flux observé à basse énergie.
4. Enfin, nous constatons que nos ajustements sont meilleurs pour les données de HiRes que pour ceux de AGASA. Ceci est en partie dû au fait que la pente est plus grande au-dessus du second genou pour HiRes. L'ajustement est d'autre part moins contraignant pour ces données, grâce à l'absence de données entre KASCADE et HiRes.

Il faut rappeler toutefois que les ajustements ci-dessus ont été faits à la main et non par un procédure d'optimisation, à cause du temps requis pour calculer chaque spectre. Les spectres

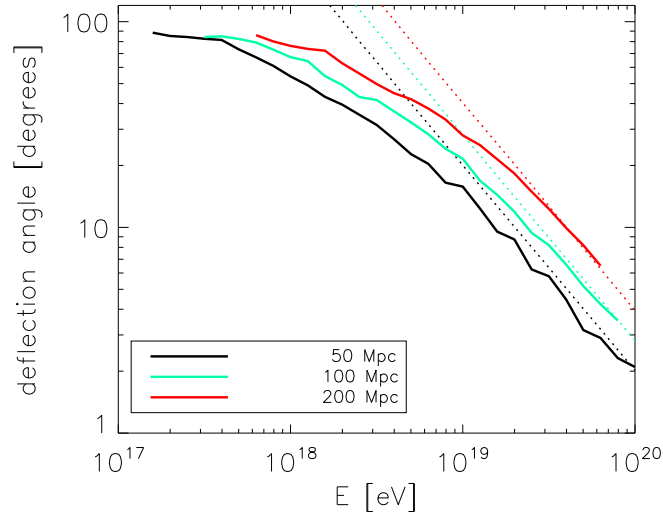


FIGURE 4.9 – Angles de déflexion moyens à différentes distances de la source, en fonction de l’énergie de la particule. Les traits pleins donnent les résultats de nos simulations avec $\tilde{B} = 2$ nG et $\lambda_B = 300$ kpc, pour le modèle “isotrope” (équation 3.24). Les tirets donnent les valeurs analytiques calculées par Waxman & Miralda-Escudé (1996) (équation 4.6).

présentés là ne sont donc pas à proprement parler les meilleurs ajustements aux données. De plus, comme il a été évoqué dans l’introduction de cette thèse, il faut être prudent lors de la mise en commun de spectres issus de différentes expériences. Nous avons ainsi choisi de représenter les données de AGASA et HiRes séparément car il est bien connu que leurs données divergent sur la calibration en énergie. Mais il est possible aussi qu’une telle divergence existe aussi entre les données de KASCADE et HiRes par exemple, ce qui translaterait les données les unes par rapport aux autres. Devant toutes ces incertitudes, on peut dire que les ajustements présentés dans la figure 4.8 paraissent satisfaisants, sauf peut-être pour le modèle “contrasté” (modèle 3) pour lequel la coupure semble trop douce.

Nous calculons aussi par notre méthode les angles de déflexion moyens qu’acquière les particules lors de leur propagation dans le champ magnétique extra-galactique. Nous verrons toute l’importance de la valeur de ces angles dans le chapitre suivant. A une distance donnée de la source, nous calculons l’angle de déflexion entre la direction d’arrivée de la particule et la direction de la source. Nous arrêtons le calcul lorsque la distance de pertes d’énergie devient plus grande que la distance parcourue.

La figure 4.9 montre le résultat de nos calculs pour le modèle de champ “isotrope”. Nous pouvons constater que nos courbes sont en bon accord avec la déflexion angulaire analytique calculée par Waxman & Miralda-Escudé (1996) (en tirets dans la figure) :

$$\langle \theta \rangle \simeq 0.8^\circ \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \left(\frac{\lambda_B}{1 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}} \right),$$

où r est la distance à la source (ce calcul est mieux explicité dans l’annexe A.2). Pour toutes les distances, les courbes s’écartent du modèle analytique à basse énergie, lorsque la diffusion

devient importante, et sature à 90° .

Les déflexions obtenues pour des distances cosmologiques à haute énergie sont assez modérées pour le modèle isotrope. Nos calculs montrent que c'est également le cas pour les modèles anisotropes et " $\eta \ll 1$ ". Pour une particule d'énergie $E = 5 \times 10^{19}$ eV et un champ magnétique de paramètres $\tilde{B} = 2$ nG et $\lambda_B = 300$ kpc, nous trouvons une déflexion angulaire de l'ordre de $\sim 3-5^\circ$ à 100 Mpc pour les modèles isotropes, anisotropes et " $\eta \ll 1$ ", et de $\sim 8^\circ$ pour le modèle contrasté. Ces résultats sont en accord avec les simulations de Dolag et al. (2004) et Das et al. (2008), et permettraient de faire de l'astronomie de rayons cosmiques (voir le chapitre suivant pour une discussion détaillée à ce sujet).

4.3 Discussions

Nos simulations numériques comportent plusieurs limitations, comme nous l'avons discuté dans la section 3.6. Nous négligeons plusieurs caractéristiques des champs magnétiques extra-galactiques pour des raisons de simplicité mais aussi parce que ces champs sont peu compris et contraints. Nous avons ainsi mentionné entre autres que nos modèles de champs ne prennent pas en compte les champs de vitesse tridimensionnels de la matière, que les sources magnétiques ne sont pas incorporées et que la longueur de cohérence est uniforme dans l'espace.

Nous pouvons aussi souligner que nous faisons propager nos particules dans un univers statique, représenté par la sortie finale (à $z = 0$) d'une simulation cosmologique : le champ magnétique n'évolue donc pas dans le temps au cours de nos simulations. L'Univers était plus dilué à grand décalage spectral, les effets des inhomogénéités magnétiques devraient être moins importants. Une façon d'améliorer nos résultats serait de propager directement nos particules dans des champs magnétiques évoluant dans le temps. Une telle méthode serait cependant très coûteuse en temps et comme nous l'avons déjà expliqué, sujette à beaucoup d'incertitudes. On pourrait aussi appliquer notre méthode de propagation semi-analytique à des grilles de densité prises à différents z . Mais nous n'avons qu'une vague idée de l'évolution en temps de la relation $B(\rho)$, et notre méconnaissance des champs magnétiques extra-galactiques nous pénalise encore. Devant toutes ces incertitudes, notre restriction à un univers statique nous paraît donc raisonnable.

Enfin, nous n'avons pas pris en compte les pertes d'énergie dans notre code de propagation. Nous les incluons néanmoins dans l'élaboration des spectres présentés dans la section précédente. Pour les énergies inférieures à $E \sim 10^{18}$ eV qui nous intéressent dans cette étude et à bas décalage spectral ($z < 1$), seules les pertes par expansion jouent un rôle notable (voir Berezhinsky et al. 2006). Au delà de $E \sim 10^{18}$ eV et pour des redshifts plus grands, les pertes par photo-production de pions deviennent non négligeable. Dans la figure 4.4 par exemple, la prise en compte de ces pertes devrait durcir la pente à basse énergie si le champ magnétique n'évolue pas fortement dans le temps. En effet, certaines des particules que l'on observe aux énergies $E \sim 10^{16-17}$ eV avaient à l'origine une plus haute énergie, qui a été perdue au cours de la propagation. La grande distance parcourue par ces particules depuis leur source avant de perdre leur énergie devrait augmenter la valeur efficace de la distance à la source pour les particules de basse énergie. Insistons encore sur le fait que pour modéliser proprement ces effets, nous devrions prendre en compte l'évolution du champ magnétique en fonction du décalage spectral.

Sigl (2007) a publié une étude en relation avec ce travail alors que nous terminions ce projet.

Il affirme que le confinement partiel dans les champs magnétiques entourant la source joue un rôle important sur la coupure à basse énergie du spectre extra-galactique. Cette possibilité a aussi été évoquée par Lemoine (2005), mais celui-ci montre que le temps d'échappement des sources denses de leur environnement dense peut être négligé, sauf dans quelques rares situations où $B \gtrsim 1\mu\text{G} (\lambda_B/10 \text{ kpc})^{1/2} (L/100\text{kpc})^{-1}$, où L est la taille caractéristique de l'étalement du champ autour de la source.

Nous ne trouvons pas d'effet prononcé de ce genre dans nos simulations, où le temps de confinement reste de l'ordre de $\sim 1 \text{ Gyr}$ pour une particule d'énergie 10^{17} eV . Cet effet dépend de façon évidente de l'environnement et de la position de la source. Sigl (2007) place ses sources selon la densité baryonique et tend ainsi à favoriser les régions de très haute densité (les amas de galaxies par exemple). Le champ magnétique dans les simulations de Sigl (2007) étant plutôt élevé (voir figure 3.10), ceci peut expliquer l'intensité de la coupure dans ses spectres. La recherche de contreparties des événements détectés devrait permettre de confirmer ou exclure de tels environnements de sources.

4.4 Conclusion

Sous l'hypothèse que la transition entre les composantes Galactique et extra-galactiques a lieu au second genou, nous avons montré qu'il est possible de placer des limites approximatives sur certains paramètres clés définissant les champs magnétiques extra-galactiques ($\langle B \rangle$, λ_B), en étudiant leurs effets sur l'horizon magnétique.

Nous avons examiné des configurations du champ magnétique inhomogène variées, qui décrivent des situations d'effondrement isotrope ou anisotrope, avec ou sans turbulence, ou le champ est plus ou moins contrasté. Nous trouvons que pour les modèles "isotrope", "anisotrope" et " $\eta \ll 1$ " (de turbulence faible), il est possible d'ajuster les données observées de façon satisfaisante. Numériquement, on trouve que pour une densité de sources de $n_s = 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ un champ magnétique d'intensité moyenne $\langle B \rangle = 2 \text{ nG}$ est une valeur raisonnable pour ces trois modèles. Des longueurs de cohérence de $\lambda_B = 100 \text{ kpc}$ (pour les modèles "anisotrope" et de faible turbulence) jusqu'à $\lambda_B = 300 \text{ kpc}$ (modèle "isotrope") donnent un bon accord avec les données. Ces valeurs sont à prendre avec précaution, en gardant à l'esprit les limitations de notre étude que nous avons discuté plus tôt.

Nous avons également montré que la validité du scénario d'horizon magnétique dépend d'autres paramètres (la normalisation relative des différents jeux de données, la densité de sources), mais que la contrainte principale provient du taux de magnétisation des régions sous-denses du milieu intergalactique (les vides). Nous avons vu en effet que le modèle "contrasté" pour lequel les vides sont non magnétisés, a un ajustement moyennement satisfaisant par rapport aux données, même en considérant une faible densité de sources.

Nous déduisons de cette étude que le succès de l'effet d'horizon magnétique dans le cadre du modèle de Berezhinsky et al. (2006) dépend finalement de l'origine des champs magnétiques extra-galactiques. Ceci est donc à relier aux travaux sur l'enrichissement magnétique des vides, et aussi sur le transport des métaux vers les régions sous-denses. Les progrès dans ces domaines et les observations futures sur les champs magnétiques extra-galactiques devraient permettre d'éclaircir ce sujet.

Chapitre 5

Transport stochastique des rayons cosmiques dans les champs magnétiques extra-galactiques

5.1	Profondeur optique pour la diffusion des rayons cosmiques	114
5.1.1	Distribution homogène des centres diffuseurs	114
5.1.2	Prise en compte d'effets d'inhomogénéités des grandes structures	119
5.2	Conséquences sur le transport des rayons cosmiques	123
5.2.1	Spectre propagé	124
5.2.2	Déflexion angulaire et temps de retard	125
5.2.3	Images angulaires	128
5.2.4	Etudes d'effets d'anisotropies dans le ciel	132
5.2.5	Signatures de sources sursautantes	137
5.3	Interprétation des premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger	139

L'Observatoire Pierre Auger a détecté une corrélation significative entre les directions d'arrivée des rayons cosmiques de plus haute énergie et le catalogue de Véron-Cetty & Véron (2006) qui répertorie les AGN et quasars dans l'Univers local (voir figure 1.11 et Abraham et al. 2008, 2007). Il faut être toutefois très prudent quant à l'interprétation de cette corrélation, car le catalogue en question est très incomplet, sans compter que les AGN sont des objets connus pour se regrouper dans les régions de densité de matière importante. Ce résultat pourrait donc simplement être une signature de la présence des sources dans les régions denses. On peut rajouter de surcroît que la corrélation avec les objets du catalogue Véron-Cetty & Véron (2006) semble être mise en défaut par les événements suivants.

Nous avons mentionné d'autre part dans la section 1.7, les corrélations rapportées par d'autres groupes sur les différentes expériences (Tinyakov & Tkachev 2001, 2002; Gorbunov et al. 2002; Gorbunov & Troitsky 2005; Stanev et al. 1995; Stanev 2008). Toutes ces corrélations ont beaucoup été débattues, jamais confirmées et sont parfois même contradictoires. Elles reposent sur extrêmement peu de données et sont par là même statistiquement peu significatives. L'observation de multiplets (plusieurs événements détectés avec un faible écart angulaire dans le ciel) par AGASA a aussi intrigué la communauté. En effet, les autres expériences ne détectent pas de tels multiplets, et surtout, on ne voit aucune source énergétique dans la ligne de visée de ces concentrations d'événements.

Il est clair que cette étude est à relier à la question des déflexions angulaires subies par les particules de plus haute énergie, et plus généralement à la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans le champ magnétique de l'Univers. Dans le cas d'un champ de puissance

homogène, Waxman & Miralda-Escudé (1996) et Achterberg et al. (1999), donnent des formules analytiques qui permettent de calculer la déflexion angulaire et les temps de retard induits par les champs magnétiques. Des études analytiques détaillées sur les effets de lentille magnétique ont aussi été menées par Harari et al. (2002b,a). Beaucoup d'efforts ont porté d'autre part sur les effets induits par le super-amas local magnétisé sur la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, analytiquement, puis avec des ingrédients de plus en plus réalistes (Medina Tanco 1998; Blasi & Olinto 1999; Lemoine et al. 1999; Ide et al. 2001; Isola et al. 2002; Isola & Sigl 2002).

Nous proposons dans cette étude de calculer toutes ces grandeurs dans le cadre du modèle de champ magnétique extra-galactique inhomogène décrit dans la section 3.7. Nous allons notamment nous intéresser aux différents régimes de propagation dans le champ magnétique à grande échelle, en termes de déflexion angulaire, et donc de détectabilité de la source. La propagation étant traitée par une série d'interactions stochastiques, et non pas par intégration de trajectoire comme il est fait classiquement, nous proposons de changer de vocabulaire et d'utiliser la *profondeur optique pour la diffusion des rayons cosmiques de ultra-haute énergie*.

5.1 Profondeur optique pour la diffusion des rayons cosmiques

Nous rappelons que dans le modèle de propagation dans le champ magnétique extra-galactique que nous considérons, le milieu magnétisé est vu comme un ensemble de centres diffuseurs localisés. La propagation est traitée de manière stochastique, avec des trajectoires rectilignes entre deux interactions sur ces centres. La trajectoire à l'intérieur de ces régions n'est pas calculée explicitement : on évalue seulement la déflexion angulaire et le temps de retard subis par la particule lors de l'interaction. Nous avons établi dans la section 3.7 la liste des centres diffuseurs prédominants et estimé leurs paramètres clés nécessaires pour calculer l'évolution de la trajectoire du rayon cosmique. L'annexe A.2 présente le calcul de la déflexion angulaire et du temps de retard à la sortie d'un centre diffuseur.

5.1.1 Distribution homogène des centres diffuseurs

Nous supposons pour commencer que les centres diffuseurs sont distribués de façon homogène dans l'Univers (le cas inhomogène sera discuté dans la section 5.1.2). Nous pouvons alors calculer le libre parcours moyen d'un rayon cosmique d_i , où i désigne un type de centre diffuseur, pour des centres diffuseurs de densité spatiale n_i et de section efficace σ_i :

$$d_i = \frac{1}{n_i \sigma_i}. \quad (5.1)$$

Le libre parcours moyen entre deux interactions avec n'importe quel type de centre diffuseur s'écrit alors :

$$\bar{d} = \frac{1}{\sum_i n_i \sigma_i}. \quad (5.2)$$

On peut alors définir la profondeur optique de la diffusion des rayons cosmiques de ultra-haute énergie sur une distance l :

$$\tau = \frac{l}{\bar{d}} = l \sum_i n_i \sigma_i. \quad (5.3)$$

Cette grandeur donne tout simplement le nombre moyen d'interactions subies par la particule sur une distance l . On peut évaluer numériquement cette profondeur optique pour des valeurs typiques de l et de d_i :

$$\tau \simeq 3.1 \left(\frac{l}{100 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{d_i}{32 \text{ Mpc}} \right)^{-1}. \quad (5.4)$$

Cette valeur de $d_i = 32 \text{ Mpc}$ correspond à la fois à un libre parcours moyen calculé pour des centres diffuseurs sphériques de densité $n_i = 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$ et de rayon $r_i = 1 \text{ Mpc}$ (qui sont des valeurs moyennes pour les halos de radio-galaxies et les vents galactiques), mais c'est aussi globalement la distance entre deux filaments des grandes structures. Cette valeur de profondeur optique rend donc compte des interactions avec tous les centres diffuseurs prépondérants de notre Univers.

La profondeur optique telle qu'elle est définie ci-dessus ne contient pas d'information sur la déflexion finale subie par les particules au bout de leur parcours. Nous introduisons donc la notion de profondeur optique effective τ_{eff} qui évalue le nombre d'interactions nécessaires pour que la particule soit défléchié d'un angle d'ordre unité. À chaque interaction avec un centre diffuseur, nous sommions le carré de l'angle de déflexion subie $\delta\theta_i^2$. Le nombre d'interactions au bout duquel la particule sera défléchié d'un angle unité sera ainsi de $1/\delta\theta_i^2$. On peut alors écrire la longueur de diffusion l_{deflex} au bout de laquelle la déflexion devient de l'ordre de l'unité :

$$l_{\text{deflex}} = \frac{1}{\sum_i n_i \sigma_i \delta\theta_i^2}, \quad (5.5)$$

à l'aide de laquelle on définit la profondeur optique effective :

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{l}{l_{\text{deflex}}} = l \sum_i n_i \sigma_i \delta\theta_i^2. \quad (5.6)$$

Attention de ne pas confondre la longueur de diffusion l_{deflex} avec celle que nous avons vue dans l'annexe A.2 (l_{scatt}). Bien que l_{deflex} définie ici ait globalement le même sens que précédemment (c'est une distance au bout de laquelle la déflexion de la particule devient de l'ordre de 1), nous ne traitons pas ici les mêmes échelles et les mêmes processus de diffusion. Dans l'annexe A.2, les déflexions "élémentaires" qui se rajoutent sont dues au champ magnétique à l'intérieur d'une région de taille la longueur de cohérence du champ, alors qu'ici, la déflexion "élémentaire" est celle induite par la traversée d'un centre diffuseur. Nous avons ainsi toute une hiérarchie de centres diffuseurs qui défléchissent la particule à différentes échelles.

En remplaçant $\delta\theta_i^2$ par l'expression que nous avons calculée dans l'équation (A.25), nous obtenons :

$$\tau_{\text{eff}} \simeq l \sum_i n_i \sigma_i \left(1 + \frac{2r_{L|i}^2}{\bar{r}_i \lambda_i} \right)^{-1}. \quad (5.7)$$

Il apparaît clairement que nous aurons toujours $\tau_{\text{eff}} < \tau$. Nous pouvons définir trois régimes en fonction de ces deux quantités : lorsque $\tau < 1$ (on a alors automatiquement $\tau_{\text{eff}} < 1$) l'Univers est **transparent** à la diffusion des rayons cosmiques sur une distance l . Lorsque par contre $1 < \tau_{\text{eff}} < \tau$, l'Univers est **opaque** sur cette échelle de distance. Le cas intermédiaire $\tau_{\text{eff}} < 1 < \tau$ est intéressant : il signifie que les rayons cosmiques subissent plus d'une interaction sur un parcours de longueur l , mais que la déflexion angulaire accumulée reste inférieure à l'unité. L'Univers est alors "**translucide**".

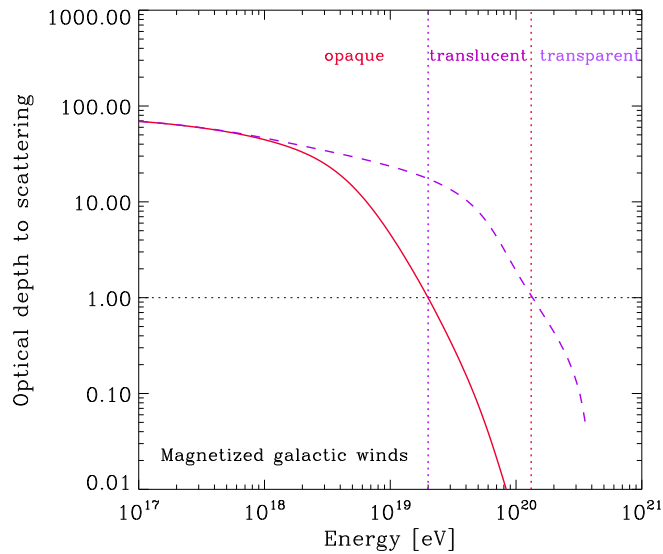


FIGURE 5.1 – Profondeur optique à la diffusion des rayons cosmiques pour les vents galactiques comme centres diffuseurs, avec $n_{\text{gw}} = 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$, $B_{\text{gw}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ G}$, $\lambda_{\text{gw}} = 50 \text{ kpc}$, et $r_{\text{gw}} = 0.8 \text{ Mpc}$. Traits pleins : la profondeur optique effective τ_{eff} telle que nous l’avons définie dans l’équation (5.7) ; tirets : profondeur optique τ définie dans l’équation (5.3). Dans la gamme d’énergie où $\tau > \tau_{\text{eff}} > 1$, l’Univers est opaque jusqu’à la distance de perte d’énergie ; aux énergies pour lesquelles on a $\tau > 1 > \tau_{\text{eff}}$, l’Univers est translucide à cette distance, ce qui signifie que les particules subissent plusieurs interactions, mais leur déflexion angulaire totale reste inférieure à l’unité. Enfin pour les énergies où $1 > \tau > \tau_{\text{eff}}$, l’Univers est transparent à la diffusion des rayons cosmiques.

Nous remarquons que le régime dans lequel on se place dépend donc aussi de la distance parcourue l . Or nous avons vu dans la section 2.6 que les pertes d’énergie sur le fond diffus cosmologique réduit considérablement cette distance aux plus hautes énergies, de sorte que les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie doivent être situés à moins de l_{max} . On a calculé aussi que le flux de particules provenait en majorité de cette distance maximale et que la distance caractéristique aux sources est donc l_{max} en première approximation.

Nous pouvons donc substituer l_{max} à l dans toutes les formules précédentes définissant la profondeur optique. Nous avons vu également dans la section 2.6 que la valeur de $l_{\text{max}}(E)$ pouvait être calculée de deux façons différentes, les deux méthodes différant très peu dans la gamme d’énergie que nous étudions : on peut la définir comme la distance au bout de laquelle la particule perd son énergie $E |dE/dx|^{-1}$ (équation 2.38), ou alors comme la distance maximale qu’une particule peut parcourir en supposant qu’elle a été détectée avec une énergie E et que l’énergie maximale à la source est de E_{max} . Nous utilisons dans ce qui suit cette dernière définition et supposons une énergie maximale à la source de $E_{\text{max}} = 4 \times 10^{20} \text{ eV}$.

Si nos rayons cosmiques diffusent au lieu de se propager de façon rectiligne (ce sera le cas notamment pour le régime opaque), la distance maximale à la source n’est plus la distance de perte d’énergie l_{max} , mais $\sqrt{2Dt_{\text{max}}}$, où D est le coefficient de diffusion et $t_{\text{max}} = l_{\text{max}}/c$.

Nous traçons maintenant les profondeurs optiques τ et τ_{eff} en fonction de l’énergie. Dans la figure 5.1, nous montrons un exemple où nous considérons uniquement les vents galactiques parmi les centres diffuseurs, avec une densité spatiale de $n_{\text{gw}} = 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$, un rayon de $r_{\text{gw}} = 0.8 \text{ Mpc}$, un champ magnétique d’intensité $B_{\text{gw}} = 3 \times 10^{-8} \text{ G}$ et de longueur de cohérence $\lambda_{\text{gw}} =$

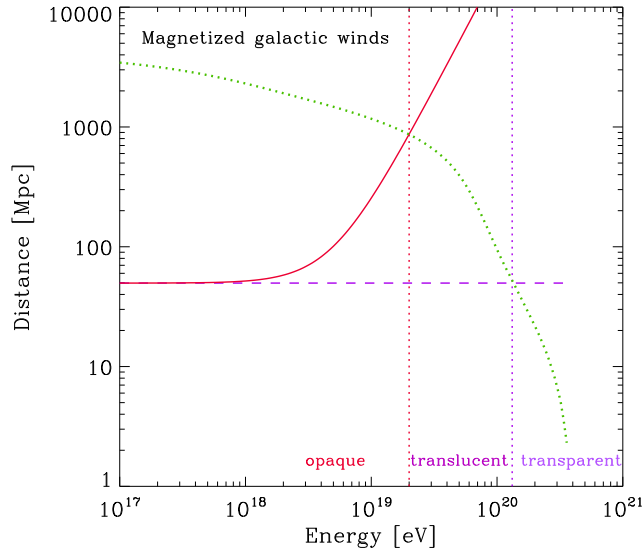


FIGURE 5.2 – Distance à la dernière surface de diffusion pour les vents galactiques magnétisés, avec $n_{\text{gw}} = 2 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$, $B_{\text{gw}} = 3 \times 10^{-8} \text{ G}$, $\lambda_{\text{gw}} = 50 \text{ kpc}$, et $r_{\text{gw}} = 0.8 \text{ Mpc}$. Traits pleins : longueur de diffusion l_{deflex} pour une déflexion d'ordre unité, définie dans l'équation (5.5); tirets : distance \bar{d} à la dernière surface de diffusion, définie dans l'équation (5.2). La courbe en pointillés verts donne la distance de perte d'énergie l_{max} , qui correspond aussi à la distance caractéristique à la source. Dans la gamme d'énergie où $\bar{d} < l_{\text{deflex}} < l_{\text{max}}$, l'Univers est opaque; dans la gamme où $\bar{d} < l_{\text{max}} < l_{\text{deflex}}$, l'Univers est translucide sur une distance l_{max} , ce qui signifie que la particule subit plusieurs interactions en étant défléchi de moins d'un radian; enfin, aux énergies pour lesquelles $l_{\text{max}} < \bar{d} < l_{\text{deflex}}$, l'Univers est transparent à la diffusion des rayons cosmiques.

0.05 Mpc. La profondeur optique résultante τ est représentée en tirets violets et la profondeur optique effective τ_{eff} en traits continus rouges. Le fait que τ dépend ainsi de E retranscrit simplement la dépendance de l_{max} en E : l_{max} diminue brutalement au-delà d'une énergie de 10^{19} eV à cause de la production de pions sur le fond diffus cosmologique (voir figure 2.12). La dépendance de τ_{eff} en E est encore plus prononcée car le nombre d'interactions qu'une particule doit subir pour atteindre une déflexion d'ordre unité croît rapidement avec l'énergie (grossièrement en E^2 au-delà de $E \sim 10^{18} \text{ eV}$ comme on le voit dans l'équation 5.7). La ligne horizontale indique une profondeur optique de 1, et les traits verticaux donnent les énergies auxquelles $\tau_{\text{eff}} = 1$ et $\tau = 1$ respectivement de gauche à droite. Comme indiqué sur la figure, l'ensemble de ces traits délimitent les domaines de régime optique différents où l'Univers apparaît opaque, translucide ou transparent à la diffusion des rayons cosmiques. Il est intéressant de constater que pour cet exemple, l'Univers est translucide pour une énergie proche du seuil de photo-production de pions : $E_{\text{GZK}} \simeq 6 \times 10^{19} \text{ eV}$ (Greisen 1966; Zatsepin & Kuzmin 1966).

Dans la partie gauche de la figure 5.3, nous présentons les profondeurs optiques pour différents types de centres diffuseurs et pour deux ensembles de paramètres pour chaque cas, comme indiqué dans la légende. En principe, il faudrait bien sûr sommer les profondeurs optiques des différents centres diffuseurs pour avoir une idée du régime total. Il est cependant possible que la pollution magnétique des vents galactiques et des halos de radio-galaxies emplissent entièrement les filaments : dans ce cas, les seuls centres diffuseurs à prendre en compte seront ces derniers.

On représente dans la figure in 5.2 les deux quantités l_{deflex} et \bar{d} , ainsi que la distance maximale parcourue l_{max} , pour les vents galactiques seulement, avec les mêmes paramètres que

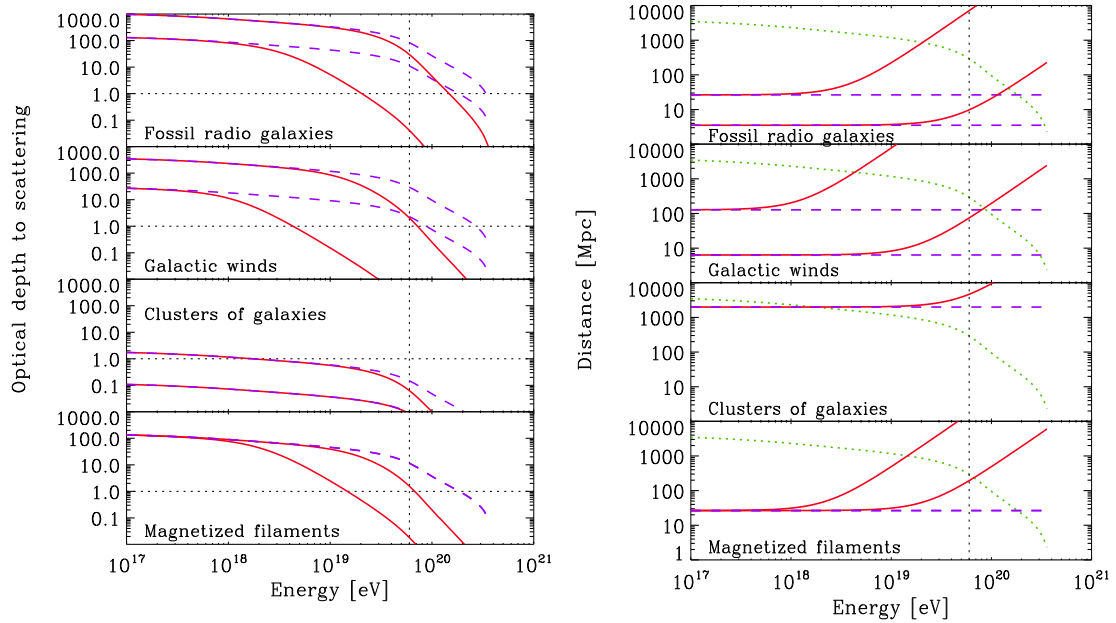


FIGURE 5.3 – Profondeur optique (à gauche) et distance à la dernière surface de diffusion (à droite) pour différents types de centres diffuseurs et pour deux ensembles de paramètres dans chaque cas. À gauche : en traits pleins, la profondeur optique effective τ_{eff} définie dans l'équation (5.7) ; en tirets, la profondeur optique τ définie dans l'équation (5.3). À droite, les traits pleins indiquent la longueur de diffusion l_{deflex} pour une déflexion d'ordre unité, définie dans l'équation (5.5), et les tirets la distance \bar{d} à la dernière surface de diffusion, définie dans (5.2). Le trait vertical en pointillé indique l'énergie $E = 6 \times 10^{19}$ eV. Les paramètres des différents centres diffuseurs sont indiqués dans le tableau 5.1.

centre diffuseur		n [Mpc $^{-3}$]	B [G]	λ_B [kpc]	r [Mpc]
fossile radio	(<i>bas</i>)	3×10^{-3}	10^{-8}	100	2
	(<i>haut</i>)	10^{-2}	10^{-7}	100	3
vent galactique	(<i>bas</i>)	10^{-2}	10^{-8}	50	0.5
	(<i>haut</i>)	5×10^{-2}	10^{-7}	50	0.8
amas de galaxies	(<i>bas</i>)	10^{-5}	10^{-6}	100	1
	(<i>haut</i>)	10^{-5}	10^{-7}	100	4
filament magnétisé	(<i>bas</i>)	$d_f = 25$ Mpc	3×10^{-9}	300	2
	(<i>haut</i>)	$d_f = 25$ Mpc	3×10^{-8}	300	2

TABLE 5.1 – Paramètres des centres diffuseurs utilisés dans la figure 5.3 : les valeurs de la densité de centres diffuseurs n , l'intensité moyenne du champ magnétique au sein de l'objet B , la longueur de cohérence λ_B et la taille caractéristique r sont écrites pour les courbes du bas et du haut. Pour les filaments de grandes structures, la valeur indiquée est celle de l'inter-séparation d_f entre deux filaments.

ceux choisis pour la figure 5.1. Cette figure illustre les différentes natures de l'Univers par rapport à la diffusion des rayons cosmiques (opaque, translucide et transparents) sous un autre point de vue. La distance à la dernière surface de diffusion \bar{d} pour nos quatre types de centres diffuseurs sont représentées dans la partie droite de la figure 5.3.

5.1.2 Prise en compte d'effets d'inhomogénéités des grandes structures

Les résultats précédents doivent être corrigés pour prendre en compte les effets d'inhomogénéités lorsque les distances considérées sont inférieures à 100 Mpc (au-delà, l'Univers peut être considéré comme homogène). Nous allons étudier ce cas de façon analytique d'abord, puis à l'aide de simulations numériques.

Discussion analytique

Pour commencer, on peut faire l'hypothèse que tous les centres diffuseurs sont regroupés dans les filaments de grandes structures. On va donc considérer à présent les filaments comme les "boîtes noires" d'où la particule ressort au bout d'un certain temps et avec une certaine déflexion angulaire. La distance typique entre deux interactions devient ainsi de l'ordre de d_f et non plus de d_i (avec un terme correctif que nous expliciterons plus loin). Au sein d'un filament, les rayons cosmiques peuvent subir plusieurs interactions avec les centres diffuseurs présents. Il faut donc calculer le temps de retard ainsi que la déflexion cumulée pour toutes ces interactions, pour obtenir au final les paramètres $\delta\theta_{i|f}$ et $\delta t_{i|f}$ à la sortie du filament, qui sont nécessaires à l'application notre modèle. Ces deux paramètres dépendent du nombre d'interactions $N_{\text{int}|f}$ avec les centres diffuseurs dans le filament.

Si les centres diffuseurs sont regroupés dans les filaments de grandes structures, et que ces derniers ont un facteur de remplissage moyen dans l'Univers de $f_f \sim 5\%$, on peut écrire que la densité des centres diffuseurs au sein des filaments est de

$$n_{i|f} = \frac{N_i}{V_f} = \frac{N_i}{f_f V} = \frac{n_i}{f_f}, \quad (5.8)$$

où N_i désigne le nombre de centres diffuseurs dans un volume d'Univers V et V_f le volume occupé par les filaments. Le libre parcours moyen entre deux centres diffuseurs à l'intérieur d'un filament devient alors :

$$d_{i|f} = f_f d_i. \quad (5.9)$$

On peut remarquer que si les halos magnétisés remplissent entièrement le filament, il ne sera pas nécessaire de prendre en compte ces interactions multiples au sein de la structure et d'apporter des corrections aux paramètres de temps et de déflexion. On pourra en effet considérer que les filaments sont des centres diffuseurs à part entière. Dans cette situation, on écrit d'abord que le facteur de remplissage des halos dans les filaments est de $f_{i|f} = f_i/f_f$, avec $f_i \simeq (4/3)n_i\sigma_i r_i$ le facteur de remplissage moyen des centres diffuseurs i dans l'Univers. En effet, $f_{i|f} = V_i/V_f = (V_i/V)(V/V_f) = f_i/f_f$, avec V_i et V_f les volumes occupés par les centres diffuseurs et les filaments dans un volume d'Univers V . Les filaments sont complètement emplis par les halos lorsque $f_{i|f} \gtrsim 1$ où encore $(4/3)n_i\sigma_i r_i \gtrsim f_f$.

Sous l'hypothèse que la particule subit un angle de déflexion très petit par rapport à l'unité à chaque interaction, nous pouvons écrire le nombre d'interactions au sein d'un filament de rayon

r_f de la façon suivante :

$$N_{\text{int}|f} = \frac{\bar{r}_f}{f_f d_i}, \quad (5.10)$$

où \bar{r}_f est la taille transverse caractéristique du filament (voir le début de la section A.2). On peut alors calculer l'angle de déflexion et le temps de retard par rapport à la ligne droite à la sortie du filament :

$$\delta\theta_{i|f}^2 = N_{\text{int}|f} \delta\theta_i^2, \quad (5.11)$$

$$\delta t_{i|f} = N_{\text{int}|f} \delta t_i + \delta\theta_{i|f}^2 \frac{\bar{r}_f}{6c}. \quad (5.12)$$

Ici, $\delta\theta_i$ et δt_i représentent respectivement l'angle de déflexion et le temps de retard dus à une interaction avec un centre diffuseur de type i , comme nous l'avons calculé dans la section A.2.

Dans le régime diffusif pour lequel on aurait plutôt $\delta\theta_i^2 \sim 1$, la particule effectue une marche aléatoire. Si le libre parcours moyen dans le filament $d_{i|f} = f_f d_i$ est très petit par rapport au rayon r_f de ce dernier, les formules analytiques de la propagation diffusive dans un filament s'appliquent (annexe A.2). La particule rebondit donc sur le filament et ressort en un temps de traversée r_f/c à une distance $\sim (f_f d_i / r_f)^{1/2} r_f$ de son point d'impact.

Pour ce qui est du libre parcours moyen global entre deux interactions $d_{i,f}$, nous avons déjà évoqué qu'il était de l'ordre de d_f , la distance typique entre deux filaments. Plus précisément, on peut écrire que :

$$d_{i,f} \simeq \frac{d_f}{1 - \exp(-N_{\text{int}|f})}, \quad (5.13)$$

où le dénominateur donne la probabilité de rencontrer un centre diffuseur à l'intérieur d'un filament. Nous avons maintenant les expressions de $d_{i,f}$, $\delta\theta_{i|f}$ et $\delta t_{i|f}$ qui devraient en principe suffire pour calculer les observables essentiels pour le transport dans un milieu inhomogène tel que nous le décrivons. Les applications numériques nous donnent :

$$N_{\text{int}|f} \simeq 1.3 \left(\frac{\bar{r}_f}{2 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{f_f}{0.05} \right)^{-1} \left(\frac{d_i}{32 \text{ Mpc}} \right)^{-1}. \quad (5.14)$$

Pour les valeurs utilisées dans cette application, on a $f_{i|f} = f_i / f_f = 0.83$: les halos remplissent complètement les filaments. Ceci signifie que pour des valeurs plus élevées de r_i ou n_i , on doit considérer que les centres diffuseurs sont les filaments eux-mêmes, avec les grandeurs moyennes d_f , r_f et B_f que nous avons présentées dans la section A.2. Par contre, si r_i ou n_i ont des valeurs inférieures, on devra utiliser le schéma d'interactions multiples explicité ci-dessus.

On peut enfin vérifier que pour les distances très grandes par rapport à d_f , le nombre d'interactions (donc le temps de retard et la déflexion angulaire) convergent vers les valeurs que l'on obtient dans le cas homogène (du moins pour la propagation rectiligne). En effet, le facteur de remplissage des filaments peut s'écrire en fonction de r_f et de d_f : $f_f \simeq (\pi/2) r_f / d_f$. Sur une distance d , la particule va donc subir $N_{\text{int}|f} d / d_f \simeq d / d_i$ interactions. De façon qualitative, ceci signifie que le nombre d'interactions au sein de chaque filament traversé compense l'absence d'interactions dans les vides. L'effet de regroupement des centres diffuseurs doit donc être important sur des échelles de distances $\lesssim 100 - 200$ Mpc, car la distance entre les filaments est de l'ordre de 30 Mpc. Au-delà de 100 – 200 Mpc, on peut appliquer les résultats du cas homogène.

On ne peut pas exclure a priori qu'une description encore plus réaliste de la distribution des centres diffuseurs produise une loi de probabilité sophistiquée sur les distances d'interactions.

On pourrait alors voir apparaître des effets non standards comme de la diffusion anormale. Les simulations Monte Carlo que nous allons décrire dans la suite tentent de modéliser une distribution plus “réaliste” des centres diffuseurs et de donner des estimations quantitatives sur le transport des particules dans les milieux inhomogènes.

Etude numérique

Nous avons fait propager des rayons cosmiques de ultra-haute énergie en adaptant le code que nous avons présenté dans la section 3.6. Nous distribuons les centres diffuseurs selon la densité de matière, en utilisant à nouveau un cube de simulation cosmologique fourni par Stéphane Colombi. Le cube est constitué de 256^3 cellules et a une taille de 280 Mpc de côté, ce qui donne une résolution de 1.1 Mpc. Nous adoptons deux modèles de distribution pour les centres diffuseurs : un premier où la densité des halos magnétisés est proportionnelle à la densité de matière, et un second plus contrasté, où la densité de halos n_h suit celle de la matière ρ , sauf dans les régions où $\rho < 0.5\langle\rho\rangle$, où l’on force $n_h = 0$.

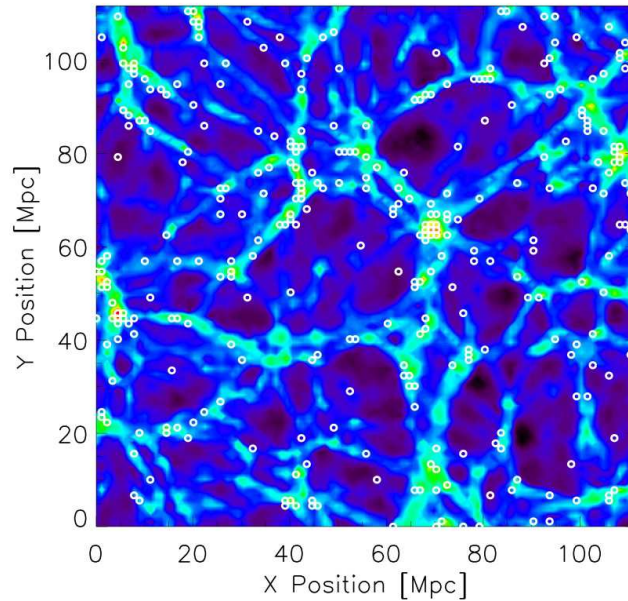


FIGURE 5.4 – Distribution de centres diffuseurs (en blanc) dans les grands structures de l’Univers, pour un modèle où leur densité suit celle de la matière (le contraste de densité de matière est représenté en couleurs). L’épaisseur de cette coupe est de 1.1 Mpc et la densité moyenne de centres diffuseurs de 10^{-2} Mpc^{-3} .

La figure 5.4 montre un exemple de distribution des centres diffuseurs (pour le premier modèle de distribution) dans une coupe du cube de simulation. Le regroupement des centres diffuseurs dans les filaments des grandes structures apparaît de façon évidente, mais on constate que certains objets se retrouvent dans des régions de densité faible, à cause du volume important occupé par ces régions. Par mesure de simplicité, nous modélisons les centres diffuseurs comme des cubes de la taille d’une cellule de la grille de simulation. Chaque cellule est donc occupée par un ou zéro centre diffuseur. Nous suivons ensuite la propagation de rayons cosmiques de différentes énergies en utilisant la méthode décrite dans la section A.3.

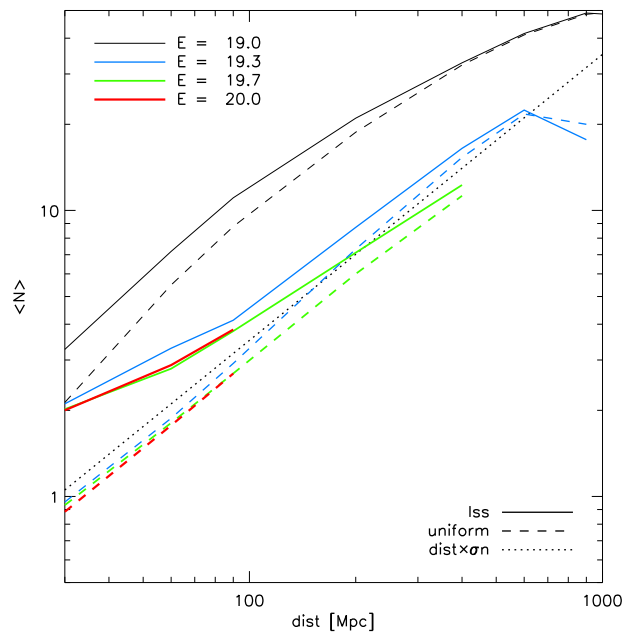


FIGURE 5.5 – Nombre moyen d’interactions avec les centres diffuseurs en fonction de la distance parcourue en un temps $t_{\max}(E)$. Les courbes de différentes couleurs représentent les particules d’énergies croissantes (de haut en bas) indiquées dans la légende. Nous représentons en tirets nos résultats numériques pour une population de centres diffuseurs distribués de façon homogène, et en traits pleins le cas inhomogène, où la densité des centres diffuseurs suit celle de la matière. Les pointillés indiquent les valeurs obtenues pour le calcul analytique dans le cas d’une propagation non diffusive. La densité de centres diffuseurs est telle que $d_i = 32$ Mpc, et chaque halo a un champ magnétique d’intensité $B_i = 3 \cdot 10^{-8}$ G et de longueur de cohérence $\lambda_i = 100$ kpc (en tenant compte de la géométrie cubique des centres diffuseurs de notre simulation, ceci correspond à des halos sphériques de rayon 1 Mpc, avec $B_i = 2.7 \times 10^{-8}$ G et $\lambda_i = 100$ kpc).

Un premier résultat important de ces simulations est que la distance à la première interaction est globalement plus grande que dans le cas d’une distribution homogène de centres diffuseurs. L’écart entre les deux distances est de 40% pour le premier modèle de distribution et de 60% pour le modèle contrasté, mais ne dépend pas fortement de la densité des centres diffuseurs. Un deuxième effet notable est relié à l’environnement de la source : si celui-ci est dense, on s’attend à ce que la densité locale de centres diffuseurs soit élevée et que les particules subissent plusieurs interactions dans les premiers mégaparsecs de leur parcours. En effet, nous remarquons que la distribution de la distance de première interaction ne suit pas une simple loi exponentielle comme dans un cas homogène, mais présente un pic à un mégaparsec, avant de décroître de façon exponentielle. Ces interactions supplémentaires n’affecteront pas la déflexion angulaire totale vue par le détecteur, puisque 1 Mpc vu à une distance de 100 Mpc ne sous-tend qu’un angle de 0.6° . Le temps de retard associé à ce déplacement est relativement faible, de l’ordre de $\delta t \simeq r\delta^2/(2c) \simeq 180 \text{ yr } (r/1 \text{ Mpc})(\delta/0.6^\circ)^2$ (r représente ici la taille de la structure dans laquelle se trouve la source, et δ est l’angle de déflexion associé au déplacement dans cette structure).

On peut voir cet effet dans la figure 5.5, où nous présentons le nombre d’interactions moyen en fonction de la distance parcourue, pour différentes énergies. Les tirets correspondent aux valeurs obtenues pour une distribution homogène des centres diffuseurs ; on peut remarquer que le nombre d’interactions s’annule en même temps que la distance. Par contre, les traits pleins

qui représentent le cas où la densité de centres diffuseurs suit celle de la matière, s'écartent de cette tendance et convergent vers un nombre d'interactions fixé tournant autour de 2. Ce nombre dépend en fait de la densité locale autour de la source et a une variance de l'ordre de l'unité. Pour une source située dans un environnement de densité moyenne, le nombre de ces interactions supplémentaires est négligeable.

Cette figure montre aussi que le nombre d'interactions dans le cas inhomogène converge vers le cas homogène au bout d'une distance $\gtrsim 100 - 200$ Mpc, comme nous nous y attendions. Pour les énergies les plus hautes ($E = 10^{19.7}$ eV et $E = 10^{20}$ eV), nous remarquons un léger décalage entre la prédiction analytique de d_i et le calcul numérique dans le cas homogène : cette différence provient de la géométrie cubique du centre diffuseur. À plus basse énergie (notamment pour $E = 10^{19}$ eV, les particules diffusent sur les différents centres, comme le démontre la pente plus forte de la courbe en tirets noirs. On peut vérifier en particulier que $N_{\text{int}} \sim (l/d_i)^2$ comme prévu. À très grandes distances, cette relation ne tient plus car nous arrêtons la propagation de nos particules au-delà d'un temps t_{max} : ainsi, de moins en moins de particules peuvent parcourir des distances supérieures à $\sim (ct_{\text{max}})^{1/2} d_i^{1/2}$. Les calculs numériques pour le second modèle de distribution des centres diffuseurs montrent les mêmes tendances.

Ces simulations peuvent être utilisées pour évaluer l'angle de déflexion moyen attendu en fonction de l'énergie, ce qui serait directement comparable aux observations. Nous détaillerons ces résultats dans la section suivante.

Pour résumer, les effets d'une distribution inhomogène des centres diffuseurs sont les suivants : lorsque ces derniers sont en corrélation avec les grandes structures, la loi de probabilité de première interaction et le nombre d'interactions s'écartent des valeurs obtenues pour le cas homogène, pour des distances inférieures à environ 100 Mpc. Cette différence dépend de plusieurs facteurs, dont en particulier l'environnement de la source, et le biais entre la distribution des centres diffuseurs et celle de la matière. Malgré tout, pour des échelles de distance supérieures à 100 Mpc, et dans un régime de faible déflexions, on retrouve les résultats du cas homogène que nous avons discuté dans la section précédente.

Les interactions supplémentaires dans l'environnement de la source – si ce dernier est suffisamment dense pour être peuplé de centres diffuseurs – peut accroître légèrement le temps de retard, mais ne modifiera pas la déflexion angulaire totale de façon conséquente. En régime diffusif, les interactions ont lieu sur les filaments si la longueur d'interaction dans les filaments est plus petite que la taille de ces derniers, ou sur des centres diffuseurs dans le cas contraire.

5.2 Conséquences sur le transport des rayons cosmiques

Nous allons maintenant utiliser cet outil pour prédire les observables (images angulaires, anisotropie dans le ciel...) nécessaires à la compréhension de la phénoménologie des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Grâce à la mise en œuvre simple de ce modèle, nous allons pouvoir étudier les effets d'une grande variété de paramètres – qui vont décider que le transport est dans tel ou tel régime – sur ces observables.

5.2.1 Spectre propagé

Il est assez probable que le spectre en énergie d'une source particulière soit modifié par la présence de centres diffuseurs fortement magnétisés, comme le proposent Stanev et al. (2003). Grossièrement, on devrait observer une coupure en dessous de l'énergie E_c définie telle que $\delta\theta_i^2 < 1$ pour $E > E_c$ et $\delta\theta_i^2 \sim 1$ à basse énergie.

Par contre, le spectre en énergie reçu d'un ensemble de sources devrait être similaire à celui correspondant à une propagation rectiligne, à cause des effets de moyenne sur l'ensemble des flux et sur l'ensemble des centres diffuseurs. Cette affirmation est valable si le "théorème de propagation" de Aloisio & Berezhinsky (2004) s'applique (voir l'annexe A.1.4), et si les effets d'horizon magnétique sont négligeables, *i.e.* si la distance entre deux sources $n_s^{-1/3}$ est inférieure à celle de pertes d'énergie et à la longueur de diffusion. Dans les autres cas, il faut calculer le spectre en utilisant les formulations de Berezhinsky & Gazizov (2006) (annexe A.1.4) – avec le coefficient de diffusion que nous allons expliciter.

Si l'on suppose que le processus de diffusion suit la loi normale $\langle r^2 \rangle = 2Dt$, on peut calculer le coefficient de diffusion en utilisant des arguments de marche aléatoire. En particulier, si l'on néglige le temps passé dans la structure magnétisée lors de l'interaction, le coefficient de diffusion dépend de la longueur de diffusion selon la formule classique (équation A.11) : $D = l_{\text{deflex}}c$, où l_{deflex} a été définie dans l'équation (5.5).

Si la particule diffuse à l'intérieur de la structure lors d'une interaction, elle va y rester confinée pendant un certain temps et en ressortira en sens inverse avec un effet "miroir", comme nous l'avons vu dans l'annexe A.2. Considérons par simplicité un seul centre diffuseur. En prenant en compte l'effet du temps de résidence dans la structure, le temps total mis par la particule pour effectuer N pas de sa marche aléatoire devient $Nd_i(1 + \delta t_i c/d_i)/c$. Le coefficient de diffusion D sera ainsi diminué d'un facteur $(1 + \delta t_i c/d_i)$. Comme le temps de résidence $\delta t_i \simeq r_i/c$ est plus petit que la distance typique d_i entre deux centres diffuseurs, cette correction ne sera pas prédominante. D'autre part, on peut noter qu'il suffit de deux interactions à effet "miroir" pour rendre la déflexion isotrope, donc D sera encore diminué d'un facteur 2. L'ensemble de ces deux corrections restent de l'ordre de l'unité.

On peut esquisser rapidement l'évolution du coefficient de diffusion en fonction de l'énergie : à basse énergie (typiquement autour de $E \lesssim 10^{18}$ eV selon les paramètres qui caractérisent les centres diffuseurs), D ne dépend pas de l'énergie, car l_{deflex} correspond simplement au libre parcours moyen \bar{d} . Dans le régime de plus haute énergie, $D \propto E^2$ car $l_{\text{deflex}} \propto \delta\theta_i^{-2} \propto r_L^2$. Notons que cette évolution de D en fonction de E diffère de celle, plus classique, que nous avons vue dans le chapitre 4 : à basse énergie, nous ne sommes pas dans un régime de diffusion de Kolmogorov comme dans le cas de déflexions continues, puisque D est indépendant de E . Dans cette situation, nous ne nous attendons pas à observer d'effets d'horizon magnétique, contrairement à ce que nous avons vu dans le chapitre 4.

Ajoutons que l'influence d'un possible champ magnétique extra-galactique diffus B_{IGM} dans l'Univers peut être négligé sans problème, même à une énergie de l'ordre de $E = 10^{18}$ eV, tant que $B_{\text{IGM}} \lesssim 10^{-11}$ G, car le rayon de Larmor sera alors de l'ordre de $r_L \simeq 100 \text{ Mpc } (E/10^{18} \text{ eV}) \times (B_{\text{IGM}}/10^{-11} \text{ G})^{-1}$.

5.2.2 Déflexion angulaire et temps de retard

Nous allons calculer la déflexion angulaire et le temps de retard résultant de la propagation des particules dans les régimes où l'Univers paraît transparent, translucide et opaque à la diffusion des rayons cosmiques. Nous présenterons aussi à la fin de cette section les résultats que nous obtenons pour ces paramètres à l'aide de nos simulations numériques.

Régime transparent

Le régime transparent, dans lequel $l_{\max} < \bar{d} < l_{\text{deflex}}$, est très simple en matière de propagation : la plupart des particules se propagent en ligne droite sans interagir avec des centres diffuseurs dans le milieu intergalactique. L'angle de déflexion final et le temps de retard par rapport à une propagation rectiligne sont donc quasi-nuls, et on s'attend à voir les sources des particules dans leur direction d'arrivée. Ceci n'est plus le cas pour les sources de type sursautantes comme les sursauts gamma qui, comme nous le verrons dans la section 5.2.5 peuvent introduire une dispersion dans les temps d'arrivée des événements et donc une décorrélation temporelle entre l'observation de la source en rayons cosmiques et en autres particules (photons, neutrinos, ondes gravitationnelles). On peut aussi avoir ce même effet si le temps de vie de la source est limitée, comme nous le verrons dans la section 6.3.1 du chapitre suivant.

La présence d'un champ magnétique extra-galactique diffus dans tout le volume de l'Univers pourrait induire une déflexion angulaire supplémentaire qui expliquerait l'absence de sources dans la direction d'arrivée des événements de plus haute énergie. L'influence d'un tel champ a été discuté dans plusieurs travaux récents (Dolag et al. 2005; Kang et al. 2007; Takami & Sato 2007; Sigl et al. 2004), et peut être pris en compte facilement dans notre traitement numérique, comme nous en discuterons plus loin.

Le champ magnétique de la Galaxie peut aussi jouer un rôle dans la déflexion des particules de plus haute énergie (voir section 3.2). Les modèles existants suggèrent que l'angle typique de déflexion aux énergies extrêmes ($E \sim 10^{20}$ eV) est de l'ordre de quelques degrés (Alvarez-Muñiz et al. 2002; Kachelrieß et al. 2007; Takami & Sato 2008). Il faut cependant être conscient de la complexité de la structure magnétique Galactique et du faible nombre d'observations existantes. Les modèles de champ magnétique de notre Galaxie sont des approximations simples et les angles de déflexion peuvent être plus importants en réalité, notamment s'il existe un halo magnétisé étendu autour du disque Galactique.

Enfin, dans l'hypothèse que la majorité des particules à ultra-haute énergie sont des noyaux lourds, comme l'Observatoire Pierre Auger semble le confirmer (Unger et al. 2007), on devrait aussi obtenir une déflexion plus importante.

Régime opaque

Le régime opaque défini par $\tau > \tau_{\text{eff}} > 1$ correspond à la situation où les rayons cosmiques diffusent de la source au détecteur comme dans un jeu de billard aléatoire, et la déflexion sera de l'ordre de l'unité. Notons qu'il est possible qu'une distribution réaliste du champ magnétique conduisent à des lois de diffusion plus complexes que dans le cas d'une marche aléatoire classique. Ces lois pourraient notamment dépendre du temps de confinement des particules dans les structures magnétisées, et correspondraient alors aux processus de diffusion anormale comme les vols de Lévy, cf. Ball et al. (1987) et Bouchaud & Georges (1990).

Régime translucide

Le régime intermédiaire pour lequel $\bar{d} < l_{\max} < l_{\text{deflex}}$ est intéressant car elle produit une déflexion angulaire typique inférieure à l'unité, mais qui pourrait être suffisante pour expliquer l'absence de contrepartie dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques.

La déflexion angulaire totale étant petite, le transport pourra être vu comme quasi-ballistique, avec un temps de retard par rapport à la propagation parfaitement rectiligne. Pour calculer le temps de retard et la déflexion angulaire cumulés, on utilise les formules présentées dans l'annexe A.2 pour le cas des faibles déflexions (équations A.26 et A.28). À chaque interaction avec un centre diffuseur i , la particule est défléchie de $\delta\theta_i$ avec un retard de δt_i . On rajoute à ces quantités la déflexion et le retard moyens dus au fait que la particule ne se propage pas en ligne droite entre la source et le détecteur. En notant $\delta\alpha$ la déflexion angulaire typique vue par le détecteur entre la direction d'arrivée et la source du rayon cosmique, on peut écrire le temps de retard associé au déplacement transverse par rapport à la ligne de visée : $l\delta\alpha^2/(4c)$, où l est la distance à la source (Alcock & Hatchett 1978). Dans la limite où la profondeur optique est grande ($\tau > 1$) cet angle $\delta\alpha^2$ peut s'écrire (Alcock & Hatchett 1978) :

$$\delta\alpha^2 = \frac{\tau}{3}\delta\theta_i^2. \quad (5.15)$$

En moyenne, la particule subit une interaction à chaque pas de taille \bar{d} , avec une probabilité \bar{d}/d_i de rencontrer une structure de type i . Le temps de retard total et la déflexion acquis sur un parcours de longueur l s'écrivent donc :

$$\delta\alpha^2 = \frac{\tau}{3} \sum_i \frac{\bar{d}}{d_i} \delta\theta_i^2, \quad (5.16)$$

$$\delta t \simeq \tau \sum_i \frac{\bar{d}}{d_i} \delta t_i + \frac{l\delta\alpha^2}{4c}. \quad (5.17)$$

Pour fixer les idées, considérons le cas où un seul type de centres diffuseurs influence la propagation. La déflexion angulaire typique s'écrit alors (toujours en supposant $\tau > 1$) :

$$\delta\alpha \simeq 1.7^\circ \left(\frac{\tau}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{\bar{r}_i}{2 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{B_i}{10^{-8} \text{ G}}\right) \left(\frac{\lambda_i}{0.1 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-1}, \quad (5.18)$$

où \bar{r}_i est la taille caractéristique du centre diffuseur (voir le début de l'annexe A.2). Le temps de retard associé s'exprime :

$$\delta t \simeq 7.0 \cdot 10^4 \text{ yrs} \left(\frac{l}{100 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{\delta\alpha}{1.7^\circ}\right)^2. \quad (5.19)$$

Le second terme dans la partie droite de l'équation (5.17) domine en effet largement sur le premier. On peut facilement vérifier que la relation entre $\delta\alpha^2$ (valeur efficace de l'angle entre la ligne de visée à la source et la vitesse de la particule atteignant le détecteur) et $\delta\theta^2$ (valeur efficace de l'angle de déflexion à chaque interaction avec un centre diffuseur) reste identique dans la limite $\tau < 1$. De plus amples détails sur la formation d'images angulaire seront donnés dans la section 5.2.3.

La profondeur optique pour la diffusion des rayons cosmiques est liée à la distance et aux caractéristiques géométriques des centres diffuseurs selon l'équation (5.4). L'angle de déflexion

calculé en (5.18) peut donc devenir non négligeable pour certains paramètres listés dans la section 3.7. Les centres diffuseurs étant des régions fortement magnétisées, probablement souvent associées à des objets actifs comme des radio-galaxies, il est possible qu'on les confonde avec les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, s'ils sont placés sur la ligne de visée. On pourrait alors concevoir un scénario "ironique" où des rayons cosmiques seraient accélérés dans des sursauts gamma mais seraient diffusés ensuite par des lobes magnétisés de radio-galaxies. Ce dernier serait interprété comme la source de ces particules, car ce serait le seul objet actif observé dans leur direction d'arrivée. Une façon de démasquer cet effet serait de mesurer la distance typique \bar{d} à laquelle se trouvent ces objets. Celle-ci devrait être significativement inférieure à la distance caractéristique aux sources l_{\max} .

Résultats des simulations numériques

Nous avons utilisé les simulations numériques décrites dans la deuxième partie de la section 5.1.2 afin de calculer les déflexions angulaires dues au champ magnétique inhomogène à échelle locale, et pour vérifier la validité des résultats précédents à l'échelle où l'Univers paraît inhomogène. Pour chaque distance l à la source, nous tirons aléatoirement un certain nombre de points sur une grande sphère de rayon l centrée sur la source. À chaque point, nous plaçons une petite sphère qui simule un détecteur. Nous devons avoir suffisamment de petites sphères pour détecter un signal conséquent, mais elles ne doivent pas se superposer, pour éviter de surestimer le flux reçu sur la grande sphère de rayon l . À chaque fois que la trajectoire d'une particule coupe une des petites sphères, on note l'angle entre sa direction d'entrée et la direction de la source. Par itération sur l'ensemble des particules et sur toutes les petites sphères, on reconstruit la distribution des déflexions angulaires.

Les résultats de cette méthode sont présentés dans la figure 5.6 pour différentes énergies de rayons cosmiques, et pour des centres diffuseurs distribués de façon inhomogène comme nous l'avons décrit dans la section 5.1.2. Chaque cellule de la grille cubique contenant un centre diffuseur est doté d'un champ magnétique d'intensité $B_i = 3 \times 10^{-8}$ G et de longueur de cohérence $\lambda_i = 100$ kpc. Comme les cellules sont cubiques, de côté 1.1 Mpc, la déflexion produite par ces cases sera équivalente à celle obtenue pour une cellule sphérique de rayon 1 Mpc et de champ magnétique $B_i = 2.7 \times 10^{-8}$ G. Les valeurs présentées dans la figure 5.6 ont été calculées aux distances suivantes : 1000 Mpc pour $E = 10^{19}$ eV, 600 Mpc pour $E = 10^{19.3}$ eV, 400 Mpc pour $E = 10^{19.7}$ eV et 90 Mpc pour $E = 10^{20}$ eV. Ces distances correspondent grossièrement aux valeurs de $l_{\max}(E)$: ce sont donc les distances caractéristiques à la source.

À une énergie de $E = 10^{20}$ eV, les déflexions moyennes et médianes sont de l'ordre de 3° et 2.6° respectivement. À $E = 10^{19.7}$ eV, les valeurs atteignent 12° et 11.5° , et augmentent encore à plus basse énergie. Ces valeurs sont inférieures d'environ 30% à celles calculées analytiquement dans l'équation (5.18). Cette divergence peut provenir de la légère différence dans le nombre d'interactions subies par la particules dans une distribution inhomogène de centres diffuseurs (voir figure 5.5). La géométrie cubique des centres diffuseurs dans nos simulations peut aussi contribuer à altérer les résultats. L'amplitude de ces déflexions peut bien sûr aussi varier en fonction des paramètres choisis pour modéliser les centres diffuseurs.

Ainsi, dans le cas de *sources à émission continue*, des centres diffuseurs standards ($d_i = 30$ Mpc and $B_i = 10^{-8}$ G) produiraient des déflexions angulaires assez grandes (10° sur une dis-

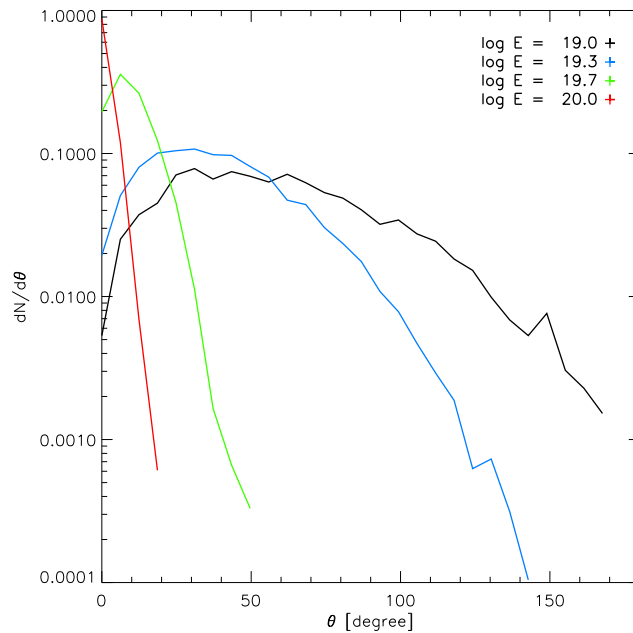


FIGURE 5.6 – Histogramme des angles de déflexion pour les énergies de rayons cosmiques indiquées. Les valeurs ont été calculées pour des distances différentes pour chaque énergie : 1000 Mpc pour $E = 10^{19}$ eV, 600 Mpc pour $E = 10^{19.3}$ eV, 400 Mpc for $E = 10^{19.7}$ eV et 90 Mpc pour $E = 10^{20}$ eV. Comme dans les calculs précédents, la densité des centres diffuseurs est choisie telle que $d_i = 32$ Mpc. Chaque centre diffuseur est doté d'un champ magnétique d'intensité $B_i = 3 \cdot 10^{-8}$ G et de longueur de cohérence $\lambda_i = 100$ kpc (à cause de la géométrie cubique des cellules, cela correspond à un champ de $B_i = 2.7 \times 10^{-8}$ G et $\lambda_i = 100$ kpc dans une cellule sphérique de rayon 1 Mpc).

tance $l = l_{\max}$ pour une énergie de $E = 4 \times 10^{19}$ eV) pour empêcher la détection des sources dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. La limite inférieure d'énergie $E \sim 4 \times 10^{19}$ eV est couramment usitée par les expériences pour chercher les contreparties. La forte évolution de $\delta\theta$ avec l'énergie provient de la forte évolution de l_{\max} en E près du seuil de production de pions. Ceci suggère qu'on devrait trouver des contreparties si l'on se place à suffisamment haute énergie, ce qui bien sûr demande une statistique poussée. Le cas des sources sursautantes sera discuté dans la section 5.2.5.

5.2.3 Images angulaires

La physique de la formation des images angulaires a été étudiée en détail dans les travaux de Waxman & Miralda-Escudé (1996) et Harari et al. (2002b), dans le cas de champs magnétiques irréguliers omniprésents. Dans notre modèle, on peut s'attendre à ce que des effets différents apparaissent lorsque le caractère discret des centres diffuseurs ne peut plus être négligé. Ce sera le cas lorsque $\tau \lesssim 1$, car la profondeur optique τ donne aussi une indication de la couverture d'une région du ciel par les centres diffuseurs.

Dans la limite $\tau \gg 1$ (régime translucide voire opaque si la déflexion n'est pas trop importante), on peut utiliser les résultats de Waxman & Miralda-Escudé (1996) et Harari et al. (2002b) en ré-exprimant les quantités définies dans leur étude pour les adapter à notre situation.

Un point qui nous intéresse particulièrement est la forme de l'image angulaire. Comme l'ont démontré les auteurs précédents, on rencontrera deux cas extrêmes selon que les trajectoires qui relient la source au détecteur sont corrélées ou non dans le milieu diffusif. Si les trajectoires sont décorrélées, l'image sera centrée sur la source et élargie d'un angle $\delta\alpha$. Sinon, l'image apparaîtra déplacée de la position de la vraie source d'un angle $\delta\alpha$, avec une petite dispersion. Dans la limite où $\tau \gg 1$, on retrouvera ces effets sous les conditions : $l\delta\alpha \gg \lambda_i$ (trajectoires décorrélées) et $l\delta\alpha \ll \lambda_i$ (trajectoires corrélées), avec l la distance à la source et λ_i la longueur de cohérence du champ magnétique dans le centre diffuseur. Harari et al. (2002b) montrent que la distortion de l'image ne modifie pas en moyenne le flux reçu de la source dans ces deux cas limites. En particulier, cela signifie que la présence de centres diffuseurs ne modifie pas le nombre d'événements attendu ; seule la disposition angulaire de ces événements multiples est perturbée.

On peut calculer le rapport $l\delta\alpha/\lambda_i$ pour nos paramètres standards des centres diffuseurs (équation 5.4) :

$$\frac{l\delta\alpha}{\lambda_i} \simeq 29 \left(\frac{l}{100 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{\delta\alpha}{1.7^\circ} \right) \left(\frac{\lambda_i}{100 \text{ kpc}} \right)^{-1}. \quad (5.20)$$

Comme λ_i n'excédera jamais quelques centaines de kiloparsecs, on peut remarquer qu'on sera généralement dans le cas $l\delta\alpha > \lambda_i$ et que les images angulaires typiques devraient être élargies de $\delta\alpha$ et centrées sur la position de la source.

Ainsi, dans le régime translucide (voire opaque si la déflexion n'est pas trop importante), l'image de la source sera le plus souvent élargie d'un angle $\delta\alpha$, qui est de l'ordre d'un degré à $E \sim 10^{20}$ eV pour nos paramètres typiques de centres diffuseurs (équation 5.4). À cause des incertitudes inhérentes à ces paramètres, la déflexion peut être plus grande ou plus faible d'un ordre de grandeur.

Dans le régime intermédiaire où $l\delta\alpha \simeq \lambda_i$ on peut s'attendre à des effets plus complexes, comme la formation d'images multiples ou une amplification du flux par des phénomènes de lentille magnétique (voir Sigl et al. 1999 pour une étude numérique de ce dernier effet).

Dans la limite de faible profondeur optique ($\tau \lesssim 1$: régime transparent voire translucide) qui est notamment attendue aux plus hautes énergies ($E \gtrsim 10^{20}$ eV), les déflexions angulaires devraient être faibles ainsi que la distance à la source l . On est donc dans une situation idéale pour avoir $l\delta\alpha \simeq \lambda_i$, d'après l'équation 5.20. On va étudier dans ce qui suit la forme de l'image angulaire produite dans cette limite, ainsi que les effets possibles de magnification et de démagnification du flux. Nous allons voir que ces phénomènes dépendent des valeurs relatives entre le déplacement typique $l\delta\alpha$ dans le plan du centre diffuseur (orthogonal à la ligne de visée vers la source), la taille r_i du centre diffuseur et la distance typique entre deux centres diffuseurs $(n_i l)^{-1/2}$ dans ce plan transverse.

Pour simplifier, nous menons nos calculs en supposant les centres diffuseurs sphériques. Nous montrerons que nos conclusions restent inchangées pour le cas des filaments. Pour étudier la limite $\tau \lesssim 1$, il suffit de supposer qu'il y a seulement un centre diffuseur dans la ligne de visée de la source. On suppose également que la zone magnétisée est centrée sur la ligne de visée.

La forme de l'image angulaire dépend encore du rapport $l\delta\alpha_i/\lambda_i$. Nous allons démontrer dans la suite que le flux reçu par le détecteur est égal à celui attendu en l'absence de diffusion : $F_0 = \dot{N}_{\text{cr}}/(4\pi l^2)$, tant que le centre diffuseur a une taille supérieure à l'image apparente de la source : $\delta\beta_i > \delta\alpha_i$, où l'on note $\delta\beta_i \equiv r_i/l_1$ le demi-angle apparent typique du centre diffuseur placé à une distance l_1 du détecteur. Dans le cas contraire ($\delta\beta_i < \delta\alpha_i$), le flux provenant de la

source est démagnifié par diffusion sur le centre.

On peut supposer que chaque élément de surface du centre diffuseur va diluer le flux unidirectionnel entrant en un faisceau d'angle solide $\delta\Omega \simeq \pi\delta\theta_i^2$ (sous l'hypothèse de faibles déflexions). Vu de la source, on peut alors définir l'angle solide $\delta\Omega_{|s}$, tel que les particules émises sous cet angle $\delta\Omega_{|s}$ puissent être redirigées vers le détecteur. Cet angle s'écrit :

$$\delta\Omega_{|s} = \left(\frac{l_1}{l}\right)^2 \delta\Omega \quad (5.21)$$

La quantité l_1/l correspond au rapport entre le demi-angle du cône d'angle solide $\delta\Omega_{|s}$ et $\delta\theta_i$. Les effets liés à la taille finie des centres diffuseurs sont explicités plus bas.

Parmi le flux arrivant sur l'élément de surface, seule une fraction $\delta\Omega_d/\delta\Omega$ est envoyée vers le détecteur d'angle solide $\delta\Omega_d = A_d/l_1^2$ et de surface A_d (cet angle solide est mesuré depuis le centre diffuseur). On peut alors calculer le flux reçu :

$$\begin{aligned} F &= \frac{\dot{N}_{cr}}{4\pi A_d} \frac{\delta\Omega_d}{\delta\Omega} \min\left(\delta\Omega_{|s}, \frac{\pi r_i^2}{l_2^2}\right) \\ &= F_0 \min\left[1, \left(\frac{l}{l_1}\right)^2 \frac{r_i^2}{l_2^2 \delta\theta_i^2}\right]. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Dans cette équation, $l_2 \equiv l - l_1$ représente la distance entre la source et le centre diffuseur. La taille angulaire de l'image de la source est limitée au minimum entre l'extension produite par déflexion et celle du centre diffuseur (qui est vue de la source sous un angle solide $\pi r_i^2/l_2^2$).

On a donc $F = F_0$ si l'angle solide $\delta\Omega_{|s}$ est inférieur à l'angle solide du centre diffuseur vu de la source (*i.e.* $\delta\alpha_i < \delta\beta_i$). Ceci peut s'interpréter physiquement comme un phénomène de compensation entre l'amplification du flux due à l'image élargie de la source et la dilution du signal dans un faisceau d'angle solide $\delta\Omega$.

Si au contraire, on a $\delta\alpha_i > \delta\beta_i$, l'image de la source sera démagnifiée d'un taux $F/F_0 \simeq \delta\beta_i^2/\delta\alpha_i^2$, qui correspond au rapport entre l'angle solide du centre diffuseur et l'angle solide que l'image de la source aurait si le centre diffuseur avait une taille infinie (voir figure 5.7). On peut généraliser ce résultat au cas d'un centre diffuseur filamentaire en remarquant que le flux est démagnifié du rapport entre la surface du centre diffuseur et la surface projetée (sur le plan du centre diffuseur) du faisceau d'angle solide $\delta\Omega_{|s}$. En utilisant les paramètres typiques précédents des centres diffuseurs et en supposant que $l_2 = l/2$, on trouve :

$$\frac{\delta\alpha_i}{\delta\beta_i} \simeq 0.8 \left(\frac{\delta\alpha_i}{1^\circ}\right) \left(\frac{l}{100 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{r_i}{1 \text{ Mpc}}\right)^{-1}. \quad (5.23)$$

Ces résultats prennent en compte l'influence d'un seul centre diffuseur sur la ligne de visée. Comme la largeur du faisceau dépasse la taille apparente du centre diffuseur, il faut prendre en compte la possibilité qu'une fraction du faisceau interagisse avec des centres diffuseurs en dehors de la ligne de visée. Dans la limite des faibles déflexions, et en supposant toujours $\delta\alpha_i > \delta\beta_i$, le flux reçu du détecteur devrait être donné par l'équation (5.22) ci-dessus, multiplié par le nombre de centres diffuseurs dans le plan orthogonal à la ligne de visée, interceptés par le faisceau d'angle solide $\delta\Omega_{|s}$. Pour éviter les éventuels chevauchements entre les surfaces projetées des centres diffuseurs, on se place dans le cas où $(n_i l)^{-1/2} > r_i$, c'est-à-dire $\tau < 1$. Le nombre de

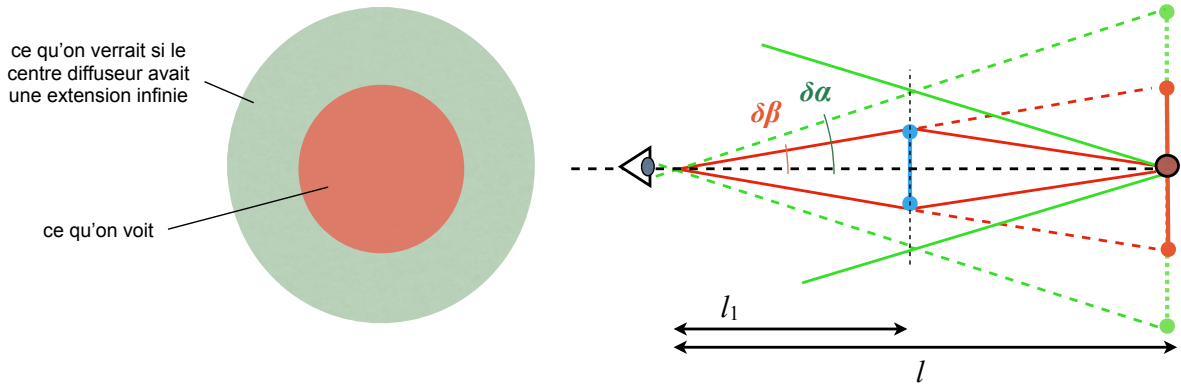


FIGURE 5.7 – Schéma explicatif pour comprendre l’effet de la démagnification dans le cas où $\delta\alpha_i > \delta\beta_i$ (la taille angulaire de l’image de la source est supérieure à celle du centre diffuseur, vu du détecteur). En vert, l’image virtuelle que l’on pourrait avoir en considérant uniquement l’angle de déflexion dû au centre diffuseur, en considérant que ce dernier a une extension infinie. En rouge, le flux effectivement observable. Tout le signal virtuel (en vert) dans le pourtour du disque rouge est “perdu”, ce qui explique la démagnification.

centres diffuseurs interceptés s’écrit :

$$\begin{aligned} N_i &\simeq n_i l l_2^2 \delta\Omega_s \\ &\approx 0.96 \left(\frac{n_i}{10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}} \right) \left(\frac{l}{100 \text{ Mpc}} \right)^3 \left(\frac{\delta\alpha_i}{1^\circ} \right)^2. \end{aligned} \quad (5.24)$$

D’où l’on tire le flux reçu de tous les centres diffuseurs interceptés dans la limite $\delta\alpha_i > \delta\beta_i$:

$$F_{\text{tot}} \simeq N_i F \simeq \tau F_0. \quad (5.25)$$

On peut interpréter ce résultat comme suit : le nombre de centres diffuseurs interceptés est le produit de la densité de surface $n_i l$ et de la surface projetée (sur le plan du centre diffuseur) du faisceau d’angle solide $\delta\Omega_s$. Cependant, le facteur de démagnification est égal au rapport entre la surface du centre diffuseur et ce dernier, donc le facteur de magnification totale est le produit de la densité de surface des centres diffuseurs par la surface d’un centre diffuseur, *i.e.* τ . Cet argument reste valable dans le cas de filaments.

L’équation (5.25) donne la démagnification totale du flux pour une source comportant un centre diffuseur dans sa ligne de visée, dans la limite $\delta\alpha_i > \delta\beta_i$ et $(n_i l)^{-1/2} > r_i$ (*i.e.* $\tau < 1$). Il est intéressant de noter que l’image angulaire est maintenant décomposée en N_i images distinctes, chacune de taille angulaire $\delta\beta_i$ et de flux similaire $\sim F_0 \tau / N_i$, séparées les unes des autres d’un angle $\delta\alpha_i$.

On remarquera aussi qu’en moyenne, il n’y a ni magnification ni démagnification du flux, comme nous nous y attendions. Dans la limite $\tau \gg 1$, cet effet a été étudié par Harari et al. (2002b) en particulier. Pour la limite $\tau < 1$ que nous avons discutée plus haut, il y a deux possibilités : si $\delta\alpha_i < \delta\beta_i$, l’équation (5.22) montre que le flux reste inchangé par diffusion. Si $\delta\alpha_i > \delta\beta_i$, le flux de la source est démagnifié de τ par diffusion, mais cette situation a une probabilité $\simeq \tau$ de se produire (ceci correspond à la probabilité d’avoir un centre diffuseur sur la ligne de visée). Il y a aussi une probabilité $1 - \tau$ de voir la source directement (sans diffusion),

avec des signaux échos de flux τF_0 associés à la diffusion par des structures en dehors de la ligne de visée. Ainsi, le flux total est inchangé en moyenne. On pourra partir de cette moyenne dans certaines configurations, par exemple par effet de lentille magnétique (voir équation 5.20 ci-dessus et Harari et al. 2002b), ou pour des scénarios de source particuliers, comme nous en discuterons dans la section 5.2.5.

5.2.4 Etudes d'effets d'anisotropies dans le ciel

Nous allons évaluer les effets d'anisotropie que l'on pourrait observer dans les différents régimes d'opacité à la diffusion des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Nous nous intéressons notamment à la corrélation attendue avec la densité de matière et à la production de multiplets.

Cas translucide

Dans les cas transparents et translucides, la déflexion angulaire est très faible, donc a priori, on devrait observer la source à proximité de la direction d'arrivée des particules, sauf si les sources sont de type sursautantes comme on l'expliquera dans la section 5.2.5. Pour le cas translucide plus précisément, on peut définir la distance l_0 pour laquelle l'angle de déflexion des particules devient comparable au rayon à l'intérieur duquel on recherche les contreparties. Comme le flux reçu par les sources est proportionnel à l , on s'attend à observer une source derrière les directions d'arrivée d'une fraction l_0/l_{\max} des événements. Ce nombre devrait être inférieur à l'unité, puisque le contraire signifierait que les déflexions angulaires sont très faibles pour toutes les sources, et que les contreparties devraient donc avoir été détectées.

Puisque les sources des protons d'énergie au-delà de la coupure GZK sont forcément situées à moins de 100 – 200 Mpc (voir section 2.6), on s'attend à ce que la profondeur optique des centres diffuseurs varie en fonction de la direction observée, suivant la densité de matière. Afin d'évaluer l'influence de cette variation sur les données existantes et à venir, nous avons construit des cartes du ciel représentant la concentration de matière, en utilisant le catalogue de galaxies PSCz (Saunders et al. 2000). Ce dernier représente actuellement le relevé le plus adéquat pour ce genre d'étude.

Les figures 5.8 et 5.9 présentent la colonne de densité de matière baryonique intégrée sur une distance l qui vaut $l = 40, 80$ Mpc pour la première figure et 120, 160 Mpc pour la deuxième (on a pris ici $H_0 = 70$ km/s/Mpc). Afin de corriger l'incomplétude du catalogue, nous suivons les prescriptions de Saunders et al. (2000) et lisons la distribution des galaxies à l'aide d'un filtre gaussien variable, en utilisant la librairie HEALPix (Górski et al. 2005). La résolution globale sur l'ensemble des cartes est de l'ordre de 7° .

En supposant que la distribution des centres diffuseurs n_i suit celle des galaxies n_g avec un biais : $n_i/\langle n_i \rangle = b_i(n_g/\langle n_g \rangle)$, on peut écrire la profondeur optique :

$$\tau = \langle n_i \rangle \sigma_i l \frac{\int dl b_i(n_g/\langle n_g \rangle) \frac{N_g}{\langle N_g \rangle}}{\int dl n_g/\langle n_g \rangle}, \quad (5.26)$$

avec un préfacteur qui correspond à une profondeur optique moyenne ($\langle n_i \rangle \sigma_i l = \langle \tau \rangle$) et $N_g/\langle N_g \rangle$ la densité de colonne normalisée, qui est justement tracée dans les figures 5.8 et 5.9. Ces cartes donnent donc une estimation de la profondeur optique pour la diffusion des rayons cosmiques,

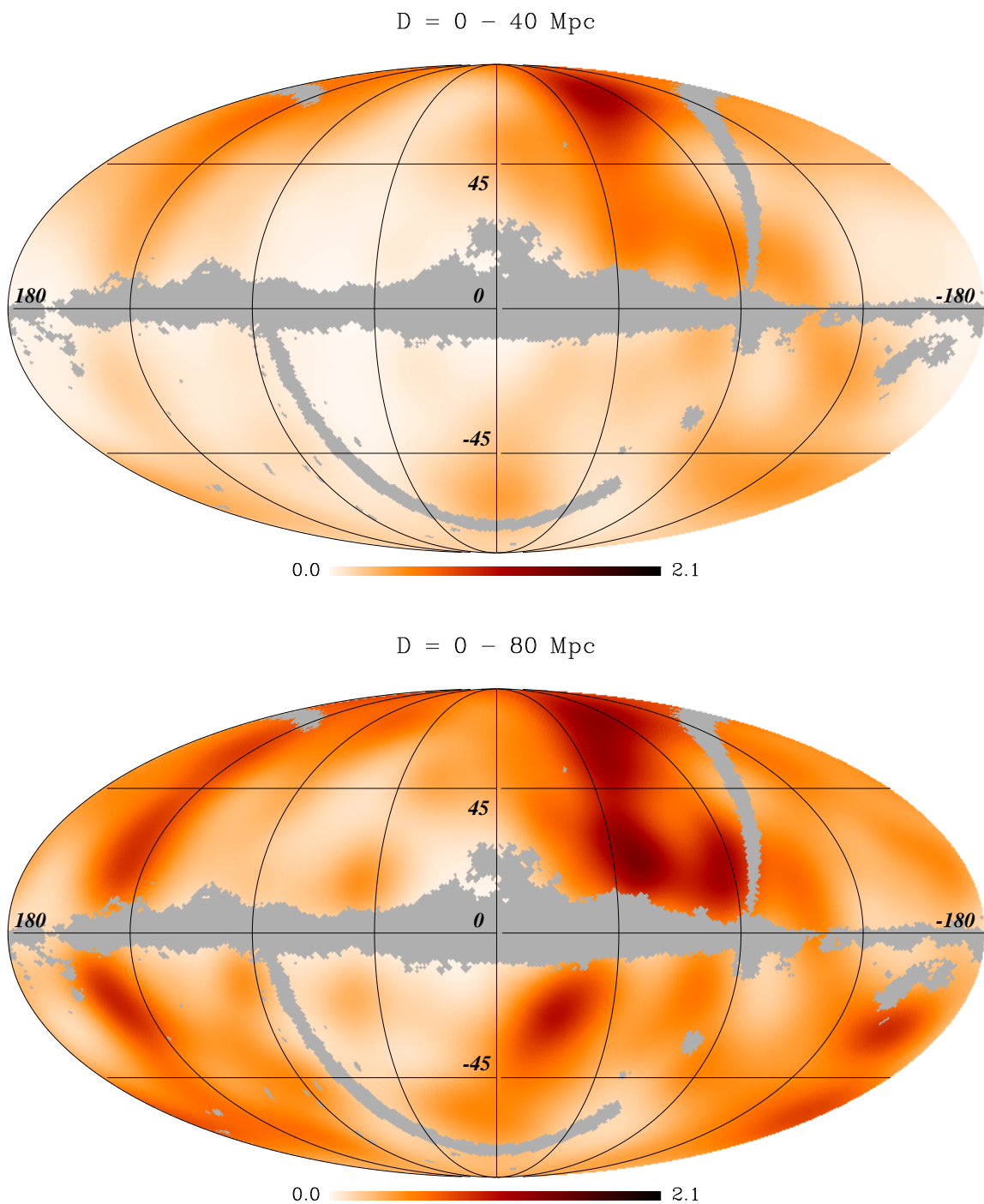


FIGURE 5.8 – Colonne de densité de galaxies d’après le catalogue PSCz (Saunders et al. 2000) intégrée sur les distances $l = 40 \text{ Mpc}$ (haut) et $l = 80 \text{ Mpc}$ (bas) en projection Mollweide. Le code couleur donne la densité de colonne N_g en unité de densité de colonne moyenne $\langle N_g \rangle = \langle n_g \rangle \times 160 \text{ Mpc}$, avec $\langle n_g \rangle$ la densité de galaxies moyenne. Le masque gris indique les régions du ciel qui ne sont pas couvertes par le catalogue PSCz.

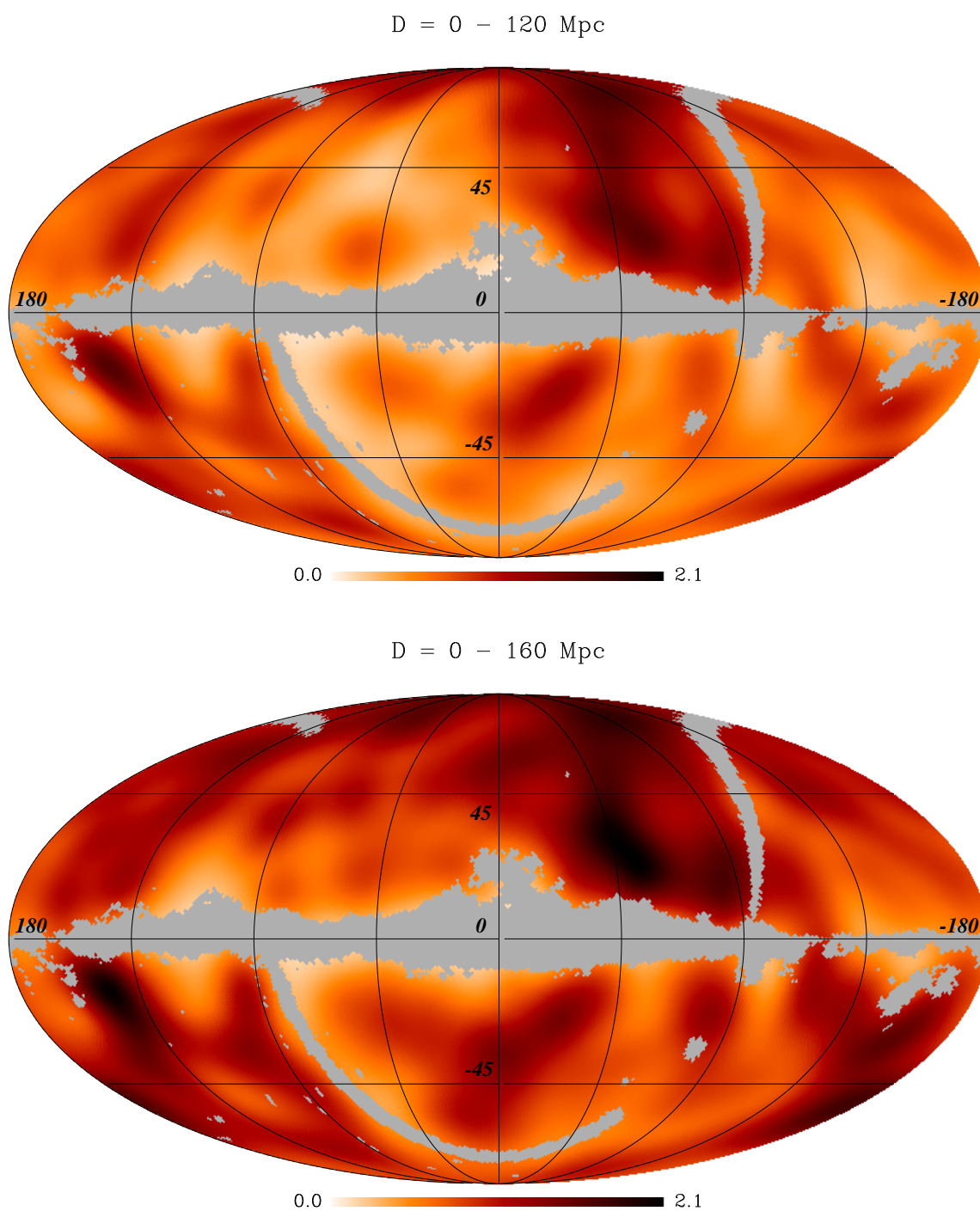


FIGURE 5.9 – Idem figure 5.9 pour des distances d'intégration de $l = 120 \text{ Mpc}$ (haut) et $l = 160 \text{ Mpc}$ (bas).

dans le cas où les centres diffuseurs suivent la même distribution que les galaxies, sans biais. On a alors en effet : $\tau = \langle \tau \rangle N_g / \langle N_g \rangle$. Pour lire les valeurs de τ dans ces figures en utilisant cette équation, il faut prendre $l = 160$ Mpc dans la définition de $\langle \tau \rangle$ et la valeur de $N_g / \langle N_g \rangle$ donnée par la carte. Dans le cas d'un biais complexe, *i.e* $b_i(n_g / \langle n_g \rangle) \neq 1$, le contraste serait accentué dans les cartes 5.8 et 5.9.

On peut remarquer que ces figures donnent aussi une estimation du flux attendu selon les directions du ciel, en supposant que la densité de sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie suit celle des galaxies (avec une distribution non biaisée par rapport à n_{gal}), et bien sûr dans le régime de faibles déflexions. En notant $q(E)$ le taux de rayons cosmiques produits par une source à émission continue comme dans l'équation 2.39, on peut en effet écrire le flux des sources situées à moins d'une distance l , par intervalle d'énergie et par angle solide :

$$\frac{dF}{d\Omega dE}(< l) = q(E) \int_0^l n_i dl' = q(E) N_g . \quad (5.27)$$

Cette formule peut aussi être appliquée dans le cas de sources sursautantes en utilisant les notations de l'équation 2.40.

D'après l'équation (5.18), on a également $\delta\alpha \propto \tau^{1/2}$, ce qui signifie que ces cartes nous donnent aussi la distribution dans le ciel des déflexions angulaires attendues. Pour des valeurs standard de centres diffuseurs (équation 5.4), on a $\langle \tau \rangle = 3$; en injectant cette valeur dans l'équation ci-dessus, on peut voir que selon les parties du ciel observé, on aura $\tau < 1$ donc de petites déflexions, ou $\tau > 1$, des déflexions un peu plus grandes.

Des cartes de déflexion angulaire avaient déjà été produites par Dolag et al. (2004) (voir figure 3.11), en utilisant des simulations numériques contraintes modélisant l'Univers local. Le champ magnétique était omniprésent (bien qu'inhomogène) et généré par des germes de champ à haut décalage spectral. Un avantage de nos cartes par rapport à ces travaux est de pouvoir paramétriser la déflexion attendue en fonction des propriétés des structures diffusives, et donc d'être plus générales. Takami et al. (2006) ont aussi construit des cartes similaires en utilisant le catalogue PSCz pour reconstituer le champ de densité de matière, en utilisant la relation $B \propto \rho^{2/3}$ (voir page 86). Cette loi suppose un effondrement isotrope, mais nous avons longuement discuté de la validité de cette approximation dans les chapitres 3 et 4. Nous avons vu notamment que lors de la formation de structures, les effets de compression et de cisaillement induisaient des lois plus sophistiquées, avec $B \propto \rho$ plutôt qu'une puissance $2/3$. Takami et al. (2006) reconstruisent également le champ de densité de galaxies sur certaines régions en redistribuant aléatoirement les galaxies à partir de la densité à grande échelle du catalogue PSCz, donc leurs cartes sont influencées par ces processus de reconstruction sur des échelles inférieures à $\sim 7^\circ$.

D'après la discussion de la section 5.2.3, le flux d'une source n'est ni magnifié ni démagnifié (à certains effets de lentille près) à la traversée de centres diffuseurs, tant que la taille prédite de l'image de la source ne dépasse pas celle du centre diffuseur. Le flux sera démagnifié dans le cas contraire. On peut remarquer que cela ne contredit pas le théorème de Liouville, qui, appliqué à notre situation, prédit qu'une distribution isotrope de sources devrait donner lieu à une distribution isotrope de directions d'arrivée au détecteur. En effet, si une région particulière du ciel est associée à une déflexion angulaire particulièrement grande, le flux de n'importe quel source ponctuelle sera diluée par déflexion à la traversée de la structure. Cependant, cette déflexion ouvre aussi un angle solide plus grand dans le plan de la source, de façon qu'un nombre

plus important de sources peuvent contribuer, et les deux effets se compensent mutuellement. Ce phénomène a été notamment étudié par Harari et al. (1999) pour la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans le champ magnétique Galactique.

Cas opaque

Dans le cas où $\tau \gg 1$, la direction d'arrivée des événements de plus haute énergie devrait pointer vers la source seulement si celle-ci est située à une distance plus proche que l_{scatt} . Dans le régime diffusif, la distance caractéristique à la source n'est plus l_{max} mais $\sqrt{l_{\text{deflex}} l_{\text{max}}}$, pour prendre en compte le trajet total parcouru par la particule avant de perdre son énergie. Comme on suppose $l_{\text{max}} > l_{\text{deflex}}$, la plupart des sources sont situées au-delà de l_{deflex} .

Dans un régime stationnaire, le flux diffus reçu d'une source située à une distance l est proportionnelle à $1/(l_{\text{deflex}} l)$, donc le flux provenant d'une distance l , avec $l > l_{\text{deflex}}$, est proportionnelle à l^2/l_{deflex} . Par conséquent, la fraction du flux qui peut être reçu de sources situées à moins de l_{deflex} (donnée par l'équation 2.39) est approximativement $l_{\text{deflex}}/l_{\text{max}}$, comme dans le régime non diffusif. Cette quantité donne la fraction d'événements pour lesquels on peut espérer détecter la source. Notons que dans ce régime, on peut encore confondre un centre diffuseur dans la direction d'arrivée d'un rayon cosmique, tout comme dans le régime transparent ou translucide.

Dans l'horizon pour lequel l'Univers apparaît translucide aux particules, on peut aussi calculer la multiplicité attendue pour chaque image. Une condition nécessaire pour observer des images multiples est d'avoir $n_s^{-1/3} < l_{\text{deflex}}$. Le nombre d'événements que l'on s'attend à recevoir d'une source située à une distance l est donné par :

$$N_m \simeq \frac{N_{\text{obs}} f_{\text{cov}}}{n_s 4\pi l^2 l_{\text{max}}} . \quad (5.28)$$

Pour évaluer cette quantité, nous pouvons exprimer le flux reçu de la source et remplacer le nombre d'événements observés N_{obs} dans la formule ci-dessus en utilisant l'équation (2.39). Le paramètre f_{cov} correspond à la sensibilité du détecteur en direction de la source, normalisée à la sensibilité moyenne (*i.e.*, en moyenne $f_{\text{cov}} = 1$). Soulignons que l'équation ci-dessus suppose que toutes les sources ont la même luminosité, ce qui peut être trop restrictif.

Comme $N_m \propto 1/l^2$, la multiplicité maximale N_1 sera associée à la source la plus proche de distance $\sim n_s^{-1/3}$:

$$N_1 \simeq 0.1 f_{\text{cov}} N_{\text{obs}} \frac{n_s^{-1/3}}{l_{\text{max}}} . \quad (5.29)$$

Afin d'évaluer ces quantités numériquement, supposons que $n_s = n_{s,-5} \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. Le nombre d'événements que l'on s'attend à recevoir de la source la plus proche aux énergies supérieures à $4 \times 10^{19} \text{ eV}$ est une fraction $7 \times 10^{-3} n_{s,-5}^{-1/3}$ de tous les événements observés. Ce nombre d'événements devient une fraction $0.02 n_{s,-5}^{-1/3}$ de N_{obs} au-dessus de $E = 6 \times 10^{19} \text{ eV}$ (on pourra voir aussi les calculs de Dubovsky et al. 2000).

On peut noter que les multiplicités calculées ici sont identiques à celles trouvées en l'absence de champs magnétique, car nous nous sommes placés à l'intérieur de la sphère de faible déflexion angulaire.

5.2.5 Signatures de sources sursautantes

Nous avons considéré jusqu'à présent les signatures de sources à émission continue dans le temps. Rares sont cependant les événements ultra-énergétiques qui sont actifs sur des durées comparables à l'âge de l'Univers. Les AGN ont eux-même un temps de vie limité dont la prise en compte peut introduire des dépendances temporelles dans le flux observé (voir chapitre 6). Ils présentent aussi parfois des sursauts très brefs qui peuvent avoir une puissance beaucoup plus importante que l'émission continue, et qui peuvent donc accélérer des particules à plus haute énergie. Les sursauts gamma constituent un autre type de sources sursautantes populaires pour l'accélération des rayons cosmiques à ultra-haute énergie (voir section 1.4). Ce scénario présente cependant une difficulté potentielle : leur taux d'occurrence dans l'Univers étant seulement de $\sim 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$ au sein de l'horizon GZK ($\sim 100 \text{ Mpc}$), on s'attend à observer moins d'un rayon cosmique à $E \sim 10^{20} \text{ eV}$ tous les 150 ans. Waxman (1995a) a montré que ce problème peut être résolu s'il existe une dispersion σ_t assez grande dans les temps d'arrivée des particules, telle que : $\sigma_t \gtrsim 10^3 \text{ ans}$ à énergie $E \sim 10^{20} \text{ eV}$.

D'après les travaux de Waxman & Miralda-Escudé (1996), la valeur de $\sigma_t/\delta t$ dépend du nombre de trajectoires différentes que les particules peuvent suivre entre la source et le détecteur. En effet, si toutes les particules suivent la même trajectoire, on aura $\sigma_t \ll \delta t$, tandis qu'une grande variété de trajectoires devrait donner $\sigma_t \sim \delta t$. Dans notre modèle, l'équation (5.20) montre que cette dernière situation est plus probable : on aura donc en majorité $\sigma_t/\delta t \sim 1$. Il est possible d'autre part que la dispersion des temps soit augmentée par la production stochastique de pions sur le fond diffus cosmologique (Lemoine et al. 1997), ce qui favorise encore $\sigma_t/\delta t \sim 1$.

Cas transparent et translucide

Dans ces régimes, l'équation 5.19 montre que le temps de retard acquis par les particules par rapport à la durée de propagation des photons sera suffisante pour expliquer l'absence de sources dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Les valeurs de cette équation permettent aussi de concilier le faible taux d'occurrence des sursauts avec la détection d'un flux continu sur Terre. On peut calculer le nombre de sursauts gamma qui peuvent contribuer au flux à une énergie E (Waxman & Miralda-Escudé 1996; Waxman 2001) :

$$N_{\text{GRB}}(E) \simeq \dot{n}_{\text{GRB}} \frac{2\pi}{5} l_{\text{max}}^3 \sigma_t . \quad (5.30)$$

Le nombre de sursauts gamma apparents "vus en rayons cosmiques" caractérise la valeur de la fluctuation statistique attendue autour du flux moyen à une énergie donnée (Waxman & Miralda-Escudé 1996). En utilisant l'équation (5.19), on obtient :

$$N_{\text{GRB}}(E) \simeq 88 \left(\frac{\tau}{3}\right) \left(\frac{l_{\text{max}}}{100 \text{ Mpc}}\right)^4 \left(\frac{\bar{r}_i}{2 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-2} \left(\frac{B_i}{10^{-8} \text{ G}}\right)^2 \times \\ \left(\frac{\lambda_i}{0.1 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{\dot{n}_{\text{GRB}}}{10^{-9} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \text{ yr}^{-1}}\right) \frac{\sigma_t}{\delta t} . \quad (5.31)$$

Ce nombre élevé indique que le spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie ne devrait pas présenter de fluctuations statistiques significatives avant des énergies de quelques 10^{20} eV , du moins pour nos paramètres standards de centres diffuseurs.

Tout comme la déflexion angulaire, le temps de retard va dépendre de la direction observée dans le ciel, en $\delta t \propto \tau$. Bien que la valeur du temps de retard (plus précisément sa variance)

contrôle le nombre de sources sursautantes qui peuvent être vues à un temps donné, elle n'influence pas le flux reçu tant que $N_{\text{GRB}} \gg 1$. En effet, une grande valeur de δt implique un grand nombre N_{GRB} (à $\sigma_t/\delta t$ fixé), mais le flux de chaque sursaut gamma décroît d'autant à cause de la grande dispersion σ_t et les deux effets se compensent exactement. Cependant, si à une énergie donnée, on a $N_{\text{GRB}} \lesssim 1$ dans une certaine région du ciel, on devrait observer une coupure dans le spectre mesuré dans cette région, et donc un nombre d'événements réduit.

Voici un exemple clair de cet effet : considérons une région du ciel d'angle solide $\Delta\Omega$, dans laquelle la profondeur optique moyenne est de $\tau < 1$. Alors chaque source a une probabilité $\simeq \tau$ d'avoir un centre diffuseur sur la ligne de visée et donc d'être vue, si le temps de retard est suffisant. S'il n'y a pas de centre diffuseur sur la ligne de visée (probabilité $1 - \tau$), le temps de retard est nul (en première approximation), donc la probabilité d'observer la source dans $\Delta\Omega$ sur une distance l , sachant que la durée d'une expérience est de $\Delta t_{\text{exp}} \sim 10$ ans, est très faible :

$$P = \frac{1}{3} \Delta\Omega l^3 \dot{n}_{\text{GRB}} \Delta \simeq 3 \times 10^{-4} \frac{\Delta\Omega}{0.1 \text{ sr}} \frac{\dot{n}_{\text{GRB}}}{10^{-9} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}} \frac{\Delta t_{\text{exp}}}{10 \text{ yrs}} . \quad (5.32)$$

On notera que 0.1 sr correspond à une région de demi-angle d'ouverture $\simeq 10^\circ$. En pratique, aucune source ne devrait être observée en rayons cosmiques dans cette direction, sauf si elle est située dans un environnement très magnétisé (voir la discussion dans la partie numérique de la section 5.1.2 et l'équation A.28). Comme nous l'avons montré dans la section 5.2.3, on devrait observer des "échos" de cette source venant de centres diffuseurs situés en dehors de la ligne de visée, si l'on a $l\delta\alpha_i \gtrsim (n_i l)^{-1/2}$. Même dans cette situation, le flux total de ces images secondaires serait démagnifié de τ par rapport à celui attendu pour une source sans centres diffuseurs.

En résumé, le flux moyen que l'on s'attend à détecter dans cet angle solide $\Delta\Omega$ est plus faible d'un facteur τ que celui venant des régions pour lesquelles la profondeur optique est supérieure à l'unité. C'est le contraire du cas où la source n'est pas de type sursautante, où l'on devrait voir la source dans la direction d'arrivée des particules si elle est située dans une région du ciel sans centres diffuseurs en avant-plan.

Cas opaque

Dans le régime opaque, la dispersion en temps typique correspond au temps de propagation diffusif. Pour une source située à distance l , on a :

$$\delta t \simeq \frac{l^2}{2l_{\text{deflex}}c} . \quad (5.33)$$

Le nombre de sursauts gamma qui peuvent contribuer au flux de rayons cosmiques à énergie E en tout temps est donc :

$$N_{\text{GRB}} \simeq \dot{n}_s \frac{2\pi}{5} \frac{l_{\text{max}}^5}{l_{\text{deflex}}c} . \quad (5.34)$$

Numériquement, à 10^{20} eV, on a $l_{\text{max}} \simeq 95$ Mpc donc $N_{\text{GRB}} \sim 20$ si $l_{\text{scatt}} = 20$ Mpc, en supposant $\dot{n}_s = 10^{-9} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. N_{GRB} est donc supérieur à l'unité ce qui implique qu'on ne devrait pas détecter de fluctuations statistiques dans le spectre en énergie. Ceci expliquerait aussi pourquoi on détecte les rayons cosmiques de façon presque continue, bien que les sursauts gamma soient des événements si rares.

Il y aura bien sûr une énergie E_c où $l_{\text{scatt}} = l_{\text{max}}$, en deçà de laquelle le régime diffusif ne s'applique plus. Dans ce cas, on doit utiliser les formules du cas translucide. Cette remarque vaut aussi pour les sources situées à l'intérieur de la sphère de faible angle de déflexion (à une distance $l < l_{\text{deflex}}$).

5.3 Interprétation des premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger

En novembre 2007, l'Observatoire Pierre Auger a publié sa première collection de données d'énergie supérieure à 5.7×10^{19} eV (Abraham et al. 2008). Dans ce catalogue, 20 sur 27 événements proviennent de moins de 3 degrés d'un AGN situé à moins de 75 Mpc.

L'interprétation la plus directe de ce résultat est de conclure que les AGN sont les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Cependant, parmi les contreparties observées, une seule est une galaxie de type FR I et les autres sont des galaxies Seyfert communes (voir classification 1.8). D'un point de vue théorique, ceci est inattendu, car ces galaxies ne présentent pas les caractéristiques nécessaires pour accélérer les particules à ultra-haute énergie (Norman et al. 1995b; Lemoine 2008). Même Centaurus A ne semble pas posséder l'énergétique nécessaire pour être une source de rayons cosmiques de ultra-haute énergie (Casse et al. 2002; Lemoine 2008).

D'un point de vue purement expérimental, Gorbunov et al. (2007) ont aussi souligné une anomalie dans cette corrélation. Sous l'hypothèse que les AGN vus dans la direction d'arrivée de ces événements sont les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, ces auteurs calculent le flux attendu en prenant en compte les distances connues de ces objets. Notamment, leur normalisation se base sur l'hypothèse que les événements détectés dans la direction de Centaurus A sont produits par cet objet. Ils remarquent alors que l'Observatoire Pierre Auger n'a collecté aucun événement dans la direction de l'amas de la Vierge, alors qu'au moins six particules seraient attendues (cette région est en effet à la fois dense et proche). Gorbunov et al. (2007) suggèrent donc que ces observations démontrent que les AGN ne sont justement pas les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, sauf si les particules semblant venir de Centaurus A sont en réalité produites par d'autres sources en arrière-plan.

Cependant, l'amas de la Vierge est située dans une zone où la sensibilité de l'Observatoire Pierre Auger est faible. L'absence d'événements venant de cette direction est donc peut-être due à une fluctuation statistique. Les AGN peuvent également avoir des luminosités différentes en rayons cosmiques. On peut aussi imaginer que le champ magnétique Galactique présente une configuration particulière dans la direction de Virgo, qui est située vers le Pôle Nord Galactique. Ceci empêcherait les rayons cosmiques d'arriver de cette direction. La possibilité que les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie soient les AGN détectés ne peut donc pas être complètement négligée. Cependant, beaucoup d'arguments semblent aller à l'encontre d'un tel scénario, et on remarquera surtout que les derniers résultats de l'Observatoire Pierre Auger semblent infirmer la corrélation avec le catalogue d'AGN utilisé.

Une autre interprétation suggère que les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie se concentrent dans les grandes structures, tout comme les AGN. La corrélation observée serait donc une coïncidence. Cette hypothèse mérite d'être étudiée plus en détail, par exemple en utilisant la méthode introduite par Waxman et al. (1997). Kashti & Waxman (2008) ont examiné la

corrélation des événements de l'Observatoire Pierre Auger avec la distribution de matière issue du catalogue PSCz Saunders et al. (2000). Ils trouvent que la distribution des directions d'arrivée est compatible avec celle des grandes structures, si l'on introduit un biais entre les événements et la densité de galaxies. Notons que dans ce scénario, on ne résout pas l'anomalie de l'amas de la Vierge observée par Gorbunov et al. (2007).

Une troisième interprétation de cette corrélation est de supposer qu'une partie au moins de la corrélation observée est accidentelle : ce ne serait pas une corrélation avec les sources mais avec les centres diffuseurs en avant-plan, qui se concentrent eux aussi dans les grandes structures de l'Univers, comme les AGN. L'anomalie de l'amas de la Vierge peut alors être résolue, puisque les sources n'ont plus à être associées à la distribution des AGN. En particulier, les événements semblant venir de la région de Centaurus A pourraient avoir été juste défléchis par cette structure.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, on peut tester ce scénario en comparant la distance caractéristique à la source avec la distance des contreparties observées. Il est intéressant de remarquer que ces deux quantités sont différentes : la distance caractéristique des sources à une énergie 6×10^{19} eV est de l'ordre de ~ 200 Mpc, ce qui est largement supérieur aux 75 Mpc auxquels sont observés les contreparties. Ce phénomène a été évoqué dans la publication de Abraham et al. (2008), qui proposent que leur échelle d'énergie pourrait être sous-estimée de $\sim 30\%$, auquel cas, les deux distances seraient en accord. Il est aussi possible que les critères de sélection de la prescription aient introduit un biais dans la valeur de la distance.

On peut calculer la probabilité qu'un événement donné observé à une certaine énergie E provienne d'une certaine distance l , en utilisant la fraction du flux produit par des sources situées à moins de l , pour E . Cette loi de probabilité peut être calculée en utilisant les techniques développées par Berezhinsky et al. (2002), puis tabulées. On calcule alors ensuite la probabilité de voir 20 événements parmi 27 d'une source située à moins de 75 Mpc, en utilisant les énergies des événements rapportés dans Abraham et al. (2008). Cette probabilité est faible (de 3% environ) : on a en moyenne 15 événements sur 27 venant de 75 Mpc (voir figure 5.10). Si l'on se restreint aux événements qui sont en dehors du plan Galactique ($|b| > 12^\circ$), où 19 événements sur 21 corrélerent, la probabilité devient marginale : de l'ordre de 0.1% (la moyenne est de 7 événements sur 11 dans 75 Mpc). Enfin, si l'on se restreint aux données collectées après mai 2006 qui sont en dehors du plan Galactique, parmi lesquels 9 sur 11 corrélerent, la probabilité devient de l'ordre de 10%, avec une moyenne de 7 événements sur 11 dans 75 Mpc. Dans ce dernier cas, le signal est moins significatif, mais les statistiques sont aussi plus faibles. Ces calculs ne tiennent pas compte des incertitudes en énergie ni de l'aspect continu des pertes d'énergie, donc les valeurs ci-dessus doivent être lues avec précaution. Cependant, ces estimations sont en accord avec celles de Harari et al. (2006), qui indiquent que 50% des protons d'énergie $E > 6 \times 10^{19}$ eV devraient provenir de distances inférieures à 100 Mpc et 90% de distances inférieures à 200 Mpc.

La discussion ci-dessus suggère – sauf dans le cas où l'énergie serait sous-estimée ou si un artefact expérimental est présent – que la distance aux sources calculée par Abraham et al. (2008) est inférieure à celle attendue. D'après l'étude que nous avons menée dans ce chapitre, il est possible que cette corrélation avec les AGN identifie en réalité des centres diffuseurs qui corrélerent avec ces AGN, plutôt que les sources de rayons cosmiques de ultra-haute énergie. En d'autres termes, l'Observatoire Pierre Auger observe peut-être, du moins partiellement, la dernière surface de diffusion, plutôt qu'une population de sources. Notre étude n'explique pas pour

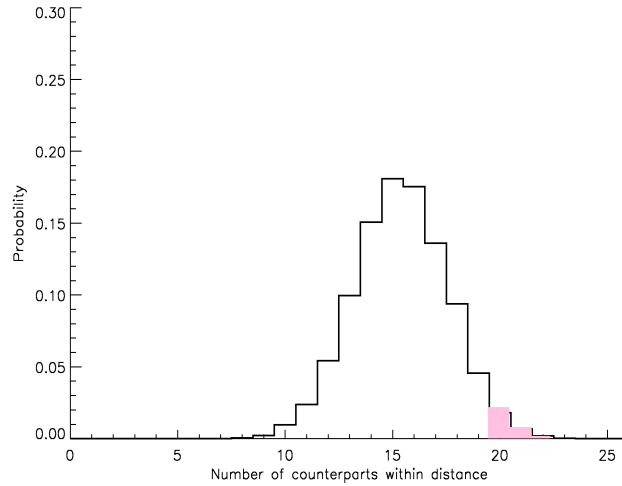


FIGURE 5.10 – Probabilité d’observer un nombre d’événements (en abscisses) parmi 27 venant de sources situées à moins de 75 Mpc. La partie hachurée en rose représente la probabilité de voir plus de 20 événements sur 27 d’une source à moins de 75 Mpc : cette probabilité est de 3% environ.

l’instant pourquoi on observerait préférentiellement une corrélation avec des centres diffuseurs en avant-plan ; nous donnons un début d’explication plus bas.

Afin d’estimer la fraction d’événements éventuellement contaminés par cette pollution, on peut procéder comme suit. On suppose d’abord que la déflexion totale subie par les particules d’énergie $> 6 \times 10^{19}$ eV est inférieure au rayon de 3° utilisé par l’Observatoire Pierre Auger pour la recherche de sources. On peut alors calculer la fraction de galaxies dans le catalogue PSCz qui sont à moins de $l = 200$ Mpc, et qui sont situées dans le ciel à moins de 3° d’un AGN lui-même à moins de 75 Mpc. Le choix de cette distance de $l = 200$ Mpc est motivé par le fait que 90% des événements d’énergie $> 6 \times 10^{19}$ eV proviennent d’une distance inférieure à 200 Mpc (Harari et al. 2006). On pondère chaque galaxie à l’aide de la fonction de sélection du catalogue PSCz, à une distance l de cette galaxie, afin de prendre en compte l’incomplétude du catalogue. On pondère aussi chaque galaxie d’un facteur $1/l^2$ pour rendre compte de la dilution du flux au cours de la propagation. Le catalogue PSCz est utilisé ici comme traceur de la population de sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, et on calcule tout simplement la probabilité de coïncidence angulaire avec l’échantillon d’AGN.

Cette probabilité est de 0.31, ce qui suggère que 31% des événements au-dessus de 6×10^{19} eV peuvent corrélérer accidentellement avec des AGN, en supposant que les galaxies PSCz constituent un traceur non biaisé de la population de sources, et que la déflexion magnétique est beaucoup plus faible que 3° . Notons que cette estimation ne prend pas en compte l’effet du champ magnétique. Si l’on devait se restreindre à un rayon angulaire de 2° pour prendre en compte une déflexion angulaire supplémentaire due à la Galaxie, la probabilité ci-dessus devient de 25%. Pour référence, la probabilité qu’une direction aléatoire du ciel se trouve à 3° d’un AGN (situé à moins de 75 Mpc) est de 0.22 (et de 0.11 pour un rayon de 2°). Cette dernière valeur donne le taux de couverture de ces AGN dans le ciel.

Afin de prendre en compte les effets de la déflexion magnétique, on peut réitérer la procédure ci-dessus et calculer la probabilité de coïncidence d’être à 3° d’un AGN, en supposant que

l'événement a été déplacé aléatoirement d'un angle $\delta\alpha$ de la position de la galaxie tirée du catalogue PSCz. Bien sûr, on retrouve une probabilité de 0.31 pour $\delta\alpha \rightarrow 0$ et une probabilité 0.22 correspondant à une distribution de sources isotrope pour $\delta\alpha \sim 1$ (quantitativement, $\delta\alpha \gtrsim 45^\circ$ donne une probabilité de 0.22). Il est intéressant de remarquer que la fraction d'événements contaminés augmente lorsque $\delta\alpha$ devient de l'ordre de quelques degrés : elle vaut 39% pour $\delta\alpha = 1^\circ$, 48% pour $\delta\alpha = 3^\circ$, puis décroît pour atteindre 45% pour $\delta\alpha = 5^\circ$ et 43% pour $\delta\alpha = 7^\circ$, etc. Si le rayon de la corrélation avec les AGN est restreint à 2° , pour permettre une déflexion supplémentaire par le champ magnétique Galactique, ces valeurs deviennent de : 21% pour $\delta\alpha = 1^\circ$, 29% pour $\delta\alpha = 3^\circ$ et 25% pour $\delta\alpha = 5^\circ$.

Les estimations ci-dessus indiquent que, sous les hypothèses de la discussion ci-dessus, l'effet de confusion ne devrait pas affecter tous les événements de l'Observatoire Pierre Auger, mais une fraction significative néanmoins, qui peut atteindre jusqu'à $\simeq 50\%$. De plus, ces résultats montrent que la déflexion magnétique pourrait être supérieure à 3° et pourtant induire une fausse corrélation relativement importante avec les AGN. Le fait que dans les résultats récents de l'Observatoire Pierre Auger, le taux de corrélation semble s'affaiblir jusqu'à 40% va dans le sens de cette interprétation.

Une explication éventuelle de cette fausse corrélation pourrait provenir du scénario dans lequel les sources des rayons cosmiques sont des sursauts gamma. Comme il a été démontré dans la section 5.2.5, on s'attend dans ce cas à observer un taux d'événements provenant de régions où la densité est faible en avant-plan inférieur d'un facteur τ (τ étant la profondeur optique) par rapport à celle venant de régions où la profondeur optique est supérieure à un. La raison principale de ce phénomène est qu'une source a une probabilité $\sim \tau$ d'être située derrière un centre diffuseur qui lui permettrait d'acquérir un temps de retard suffisant pour que la source devienne observable avec une probabilité raisonnable. Au contraire, un sursaut gamma proche sans centre diffuseur sur sa ligne de visée a une probabilité négligeable d'être vue sur une durée de quelques années, à cause de son faible taux d'occurrence. Bien qu'il soit difficile de donner des estimations simples de l'amplitude de ces effets sur le taux de fausses corrélations, on peut voir facilement que ceux-ci tendent à augmenter cette fraction, en donnant plus de poids aux régions de grande densité en avant-plan (là où les AGN sont plus nombreux).

Abraham et al. (2008) ont étudié l'évolution de la probabilité d'hypothèse nulle pour une distribution de sources isotrope en faisant varier trois critères : le rayon de recherche, le décalage spectral maximal des AGN et l'énergie minimale (voir figure 5.11). Le minimum de probabilité (qui indique une corrélation maximale avec les AGN) correspond à un rayon de recherche de 3.2° . Ce minimum peut être interprété comme une estimation de l'amplitude de la déflexion magnétique Galactique et intergalactique, si l'on suppose que les sources corrélaient exactement avec les AGN. D'après la discussion ci-dessus, on peut remarquer que ces valeurs peuvent être des estimations biaisées et que la déflexion intergalactique peut être légèrement supérieure. L'augmentation de la probabilité d'hypothèse nulle à un rayon de recherche plus grand dans les données de l'Observatoire Pierre Auger correspond au fait que le taux de couverture de la surface de recherche augmente rapidement avec le rayon (il est déjà de 0.50 à 6°). En ce qui concerne l'évolution du décalage spectral, on s'attendrait dans ce modèle à ce que la corrélation persiste jusqu'à une distance de 200 Mpc, si le rayon de recherche est plus grand que la déflexion intergalactique typique. Abraham et al. (2008) ne montrent pas la corrélation au-delà de 100 Mpc, mais il nous a été confirmé par des personnes de la collaboration que la corrélation a tendance à augmenter au-delà de cette distance, à cause du nombre de plus en plus élevé d'AGN.

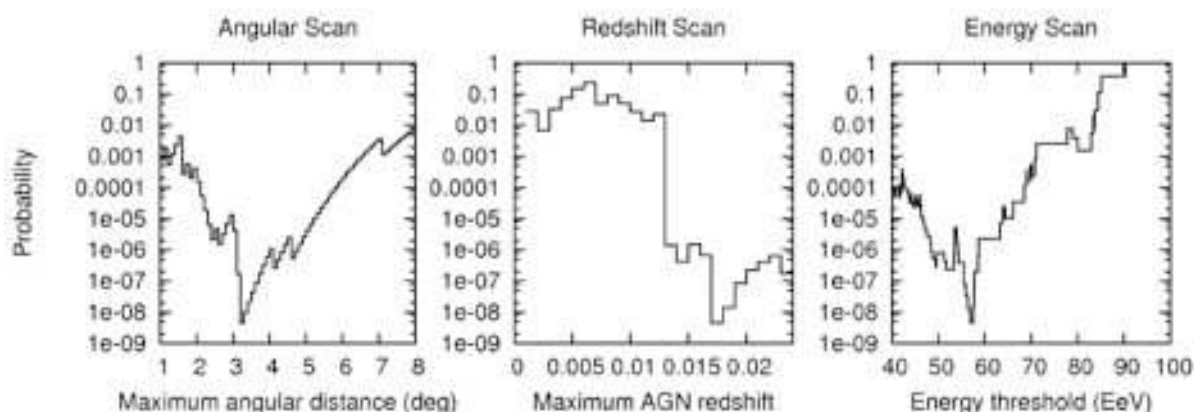


FIGURE 5.11 – La variation de la probabilité d’hypothèse nulle (distribution isotrope) en fonction du rayon de recherche autour des AGN (à gauche), du décalage spectral maximal des AGN (centre) et du seuil d’énergie des rayons cosmiques (à droite), pour les données de l’Observatoire Pierre Auger. Dans chaque cas, les deux autres paramètres sont fixés à la valeur qui produit la probabilité minimale absolue. (Source : Abraham et al. 2008.)

Il faut souligner que dans cette interprétation, la corrélation avec les AGN ne devrait pas persister si l’on baisse le seuil en énergie. En effet, la distance maximale de propagation des particules d’énergie observée 4×10^{19} eV est de l’ordre de 500 Mpc, échelle sur laquelle l’Univers paraît isotrope. Ainsi, à ces énergies, le flux reçu est de plus en plus isotrope, et la présence de centres diffuseurs dans la ligne de visée ne peut pas produire d’anisotropies sur un ciel où les sources sont distribuées de façon isotrope (voir la discussion dans la section 5.2.3 et la discussion sur l’application du théorème de Liouville dans Harari et al. 2002b). La fraction du flux produite par l’arrière-plan isotrope a été estimée par Harari et al. (2006) en l’absence de champ magnétique extra-galactique ; il atteint 83% pour $E > 3 \times 10^{19}$ eV et 3.6% pour $E > 5 \times 10^{19}$ eV. La forte tendance à l’isotropie lorsque l’énergie seuil décroît est donc claire. Cet effet est présent, du moins qualitativement, dans les données de l’Observatoire Pierre Auger (voir figure 5.11).

Enfin, il nous semble que la comparaison entre la distance apparente des sources et celle attendue, que nous avons faite plus haut, reste la vérification la plus directe et simple de notre interprétation. Comme il y a une dégénérescence non négligeable entre la distance de source attendue et la calibration en énergie, il est impératif d’obtenir une calibration à l’aide d’autres méthodes aussi fiables que possibles.

Il semble aussi important de collecter les directions d’arrivée événement par événement, en se focalisant sur les particules les plus énergétiques. Dans le catalogue donné par Abraham et al. (2008), il n’y a qu’un seul événement au-dessus de 10^{20} eV, dont la direction d’arrivée est à relativement basse latitude super-Galactique ($b_{SG} \simeq -6.5^\circ$). Dans le scénario ci-dessus, on devrait s’attendre à trouver un centre diffuseur ou une source dans la ligne de visée. Il serait intéressant de chercher dans cette direction des traces d’émission synchrotron locales dans le domaine radio, qui attesterait de la présence d’un champ magnétique intergalactique amplifié à cet endroit. Un nombre plus important d’événements à ces hautes énergies, que l’on s’attend à avoir avec les futurs détecteurs Auger Nord et JEM-EUSO, permettraient d’avoir une vue plus claire de cette situation.

Enfin nous pouvons rajouter un dernier mot concernant les sources de type sursautantes :

les sursauts gamma sont probablement les sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie les plus insaisissables. Leurs prédictions principales sont qu'aucune contrepartie ne devrait être détectée, que les flux devraient présenter des variations significatives par rapport à la moyenne à suffisamment haute énergie (quelques 10^{20} eV), et que les multiplets d'événements devraient être proches en énergie. Les données actuelles ne violent aucune de ces prédictions, mais il est clair que des expériences de large couverture au sol qui permettraient de mesurer le flux aux énergies extrêmes sont nécessaires pour distinguer ces effets.

Il est certain qu'une grande partie de la physique et de l'astrophysique des sources des rayons cosmiques et des champs magnétiques attend encore d'être dévoilés par les détecteurs actuels et à venir.

Chapitre 6

Propagation de noyaux dans les amas de galaxies et étude de leurs émissions secondaires

6.1	Modélisation d'un amas de galaxies dans le cadre de la propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie	147
6.1.1	Le champ magnétique	147
6.1.2	Les sources possibles	150
6.1.3	Les fonds de photons et de baryons	151
6.2	Propagation de protons et de noyaux : techniques numériques	152
6.3	Résultats et discussions	154
6.3.1	Spectre des rayons cosmiques	154
6.3.2	Neutrinos secondaires	159
6.3.3	Rayons gamma secondaires	165

Les amas de galaxies sont considérés comme des régions idéales de production de particules secondaires pour plusieurs raisons. Ce sont tout d'abord des régions denses de l'Univers qui concentrent plusieurs types de sources possibles de rayons cosmiques de ultra-haute énergie : des AGN, des objets stellaires compacts ou encore des chocs d'accrétion. D'autre part, les amas de galaxies présentent des fonds de photons et de baryons plus importants que dans le milieu extra-amas. En effet, les observations en rayons X de l'émission brehmstrahlung dans les amas ont montré qu'une grande fraction de la densité de baryons cosmologique est contenue dans le gaz intra-amas (White & Fabian 1995). La forte concentration de galaxies produit par ailleurs une surdensité locale de photons infrarouges (Lagache et al. 2005).

Enfin, la caractéristique remarquable des amas de galaxies en termes de propagation de rayons cosmiques est certainement leur forte magnétisation. Comme nous l'avons décrit dans la section 3.3, les amas de galaxies sont les seules régions extra-galactiques où le champ magnétique a pu être observé. Sa valeur peut atteindre quelques microGauss sur des échelles de l'ordre de ~ 10 kpc pour des amas normaux (Kim et al. 1991; Clarke et al. 2001; Clarke 2004), jusqu'à $10 - 40 \mu\text{G}$ sur des échelles de $3 - 5$ kpc pour les amas à cœur froid (Taylor & Perley 1993; Enßlin & Vogt 2006). Des champs magnétiques aussi intenses permettent de confiner aisément des rayons cosmiques d'énergie $E \lesssim 5 \times 10^{17} \text{ eV} \times Z$, avec Z la charge électrique, sur plusieurs centaines de millions d'années (voir annexe A.1.3). Les rayons cosmiques qui se propagent à l'intérieur de l'amas peuvent subir des interactions avec les fonds photoniques et baryoniques importants, et produire des neutrinos et des photons secondaires qui pourraient être détectés avec les expériences actuelles et à venir.

On trouve de nombreux travaux analytiques et semi-analytiques sur ce sujet (Dar & Shaviv 1995, 1996; Berezhinsky et al. 1997; Colafrancesco & Blasi 1998; de Marco et al. 2006; Armengaud et al. 2006; Murase et al. 2008a; Wolfe et al. 2008). Ces auteurs estiment les flux de neutrinos et de photons secondaires, ainsi que la contribution des amas au spectre total des rayons cosmiques, en supposant un spectre d'injection de protons, un régime de diffusion de type Kolmogorov dans le champ magnétique, et un profil à symétrie sphérique pour la distribution du gaz. Des simulations numériques de propagation de protons de haute énergie dans le champ magnétique tridimensionnel d'un amas ont aussi été effectuées par Rordorf et al. (2004).

On peut conclure de ces études que la détection de neutrinos d'énergie de l'ordre du PeV semble compromise pour des amas individuels avec la nouvelle génération de détecteurs comme IceCube ou KM3Net. L'émission intégrée sur l'ensemble des sources a cependant une chance d'être observée, selon la luminosité de la source en rayons cosmiques et selon la densité du milieu ambiant dans l'amas. Des signaux en rayons gamma dans le domaine du GeV et du TeV peuvent également être observés, bien que cette assertion dépende encore une fois des paramètres physiques supposés. En particulier, Colafrancesco & Blasi (1998) trouvent que la population des amas peut contribuer à une fraction de $\sim 0.5 - 2\%$ du fond gamma diffus, et sélectionnent une liste d'amas qui pourraient être observables en gamma avec le télescope spatial Fermi. Armengaud et al. (2006) obtiennent des résultats moins optimistes, mais trouvent néanmoins qu'une source située à 20 Mpc, de luminosité telle qu'elle contribuerait à 20% du rayonnement cosmique observé, et avec un indice spectral d'injection allant de 2.3 à 2.7 pourrait être observée par Fermi, HESS-2 et MAGIC.

Il est important de remarquer que toutes ces études supposent en général une symétrie sphérique pour la modélisation du fond baryonique et du champ magnétique de l'amas (sauf Rordorf et al. 2004 et Armengaud et al. 2006 qui font propager des protons dans le champ magnétique d'un amas simulé). L'influence du fond de photons infrarouge n'a été pris en compte que dans les travaux de de Marco et al. (2006), mais d'une façon très optimiste. Enfin surtout, tous ces auteurs étudient la propagation de *protons* dans les amas de galaxies.

La composition chimique des rayons cosmiques de haute énergie est cependant une question ouverte, comme nous l'avons évoqué dans la section 1.8. Les données de KASCADE et des expériences avant l'avènement de l'Observatoire Pierre Auger semblent indiquer que les éléments lourds dominent au niveau du genou, puis qu'il y a une transition vers une composition légère vers $E \sim 10^{18.5}$ eV (Apel et al. 2008; Bird et al. 1993b; Shinozaki & et al. 2005; Abbasi et al. 2005). Les résultats de l'Observatoire Pierre Auger suggèrent au contraire une composition mixte, qui pourrait même être lourde aux plus hautes énergies (Unger et al. 2007).

Nous avons décrit dans la section 2.1.4 les interactions subies par les noyaux de nombre de masse $A > 1$, et nous avons vu qu'ils présentaient le double avantage d'avoir de grandes longueurs d'interaction pour les éléments lourds, ainsi que d'être plus facilement confinés à cause de leur charge élevée. Ce confinement leur permet d'être accélérés à des énergies plus élevées, en l'absence de processus de pertes d'énergie, et si les noyaux survivent au milieu dense de la source.

La question de survie des noyaux peut être aussi soulevée dans le cadre de la propagation dans les amas de galaxies, si l'on considère que des sources injectent une composition mixte dans le milieu intra-amas. Il n'existe pas de prédiction valide de la composition attendue à la source, notamment parce que nous avons aujourd'hui très peu d'information sur les paramètres

physiques qui gouvernent l'accélération et la survie des noyaux dans ces objets puissants. Il est malgré tout raisonnable de supposer une composition similaire à celle des rayons cosmiques galactiques en tant que cas d'étude. Le temps de diffusion dans le champ magnétique augmentant avec la charge Ze de la particule, les noyaux lourds devraient rester confiner sur de plus longues durées dans la structure, et conduire à un nombre d'interactions plus élevé qui pourraient complètement désintégrer la particule originelle. Des signatures distinctives de ces effets de propagation pourraient être observées sur le spectre produit, ainsi que sur les flux de neutrinos et de rayons gamma.

Nous avons donc étudié les conséquences de l'injection d'une composition chimique mixte dans des amas de galaxies, en calculant le spectre propagé des rayons cosmiques, ainsi que les flux de particules secondaires. Nous avons pour ce faire élaboré un code de propagation qui permet de traiter les interactions baryoniques et photoniques pour les protons et noyaux primaires et secondaires, ainsi que la propagation dans le champ magnétique. Les flux de rayons gamma sont calculés dans une deuxième étape à l'aide d'un code de cascades électromagnétiques unidimensionnel. Nous modélisons les amas de galaxies en utilisant les sorties tridimensionnelles de simulations magnétohydrodynamiques (MHD) de Dubois & Teyssier (2008), en distinguant les cas avec et sans cœur froid.

6.1 Modélisation d'un amas de galaxies dans le cadre de la propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Dans cette section, nous discutons la modélisation d'amas de galaxies dans le cadre de la propagation de rayons cosmiques. Ceci inclut une modélisation tridimensionnelle du champ magnétique, du fond de photons infrarouge, de la densité baryonique et un choix adéquat de sources pour l'injection.

6.1.1 Le champ magnétique

Nous avons vu dans la section 3.3 que les amas de galaxies peuvent globalement se ranger dans deux catégories : celles avec et sans cœur froid. Cette bimodalité a une conséquence certaine sur le du champ magnétique : les amas à cœur froid ont des champs beaucoup plus intenses et turbulents en leur centre, ce qui peut jouer un rôle dans le confinement des rayons cosmiques.

Nous modélisons nos amas de galaxies en utilisant les sorties tridimensionnelles des simulations numériques MHD de Dubois & Teyssier (2008), qui ont été exécutées avec le code grille à pas adaptatif RAMSES (Teyssier 2002). On a déjà discuté de la différence de ce travail par rapport aux autres groupes dans la section 3.5. Dubois & Teyssier (2008) incluent dans leur programme l'évolution de la matière noire, du gaz et du champ magnétique, et prennent en compte les processus suivants : le réchauffement par rayons UV, le refroidissement de l'hydrogène et de l'hélium et la formation stellaire. L'évolution de l'amas de galaxies a été suivie jusqu'à $z = 0$ dans une cosmologie standard Λ CDM avec les paramètres $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.04$, $H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ et $\sigma_8 = 0.9$. L'amas à cœur froid, à $z = 0$, présente les propriétés suivantes : le rayon au sein duquel la surdensité moyenne est égale à 200 vaut $R_{200} = 1.1 h^{-1} \text{Mpc}$, la masse du viriel vaut $M_{200} \equiv 200 \times (4\pi/3)\rho_c R_{200}^3 = 3.5 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$ (où ρ_c est la densité critique), et la température en X est de $T_X = 5.1 \text{ keV}$.

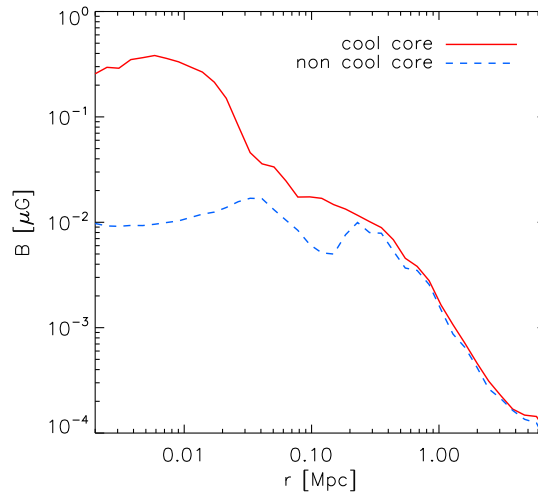


FIGURE 6.1 – Profils de champ magnétique d’amas de galaxies simulés par Dubois & Teyssier (2008). L’intensité du champ moyenné sur des coquilles sphériques est représentée pour l’amas à cœur froid (traits pleins rouges) et pour l’amas sans cœur froid (pointillés bleus). Dans nos simulations, l’intensité du champ magnétique est re-normalisé globalement afin d’obtenir un champ de 1, 3 or 10 μG au centre de l’amas à cœur froid, et 1 μG pour les amas sans cœur froid.

Cette simulation à grille adaptative nous permettrait d’avoir une résolution très poussée de $1.2 h^{-1}\text{kpc}$ au centre de l’amas, mais dans la pratique, nous avons lissé les données sur une grille fixe de 256^3 cellules pour une taille de $5 h^{-1}\text{Mpc}$, ce qui nous donne une résolution de $19.5 h^{-1}\text{kpc}$. Les auteurs ont effectué deux simulations : une qui inclue le refroidissement atomique et qui a donné lieu à l’amas avec un cœur froid, et une autre sans ces processus qui leur permet d’obtenir un amas sans cœur froid. L’effondrement de la matière centrale due au refroidissement permet au champ magnétique d’atteindre des intensités supérieures d’un ordre de grandeur au centre, par rapport au cas sans refroidissement (voir le profil du champ dans la figure 6.1). Les effets de compression et de cisaillement qui amplifient le champ donnent lieu à des topologies complexes dans les amas, comme on peut le voir dans la figure 6.2. Il est intéressant d’étudier la propagation des particules dans de telles configurations, où le champ peut varier fortement sur des distances de l’ordre du kiloparsec (voir les longueurs de cohérences typiques dans le tableau 6.1).

De nombreuses études semblent indiquer que des jets d’AGN peuvent engendrer d’importantes bulles énergétiques dans le milieu intra-amas (Arnaud et al. 1984). Binney & Tabor (1995) montrent que des jets de grande vitesse pourraient arrêter la formation d’un écoulement de gaz froid vers le cœur de l’amas. Ce scénario est une explication populaire de la non détection par les satellites Chandra et XMM de lignes d’émission de gaz froid, auxquelles on s’attendrait dans la théorie standard de la formation des amas. Ces processus de réchauffement ne sont pas inclus dans les travaux de Dubois & Teyssier (2008), mais il est aujourd’hui extrêmement délicat de prendre en compte numériquement ces effets, notamment si l’on veut modifier en conséquence le champ magnétique (voir Dubois et al. 2009 pour des travaux pionniers à ce sujet).

Dubois & Teyssier (2008) génèrent leur champ magnétique en introduisant des germes à haut décalage spectral, et adoptent la même normalisation que Dolag et al. (2005) : l’intensité du champ comobile est de $B_0 = B(z)/(1+z)^2 = 10^{-11} \text{ G}$. On peut remarquer cependant que ces derniers auteurs considèrent des amas de galaxies sans cœur froid, et il est donc justifié de

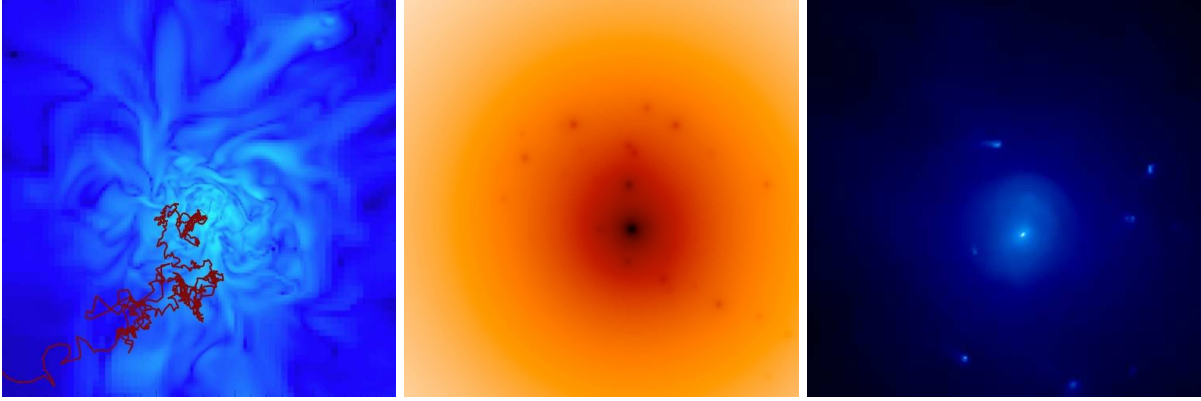


FIGURE 6.2 – De gauche à droite : l'intensité du champ magnétique, la densité de photons infrarouges et la densité baryonique projetés sur le plan observé, pour les simulations de Dubois & Teyssier (2008), dans le cas d'un amas à cœur froid. Les contours sont en unités logarithmiques et la taille de la boîte de ~ 7 Mpc. La ligne rouge dans la première figure représente la trajectoire d'un proton d'énergie $E = 10^{17}$ eV que nous avons fait propager dans le champ magnétique. La particule atteint le bord de la boîte en un temps ~ 200 Myr.

re-normaliser les valeurs à celles qui seraient plus en accord avec les amas observés, tant que l'énergie magnétique reste petite par rapport à l'énergie thermique. Pour les amas à cœur froid, nous choisissons des normalisations au centre de 3, 10 and 30 μG (d'après les valeurs de Enßlin & Vogt 2006) et nous prenons une valeur de 1 μG au centre de notre amas sans cœur froid, ce qui correspond à une normalisation à 30 μG dans le cas à cœur froid (voir figure 6.1).

La longueur de cohérence du champ magnétique est d'une importance cruciale pour la propagation des rayons cosmiques. Nous la calculons en plusieurs régions d'après les champs simulés, en supposant une symétrie sphérique pour des raisons de simplicité. Nous divisons l'amas en cinq coquilles sphériques et supposons que dans chacune de ces coquilles, la longueur de cohérence est constante. Le champ magnétique à une distance donnée r de la source peut être décomposée en une composante globale et une composante turbulente (voir annexe A.1.1) : $B(r) = B_{\text{coh}}(r) + \delta B(r)$. Nous calculons le spectre d'énergie turbulente dans chaque coquille en appliquant une transformée de Fourier au rapport $B/B_{\text{coh}} = 1 + \delta B/B_{\text{coh}}$. Cette méthode nous permet de nous débarrasser de la dépendance linéaire de $\delta B(r)$ sur $B_{\text{coh}}(r)$ et de tracer un spectre de l'énergie de turbulence pure. On calcule ensuite la longueur de cohérence selon la formule (A.8).

La méthode de propagation que nous implémentons dans notre code est celle décrite dans la section 3.6 : elle nous permet donc de prendre en compte les effets de turbulence à échelle inférieure à la résolution de notre grille. Nous profitons cet atout pour rajouter à la main une valeur de la longueur de cohérence dans le cœur de l'amas, pour un rayon inférieur à la résolution de la grille ($r = 20$ kpc). Nous fixons les valeurs de longueur de cohérence à 5 et 15 kpc pour nos amas avec et sans cœur froid, qui sont les valeurs moyennes mesurées d'après Enßlin & Vogt (2006). Le tableau 6.1 présente les longueurs de cohérence que nous avons calculées ou fixées dans différentes coquilles sphériques (délimitées par les distances au centre r_{min} et r_{max}), pour les amas à cœur froid λ_{CC} et pour les amas sans cœur froid λ_{NCC} .

r_{\min}	r_{\max}	λ_{CC}	λ_{NCC}
0	20	5	15
20	100	36	40
100	200	73	80
200	800	109	109
800	7000	145	145

TABLE 6.1 – Longueurs de cohérence du champ magnétique en kiloparsecs, dans des coquilles sphériques (délimitées par les distances au centre de l’amas r_{\min} et r_{\max}), pour les amas à cœur froid λ_{CC} et pour les amas sans cœur froid λ_{NCC} .

6.1.2 Les sources possibles

Comme nous l’avons déjà mentionné, les amas de galaxies sont des régions denses de l’Univers qui peuvent concentrer plusieurs accélérateurs de rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Certains types de sources candidates ont cependant plus de probabilité d’être présents dans les régions centrales de ces structures, qui nous intéressent particulièrement dans le cadre de notre étude. En effet, le cœur de l’amas est la zone la plus magnétisée et la plus dense : c’est donc là que les particules ont le plus de chance d’être confinées et de produire des particules secondaires éventuellement observables.

Les sursauts gamma (Waxman 1995a; Vietri 1995; Murase et al. 2006, 2008b) et d’autres objets compacts comme des magnétars (Arons 2003) sont de bons candidats aux sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. On s’attend à ce que ces sources sursautantes soient associées à la mort d’étoiles jeunes et massives que l’on trouve communément dans les galaxies à formation stellaire (Le Floch et al. 2006; Savaglio et al. 2009). Ces dernières ne sont cependant pas prédominantes dans les amas de galaxies et sont particulièrement rares dans les parties centrales denses qui nous intéressent dans le cadre du confinement des rayons cosmiques (Koopmann & Kenney 2004; Gavazzi et al. 2006). Gavazzi et al. (2006) trouvent en particulier que le taux de formation stellaire par unité de masse de galaxies spirales de luminosité élevée, est environ deux fois moins important à l’intérieur du rayon du viriel que dans des parties plus éloignées d’un amas.

Les chocs d’accrétion et de fusion dans les amas de galaxies ont été considérés par de nombreux auteurs comme de bons accélérateurs (Norman et al. 1995b; Kang et al. 1996, 1997; Miniati et al. 2000; Ryu & Kang 2003; Inoue et al. 2005, 2007; Murase et al. 2008a). Cependant, les chocs forts qui sont nécessaires pour accélérer les particules en produisant un spectre adéquat ont lieu essentiellement au bord de l’amas, où les fonds de photons et de baryons sont très faibles. Ainsi, les rayons cosmiques accélérés dans ces chocs externes subissent très peu d’interactions dans les amas, ce qui implique que qu’on ne s’attend pas à observer des signatures importantes sur le spectre d’énergie des rayons cosmiques et sur le flux des photons et des neutrinos secondaires (Inoue et al. 2007).

Les AGN sont plus communément présentes dans les parties centrales des amas. Des observations en radio montrent une forte présence de galaxies de type FRI dans le centre des amas de galaxies (Best 2004; Gilmour et al. 2009). Dans les amas à cœur froid, comme nous l’avons évoqué précédemment, ces objets pourraient arrêter les écoulements de gaz froid. Les galaxies de type FR II qui sont des sources candidates encore plus prometteuses pour l’accélération de

particules, sont plus souvent présentes dans les groupes de galaxies ou les amas faibles (Prestage & Peacock 1988; Hill & Lilly 1991; Miller et al. 2002).

On trouve également des AGN moins actives (des galaxies Seyfert par exemple) à un taux de 1.5 par amas de galaxies (Gilmour et al. 2007, 2009; Martini et al. 2006). Ces études indiquent que ces AGN communes sont en majorité détectées dans les régions de densité modérée. Pour cette raison, et principalement parce que ces objets sont beaucoup moins efficaces pour accélérer les particules à de très hautes énergies, ces AGN sont de moindre importance dans notre cadre. On peut noter néanmoins que certains de ces AGN ont peut-être été plus actifs dans le passé. Il est également possible que des particules accélérées modérément dans ces objets soient réaccélérées dans les chocs de l’amas. Ces considérations introduisant de nombreux paramètres inconnus, nous ne les prendrons pas en compte dans ce chapitre.

Au vu de cette brève analyse, les accélérateurs les plus susceptibles d’induire des signatures importantes sur les émissions de rayons cosmiques et de leurs particules secondaires sont les AGN centraux. Nous nous focaliserons donc dans ce chapitre sur ces objets en tant que sources de rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans les amas de galaxies.

6.1.3 Les fonds de photons et de baryons

Nous prenons en compte dans cette étude les interactions des protons et des noyaux énergétiques avec le CMB et le fond infrarouge (le terme “infrarouge” inclue ici également les photons UV et optiques). Nous calculons le fond diffus infrarouge en ajoutant les contributions du fond infrarouge extra-amas et intra-amas créé par les galaxies au sein de l’amas. Nous modélisons le fond diffus infrarouge d’après les travaux de Stecker et al. (2006) et Kneiske et al. (2004). Dans cette étude, nous ne prenons pas en compte les effets d’évolution avec le décalage spectral, car ceux-ci sont négligeables comparés aux incertitudes dues aux autres paramètres, puisque nous ne considérons que des décalages spectraux de $z \lesssim 0.2$.

Le fond infrarouge intra-amas est modélisé comme suit. Nous supposons que les amas locaux ($z \lesssim 0.2$) sont en majorité peuplés de galaxies elliptiques qui enrichissent modérément le milieu avec des photons infrarouges. Nous convoluons donc la SED (spectre de distribution en énergie) d’une galaxie elliptique typique avec la densité de galaxies dans nos cubes de simulations, qui a au préalable été convoluée par une fonction en $1/r^2$ pour prendre en compte la diminution du flux en fonction de la distance. La SED nous a été fournie par H. Dole et les détails de leur modélisation peut être trouvée dans Lagache et al. (2005). Les contours de la densité projetée de photons infrarouges sont tracées dans le panneau central de la figure 6.2.

Il est important de souligner encore une fois que les galaxies dans les amas sont des elliptiques en majorité. Selon les analyses de Holden et al. (2007) et van der Wel et al. (2007), la fraction de galaxies elliptiques parmi les galaxies de masse $M > 4 \times 10^{10} M_{\odot}$ dans les amas à $z < 0.2$ est supérieure à 90%. Ces galaxies ont une SED très différente de celles des galaxies ultra-lumineuses (ULIRG) qui ont été utilisées par exemple par de Marco et al. (2006) pour évaluer le fond de photons infrarouge : les SED de galaxies elliptiques sont inférieures à ceux des ULIRGs de deux ordres de grandeur autour de $1 \mu\text{m}$ et de 4 ordres de grandeurs autour de $100 \mu\text{m}$ (voir figure 6.3).

Le fond de baryons au sein de l’amas est évalué directement à l’aide des simulations de Dubois & Teyssier (2008). Afin de profiter de la haute résolution de ces simulations dans les parties centrales de l’amas, nous n’utilisons pas pour modéliser ce champ une grille tridimensionnelle lissée. Nous supposons plutôt que le gaz a une symétrie sphérique (nous avons vérifié que la

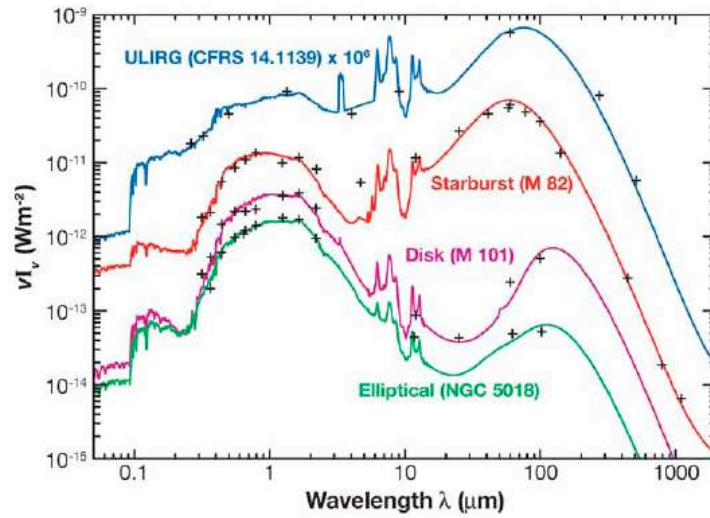


FIGURE 6.3 – Spectres de distribution en énergie pour différents types de galaxies, de l’ultraviolet au millimétrique. La galaxie ultra-lumineuse (ULIRG) a été observée à décalage spectral élevé ($z = 0.66$), le facteur multiplicatif sur le spectre prend en compte la dilution du flux due à cette distance. (Source : Lagache et al. 2005.)

perte de l’asymétrie n’affectait pas nos résultats) et nous utilisons un profil radial de la densité du gaz, avec une haute résolution au centre.

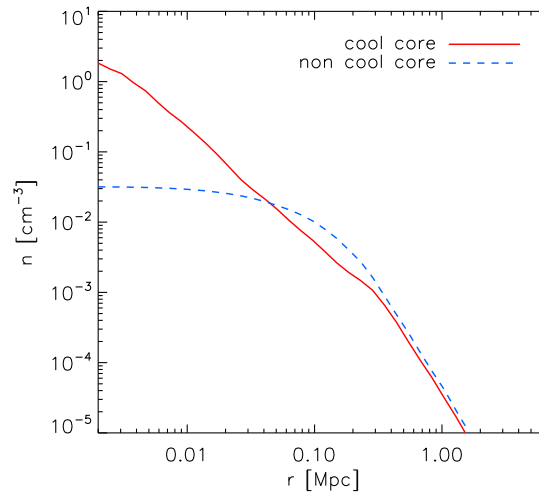


FIGURE 6.4 – Profil de densité baryonique des simulations de Dubois & Teyssier (2008). En traits pleins rouges, la densité pour l’amas à cœur froid, et en tirets bleus, le cas sans cœur froid.

6.2 Propagation de protons et de noyaux : techniques numériques

Nous décrivons dans cette section certains aspects de notre code de propagation de noyaux qui combine une intégration rapide et précise de la trajectoire dans le champ magnétique, et des calculs de Monte-Carlo complets pour les interactions photoniques et baryoniques sur les

noyaux primaires et secondaires. Pour une description détaillée de ces processus et des traitements numériques possibles, on pourra se reporter au chapitre 2. Nous expliciterons également la composition chimique que nous choisissons d'injecter à la source.

Techniques de propagation

Nous adoptons le schéma de transport dans le champ magnétique décrit dans la section 3.6. Ceci nous permet d'intégrer la trajectoire de façon rapide, et de prendre en compte des effets de turbulence à échelle inférieure à la résolution de notre grille.

Nous modélisons les interactions des protons et des noyaux sur les photons du CMB, infrarouges, UV et optiques en se basant sur le code développé par Allard et al. (2005, 2006). Les lignes principales du code sont décrites dans la section 2.4. La photo-production de paires sur les différents fonds de photons est traitée comme des processus continus (ceci est justifié au vu de l'inélasticité et du libre parcours moyen faible de ce processus). Nous utilisons les sections efficaces, les inélasticités et les normalisations en fonction de la masse et de la charge données par Rachen (1996). La production de paires d'électrons-positrons est modélisée selon la méthode décrite en fin de section 2.3.1 : on suppose que les paires sont créées selon une loi de puissance, avec une normalisation dépendant de l'énergie du noyau incident et de celle du photon (que nous choisissons à $\epsilon = 10^{-3}$ eV, qui est l'énergie moyenne d'un photon du CMB).

Pour les protons, les processus de photo-production de pions sont modélisés avec le générateur d'événements SOPHIA (Mücke et al. 2000), ce qui nous permet de traiter précisément les différents canaux d'interaction (voir section 2.4). Pour les noyaux de nombre de masse $A \geq 9$, on modélise le processus de photo-désintégration GDR en utilisant les sections efficaces calculées analytiquement par Khan et al. (2005), qui prennent en compte les différents canaux d'interaction et sont en meilleur accord avec les données expérimentales que les traitements précédents. Pour les noyaux de masse $A < 9$, nous utilisons les ajustements phénoménologiques de Rachen (1996). Pour les autres processus de photo-désintégration (QD et BR), nous utilisons les paramétrisations de Rachen (1996).

Les processus d'interactions avec le fond de baryons sont modélisés à l'aide du code d'interaction hadronique EPOS (Werner et al. 2006). Nous supposons que le fond de baryons est essentiellement composé de protons au repos, ce qui est une bonne approximation au vu des facteurs de Lorentz colossaux que nous considérons. Nous traitons la fragmentation des noyaux produits à l'aide du modèle de Campi & Huefner (1981), tel qu'il est implémenté dans le code de formation de gerbes hadroniques CONEX (Bergmann et al. 2007).

Description de la composition chimique mixte choisie

Pour la composition chimique à la source, nous utilisons les abondances relatives calculées par Duvernois & Thayer (1996) à partir des mesures sur le rayonnement cosmique Galactique à des énergies de quelques MeV par nucléon. Ces auteurs corrigent les données expérimentales de la modulation solaire et des effets de spallation durant la propagation afin de remonter aux abondances au niveau des sources. Le tableau 6.2 présente leurs résultats pour les éléments les plus abondants dans le rayonnement cosmique. Notons que ces valeurs sont estimées à une énergie par nucléon E/A donnée. Ainsi, pour un spectre d'injection en loi de puissance d'indice α , le nombre de noyaux N_i d'une espèce i de masse A_i dans un intervalle d'énergie $[E, E + dE]$

s'écrit :

$$N_i(E) = x_i A_i^{\alpha-1} K E^{-\alpha} dE, \quad (6.1)$$

où x_i est l'abondance relative du noyau i calculée par Duvernois & Thayer (1996), et K est le facteur de normalisation du spectre d'injection. Le calcul de ce facteur nécessite une hypothèse sur les énergies minimale E_{\min} et maximale E_{\max} à la source. Nous supposons que cette dernière est proportionnelle à sa charge ($E_{\max,i} = Z_i E_{\max}({}^1\text{H})$), comme nous l'obtiendrions si l'accélération des particules était uniquement limitée par un effet de confinement magnétique (équation 1.12). Nous pouvons alors calculer les abondances relatives X_i des différentes espèces i que nous considérons à n'importe quelle énergie E :

$$X_i = \frac{x_i A_i^{\alpha-1} (E_{\min}^{1-\alpha} - E_{\max,i}^{1-\alpha})}{\sum_j x_j A_j^{\alpha-1} (E_{\min}^{1-\alpha} - E_{\max,j}^{1-\alpha})}. \quad (6.2)$$

Dans la pratique, $E_{\min} \ll E_{\max}$, donc la dépendance en E_{\max} est négligeable. On voit par contre que les abondances relatives dépendent de l'indice spectral. Dans la Galaxie, les supernovæ présentent un spectre en 2.0 – 2.3 : il suffit d'injecter ces valeurs dans l'équation 6.2 pour obtenir les abondances relatives dans les sources Galactiques (nous adoptons dans ce chapitre les abondances relatives pour un indice spectral en 2.3).

élément	${}^1\text{H}$	${}^4\text{He}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{16}\text{O}$	${}^{24}\text{Mg}$	${}^{28}\text{Si}$	${}^{56}\text{Fe}$
$x [x(\text{Si}) = 100]$	9.4×10^4	1.3×10^4	447.4	526.3	108.4	100	97

TABLE 6.2 – Abondances relatives à une énergie de quelques GeV par nucléon, pour les éléments les plus abondants du rayonnement cosmique calculées par Duvernois & Thayer (1996).

6.3 Résultats et discussions

Dans cette section, nous présentons les résultats de nos simulations pour différentes normalisations du champ magnétique, dans le cas d'amas avec et sans cœur froid. Nous plaçons la source des rayons cosmiques de ultra-haute énergie au centre de l'amas ou à une position légèrement décalée, et nous injectons soit une composition 100% protons, soit la composition mixte que nous avons décrite dans la section précédente. L'indice spectral est fixé à 2.3 pour toutes nos figures, sauf mention du contraire. L'énergie maximale d'injection est de $E_{\max} = 10^{20.5}$ eV pour les protons et le flux est coupé de façon exponentielle au-delà. La plupart de nos résultats sont normalisés arbitrairement à un à $E = 10^{19}$ eV. Lorsque des comparaisons avec les données sont nécessaires, nous normalisons nos flux en choisissant une luminosité de la source centrale en rayons cosmiques de $L_{\text{cr}} = 10^{44}$ erg/s et une énergie minimale d'injection de $E_{\min} = 10^9$ eV.

6.3.1 Spectre des rayons cosmiques

Un point important de ce travail est d'étudier la composition résultante des rayons cosmiques de ultra-haute énergie lorsqu'une composition chimique mixte est injectée au centre – ou à une position légèrement décalée – d'un amas de galaxies.

La figure 6.5 montre la composition obtenue pour : (à gauche) un amas à cœur froid, pour différentes normalisations centrales du champ magnétique ($B_c = 3 \mu\text{G}$, $10 \mu\text{G}$ and $30 \mu\text{G}$ de

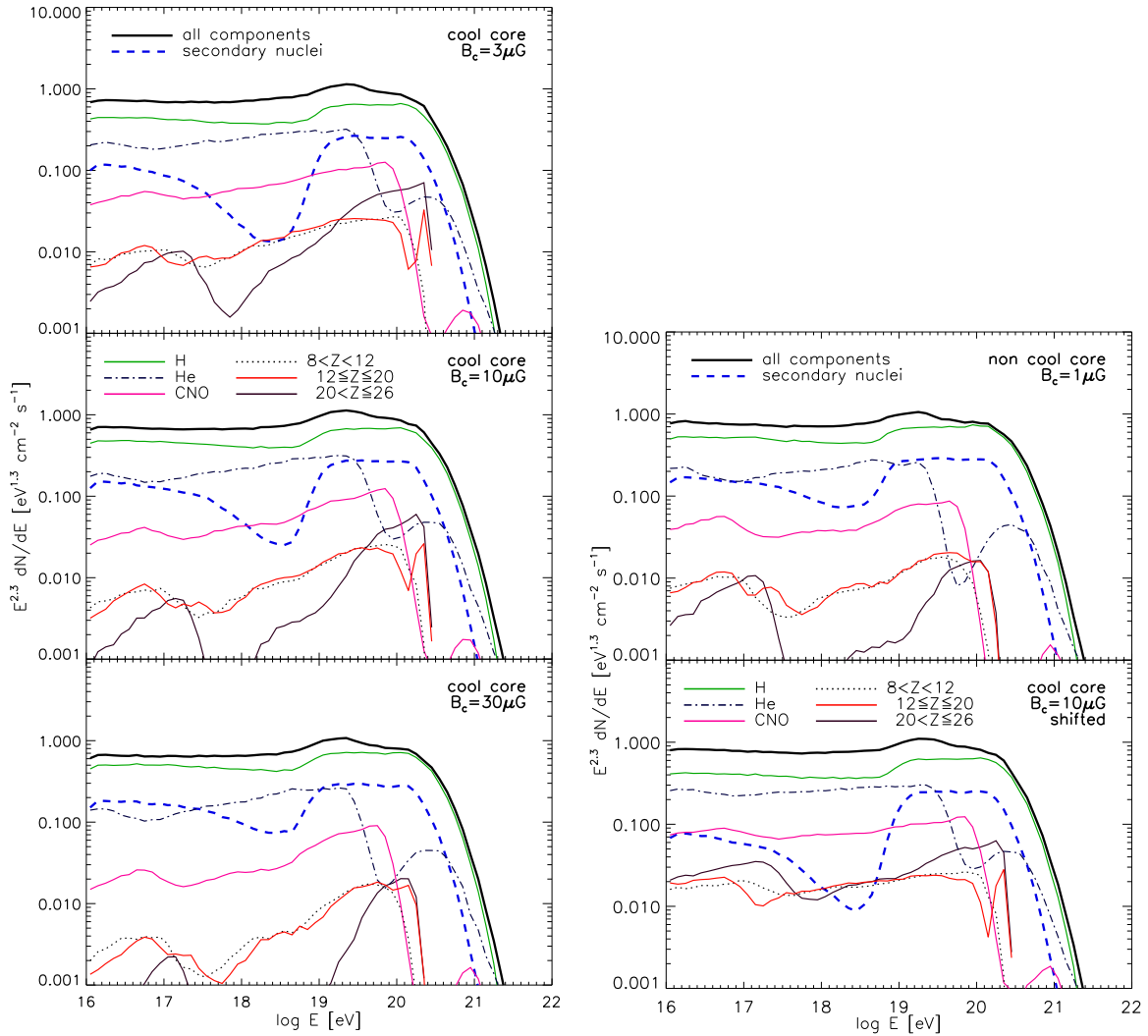


FIGURE 6.5 – Spectres en énergie des rayons cosmiques. À gauche : pour une injection centrale et un amas à cœur froid, avec un champ magnétique central de : $B_c = 3\mu\text{G}$, $10\mu\text{G}$ and $30\mu\text{G}$ de haut en bas. À droite, pour un amas sans cœur froid avec un champ magnétique central de $B_c = 1\mu\text{G}$ et une injection centrale (en haut), et pour un amas à cœur froid avec $B_c = 10\mu\text{G}$ et la source placée à 100 kpc du centre (en bas). Les traits pleins noirs indiquent le flux total et les tirets bleus le flux des noyaux secondaires produits pendant la propagation. Nous montrons aussi la contribution des différentes espèces chimiques comme indiqué dans le deuxième panneau : protons (vert), hélium (noir tiret-point), carbone, azote et oxygène (rose), toutes les espèces de charge Z comprise entre 12 et 20 (rouge) et noyaux lourds de charge $20 < Z < 26$ (marron). Ces spectres sont normalisés à un en $E = 10^{19}$ eV.

haut en bas). Ces trois panneaux supposent que l'injection des particules a lieu au centre de l'amas, où la densité des photons et des baryons est la plus importante. À droite, est représentée la composition obtenue pour un amas sans cœur froid avec un champ magnétique central de $B_c = 1\mu\text{G}$ et une injection centrale (en haut), et pour un amas à cœur froid avec $B_c = 10\mu\text{G}$ et la source placée à 100 kpc du centre (en bas). Le temps de vie limité des AGN n'est pas pris en compte ici : nous supposons que la source émet des particules de façon continue et que le régime stationnaire a été atteint.

Remarques générales liées à la propagation

Dans ces figures, on remarque plusieurs creux et bosses dont l'amplitude et la position varient selon la masse du noyau et la normalisation du champ magnétique¹. Ces effets s'expliquent par les dépendances suivantes :

- l'énergie seuil de photo-désintégration des noyaux de masse A est telle que $E_{A\gamma,\text{seuil}} \propto A$,
- le libre parcours moyen pour la photo-désintégration est tel que $\lambda_{A\gamma} \propto A^{-1}$,
- le libre parcours moyen pour les interactions hadroniques est tel que $\lambda_{Ap} \propto A^{-2/3}$,
- le temps de confinement suit la loi $\tau_{\text{conf}} \propto (E/Z)^{-1/3}$,
- la densité de baryons n_H décroît très vite avec la distance à la source et n'est donc importante qu'au cœur,
- la densité de photons infrarouge n_{IR} décroît moins vite que celle des baryons.

Aux plus basses énergies, le flux des noyaux les plus lourds est fortement supprimé à cause des interactions hadroniques qui prédominent au centre de l'amas (figure 2.5). Dans la même gamme d'énergie, les noyaux légers et de masse intermédiaire subissent moins d'interactions car ils ont des libres parcours moyens et des rigidités plus grands (figure 2.8). La densité baryonique décroissant rapidement avec la distance au centre et le temps de confinement avec l'énergie, les interactions hadroniques deviennent moins efficaces pour désintégrer les noyaux au-dessus de $\sim 10^{17}$ eV. Au-delà de cette énergie, les noyaux lourds peuvent cependant interagir avec les photons optiques et de l'infrarouge proche. Comme la densité de photons décroît plus lentement que la densité baryonique, la photo-désintégration devient très efficace pour désintégrer les noyaux lourds, en particulier lorsque la normalisation du champ magnétique est élevée. Pour les éléments plus légers, le seuil de photo-interaction est plus bas (globalement proportionnel à la masse du noyau), mais le libre parcours moyen est plus grand : les effets de la photo-désintégration sur les noyaux légers et de masse intermédiaire sont donc plus faibles.

Le taux de production des protons secondaires ainsi que leur abondance relative à basse énergie dépend des interactions des noyaux. On peut voir, comme prévu, que l'abondance relative des protons secondaires est plus élevée pour les grandes normalisations des champs magnétiques, grâce à un meilleur confinement vers le centre de l'amas. Entre $E \sim 10^{17.5}$ et $10^{18.5}$ eV, la diminution de l'abondance des protons secondaires résulte de l'échappement des noyaux. Au-dessus de $E \sim 4 \times 10^{18}$ eV, la fraction de protons secondaires augmente à nouveau grâce aux interactions des noyaux avec les photons du CMB, à partir du seuil d'énergie $\sim A \times 4 \times 10^{18}$ eV. Les noyaux sont complètement désintégrés par les photons du CMB et se retrouvent sous forme de nucléons secondaires à plus basse énergie, donnant lieu, comme l'on s'y attendrait, à une composition pur proton aux plus hautes énergies. Notons cependant que ces interactions

1. On pourra suivre les propos de ce paragraphe à l'aide des figures 2.5, 2.7 et 2.8, et de l'ensemble de la section 2.1.4.

(contrairement à celles à plus basse énergie) ne sont pas dues à l’environnement de l’amas, car les noyaux ne sont presque pas confinés à ces énergies ; elles auraient donc lieu de la même manière dans le milieu intergalactique (voir par exemple Allard et al. 2008).

Les effets de la propagation dans le milieu intergalactique extérieur à l’amas ne sont pas inclus dans nos figures, mais ils ne devraient pas affecter la composition de façon importante pour des sources proches (à moins de 100 – 200 Mpc). En effet les interactions avec le CMB ayant déjà désintégré les noyaux (du moins les noyaux lourds et de masse intermédiaire) au sein de l’amas, les interactions subsidiaires à ultra-haute énergie seront négligeables. Les photons de l’infrarouge lointain peut éventuellement jouer un rôle pour les particules d’énergie $\gtrsim 3 \times 10^{19}$ eV, en diminuant le flux d’éléments lourds, mais ceci devrait avoir un effet mineur comparé aux interactions subies dans l’amas. Ainsi, aux plus hautes énergies, la composition ne devrait pas changer, mais nous nous attendons à une modification de la forme du spectre à cause de la coupure GZK des protons restants.

Effet de l’intensité du champ magnétique

Ces figures démontrent que pour un champ magnétique élevé (mais réaliste) de $B_c \sim 30 \mu\text{G}$ au centre d’un amas à cœur froid, les noyaux lourds survivent difficilement, et s’échappent de la structure seulement à des énergies de l’ordre de $E \sim 10^{20}$ eV. Pour des champs moins forts cependant, une quantité raisonnable d’éléments lourds peuvent survivre à la propagation dans les amas. On peut aussi noter qu’aux énergies extrêmes ($E \gtrsim 10^{20.5}$), les noyaux ne survivront pas à la propagation dans le fond diffus cosmologique ; la petite fraction d’éléments légers ($Z < 6$) présents à ces énergies dans nos spectres seront rapidement photo-désintégrés après propagation sur quelques mégaparsecs dans le milieu extra-amas.

Effets dus au type d’amas considéré

La colonne de droite de la figure 6.5 présente les cas d’un amas sans cœur froid avec un champ magnétique central de $B_c = 1 \mu\text{G}$, et une source placée au centre (en haut) et d’un amas à cœur froid avec $B_c = 10 \mu\text{G}$ et une source décalée de 100 kpc du centre (en bas). Le panneau du haut doit être comparé au panneau du bas de la colonne de gauche, car le facteur de normalisation du champ est identique dans ces deux cas : le champ magnétique ne diffère donc que pour la partie centrale de l’amas (voir figure 6.1). La force du champ magnétique et la densité de baryons au centre de l’amas joue très clairement un rôle aux basses énergies ($E \lesssim 10^{17.5}$ eV) : le confinement dans le cœur est plus efficace et les noyaux lourds sont désintégrés de façon plus efficaces dans le cas d’un amas à cœur froid. La longueur de cohérence, qui est plus grande dans le centre de l’amas à cœur froid (voir tableau 6.1) contribue aussi . En effet, on peut voir que le temps de confinement dépend de λ et de B selon (équation A.16 et A.13) :

$$\tau_{\text{conf}} \propto Z^{1/3} E^{-1/3} B^{1/3} \lambda^{-2/3} . \quad (6.3)$$

Le fait que les deux premiers panneaux de gauche de la figure 6.5 paraissent plus optimistes en termes de survie des noyaux que pour le cas de l’amas sans cœur froid malgré un champ magnétique plus fort au centre est dû à notre façon de normaliser les champs. Le champ magnétique est en effet piqué au centre de l’amas à cœur froid et une normalisation globale de B pour obtenir la valeur centrale requise de B_c baisse aussi le champ à l’extérieur du cœur. Nous obtenons ainsi des champs qui sont rapidement très faibles lorsqu’on s’éloigne du centre, et en

particulier plus faibles que celui d'un amas sans cœur froid normalisé à $B_c = 1 \mu G$. Les deux premiers panneaux à gauche devraient en fait être comparés à des amas à cœur froid normalisés à $B_c = 0.3 \mu G$ and $0.1 \mu G$ respectivement.

Effet de la position de la source

Il est plausible que les sites d'accélération des rayons cosmiques de ultra-haute énergie ne soient pas exactement au centre des amas de galaxies, mais légèrement décalés de quelques centaines de kiloparsecs. Ceci serait en particulier le cas de particules accélérées dans des points chauds Rachen & Biermann (1993) ou dans des lobes de radio-galaxies (voir par exemple O'Sullivan et al. 2009), qui se forment à une distance de quelques centaines de kiloparsecs de trou noir central (Bridle & Perley 1984). Le panneau en bas à droite de la figure 6.5 présente le spectre résultant d'une injection de rayons cosmiques de ultra-haute énergie à 100 kpc du centre de l'amas. Dans un amas à cœur froid, la densité baryonique descend très rapidement avec la distance au centre : à 100 kpc, la densité moyenne est déjà inférieure de deux ordres de grandeur par rapport à celle du centre. Ceci explique pourquoi les noyaux survivent beaucoup mieux dans ce cas, particulièrement à basse énergie. Les accidents dans le spectre des noyaux lourds que nous avons décrits plus haut sont toujours présents mais à plus faible amplitude. La composition initiale est donc modifiée de façon moindre dans l'environnement de l'amas. La position de la source aura donc une influence notable sur la composition après propagation dans un amas. La forte déplétion des éléments lourds n'est attendue que si la source est dans le voisinage immédiat du centre de l'amas.

Comparaison du flux diffus avec les données observationnelles

Afin de comparer le flux de rayons cosmiques produit avec les données observationnelles des expériences AGASA, HiRes et de l'Observatoire Pierre Auger, nous calculons le flux diffus en supposant que tous les amas ont la même masse, et qu'ils sont distribués dans l'Univers avec une densité de $n_{GC} = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. Notons que les amas massifs sont des objets rares de densité $2 \times 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3}$ pour $M \gtrsim 10^{15} M_\odot$, mais la densité peut s'élever jusqu'à quelques 10^{-5} Mpc^{-3} lorsqu'on inclue des amas de masse plus raisonnable de $M \gtrsim 5 \times 10^{14} M_\odot$ (Jenkins et al. 2001). En supposant que seule une fraction de ces amas abritent des objets de type FRI, la densité qui nous intéresse devient de l'ordre de $\sim 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. Nous faisons propager les rayons cosmiques dans le milieu extra-galactique hors de l'amas (en incluant tous les processus de perte d'énergie importants) et trouvons que leur flux diffus ajuste très bien les observations pour l'ensemble de paramètres que nous avons choisi (c'est-à-dire une luminosité de source en rayons cosmiques de $L_{cr} = 10^{44} \text{ erg/s}$ et un indice spectral de 2.3). Ceci implique que les sources de luminosité plus élevée de $L_{cr} = 10^{45} \text{ erg/s}$ (qui est une limite supérieure pour les galaxies Seyfert ou FRI) ou une densité d'amas plus élevée résulterait en une surproduction du flux de rayons cosmiques de ultra-haute énergie. La normalisation du spectre est en effet proportionnel à $L_{cr} \times n_{CG}$. On peut aussi remarquer qu'une injection plus dure entraînerait également une surproduction du flux.

Effet du temps d'activité limité de l'AGN

Nous avons considéré jusqu'à présent des spectres calculé dans le cas d'un régime permanent, en supposant que la durée de vie de l'AGN était infinie. Il est cependant bien connu que les AGN ne restent pas actifs sur l'âge de l'Univers. Schmidt (1966) a calculé que le temps de vie moyen de sources radio décroît lorsque leur luminosité augmente, et qu'il est de l'ordre de $\sim 10^7$ ans pour une luminosité de 10^{43-44} erg/s. Un temps d'injection aussi court peut avoir un effet considérable sur le spectre observé des rayons cosmiques, car on peut constater que ces temps sont plus courts que le temps de confinement de certains noyaux de basse énergie.

Les figures 6.6 et 6.7 présentent l'évolution du spectre des rayons cosmiques dans le temps, en supposant un temps de vie limité de l'AGN de $t_{\text{AGN}} = 10^6$ ans et 10^7 ans respectivement. La rémanence en rayons cosmiques observée après l'extinction de la source est due aux temps de confinement qui diffèrent selon les espèces et l'énergie, et à la variance autour de ce temps moyen. Au fil du temps, nous voyons apparaître des particules de basse énergie et des noyaux de plus en plus lourds. La variance σ_{conf} autour du temps de confinement moyen t_{conf} est globalement proportionnelle à ce dernier, ce qui signifie que les éléments légers de haute énergie auront une faible variance. Pour cette raison, les protons de haute énergie et l'hélium disparaissent rapidement après l'extinction de la source, alors que les noyaux lourds avec leur temps de confinement leur variance plus élevée restent présents plus longtemps, bien qu'avec un flux plus faible. Ceci conduit à une composition lourde aux énergies extrêmes pour les temps supérieurs à $\sim t_{\text{AGN}} + t_{\text{esc}}$, où t_{esc} est le temps d'échappement des protons qui se propagent quasi-rectilinéairement dans l'amas. Après $\sim 10 t_{\text{AGN}}$, le flux est considérablement réduit à toutes les énergies.

Ces effets pourraient être éventuellement détectés si des amas proches abritant des AGN éteints contribuent au flux diffus observé des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Dans cette configuration en effet, la composition aux plus hautes énergies pourrait être lourde et même enrichie en fer. Il est aussi intéressant de noter que ces effets devraient être présents dans le cas de tout autre type de source non stationnaire placée dans un milieu magnétisé, et injectant une composition mixte. On pourrait aussi relier ces phénomènes de dépendance temporelle à l'absence de sources puissantes dans les directions d'arrivée des événements de plus haute énergie : les amas magnétisés abritant un AGN éteint peut émettre une rémanence en rayons cosmiques et contribuer au spectre global observé, si leur densité et la luminosité de la source sont assez élevées. Ces effets temporels dépendront cependant de la durée du cycle de l'AGN. Celle-ci fixe la période moyenne d'émission à laquelle on s'attend à observer un amas contenant un AGN. Nous pouvons aussi remarquer que la présence d'un ou deux AGN au centre d'un amas peut contribuer à l'étalement dans le temps des variations de flux, ce qui peut simuler le cas d'un régime permanent. Dans cette situation, on obtiendrait les flux calculés dans la figure 6.5.

6.3.2 Neutrinos secondaires

Si le rapport entre la durée des cycles d'inactivité et d'activité de certains AGN dans les amas est importante, on ne verra pas de neutrinos ou de photons en même temps que les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Pour les amas abritant un AGN pour lesquels ce rapport est faible, on peut chercher la signature de la propagation des noyaux parmi les neutrinos secondaires produits. Les figures 6.8 et 6.9 présentent les flux de neutrinos que nous avons calculés pour un amas de galaxies à cœur froid situé à 100 Mpc, qui abrite une source centrale de luminosité

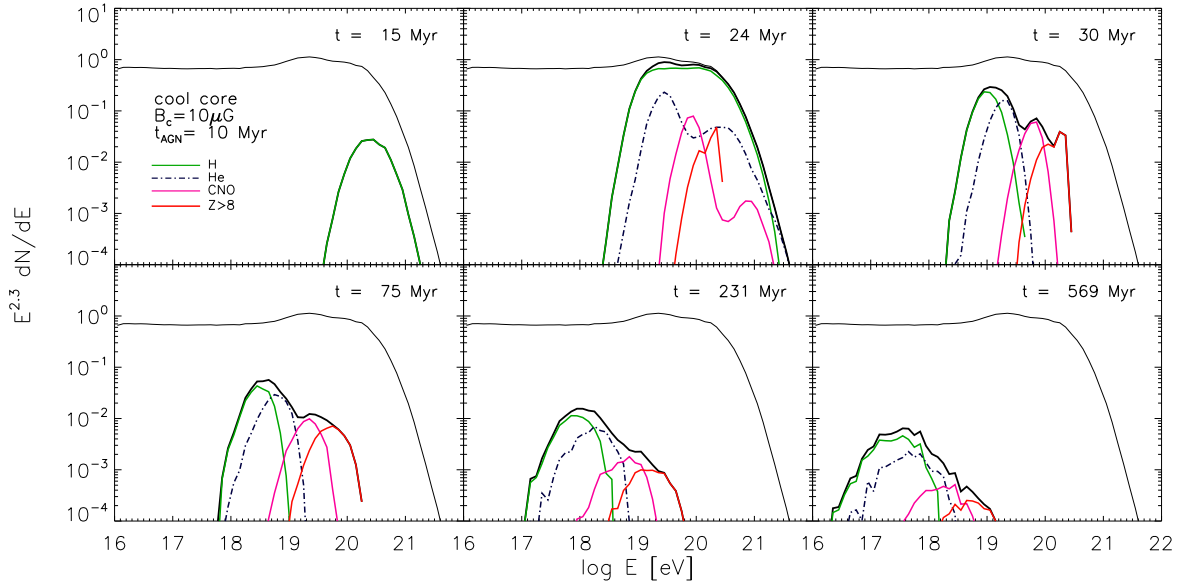


FIGURE 6.6 – Évolution du spectre des rayons cosmiques dans le temps, en supposant une durée de vie de l’AGN central de $t_{\text{AGN}} = 10^6$ ans, pour for le cas d’un amas à cœur froid de champ magnétique central $B_c = 10 \mu\text{G}$. Chaque case représente le spectre au temps indiqué en haut à droite. L’injection de la source commence à $t = 0$. La contribution des différentes espèces chimique est présentée dans le même code de couleurs que pour la figure 6.5. Le trait épais noir est le spectre total et le trait fin noir est le flux total obtenu pour un temps de vie infini de l’AGN, et une intégration du flux sur l’âge de l’Univers, comme dans la figure 6.5. Ces spectres sont normalisés aux valeurs obtenues à $E = 10^{19}$ eV.

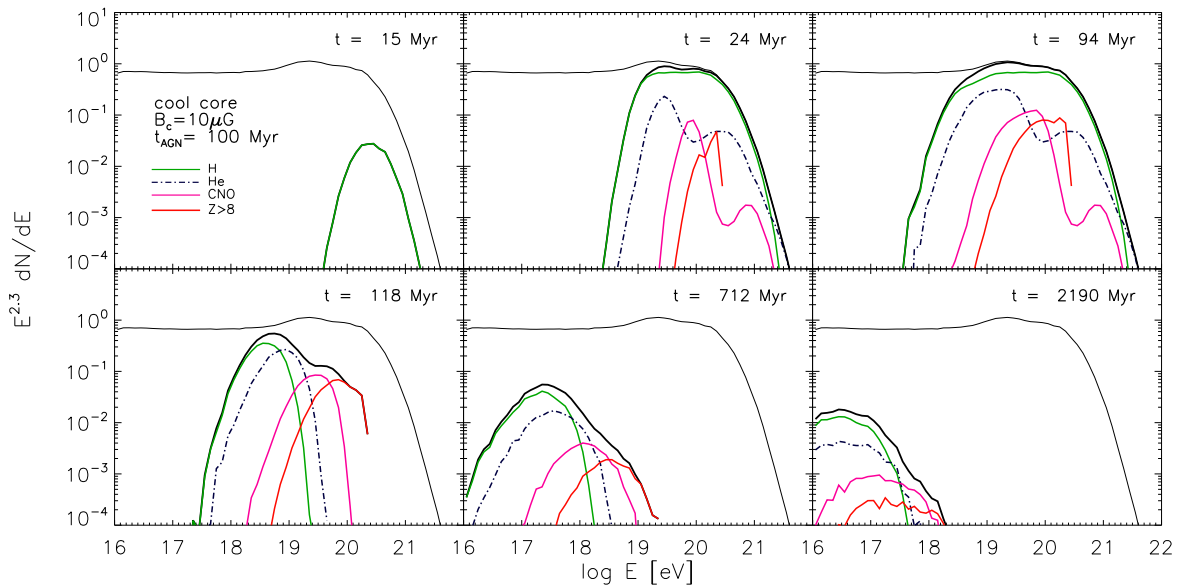


FIGURE 6.7 – Idem figure 6.7, mais avec un temps de vie de l’AGN de $t_{\text{AGN}} = 10^7$ ans.

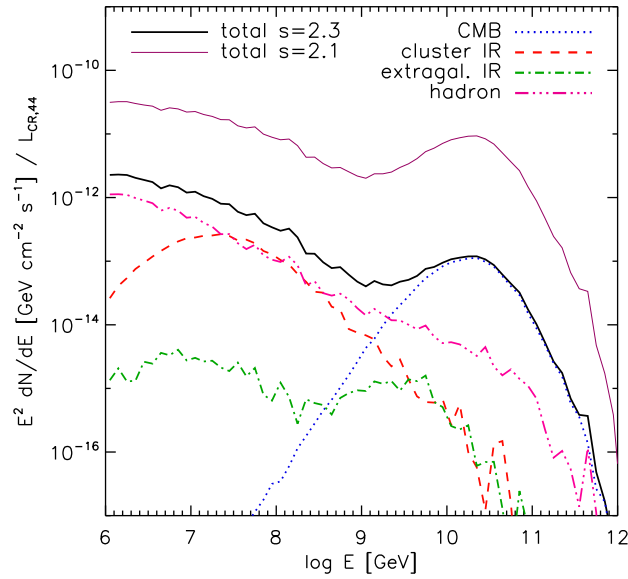


FIGURE 6.8 – Flux de neutrinos pour un amas à cœur froid avec un champ magnétique au centre de $B_c = 10 \mu\text{G}$ et une source centrale injectant une composition mixte avec $L_{cr} = 10^{44}$ erg/s, à une distance de 100 Mpc, pour des indices spectraux 2.3 (trait noir épais) and 2.1 (trait fin violet). La contribution des différents fonds est indiquée pour l'indice spectral 2.3 : les interactions avec les photons du CMB (pointillés bleus), avec les photons infrarouges produits par les galaxies (tirets rouges), avec le fond diffus infrarouge extra-amas (tirets-points verts) et avec le fond de baryons (tirets-points roses).

en rayons cosmiques $L_{cr} = 10^{44}$ erg/s, injectant une composition mixte avec un indice spectral de 2.3 et une énergie maximale $E_{max} = 10^{20.5}$ eV. Nous n'injectons pas de particules d'énergie inférieure à $E_{min, simu} = 10^{16}$ eV et arrêtons la propagation des noyaux lorsque ce seuil est atteint : nous ne présentons donc pas le flux de neutrinos en dessous de 1 PeV.

Contribution des différents noyaux

La figure 6.9 montre la contribution des protons, de l'hélium et du fer sur la production des neutrinos. Il apparaît que celle des protons domine de loin, mais les différents éléments exhibent la même forme. L'écart entre les différentes espèces est principalement due aux abondances relatives supposées, et les contributions seraient plus proches si toutes les espèces avaient des abondances similaires. Même dans ce cas cependant, la contribution des différentes espèces décroîtrait avec la masse. Ceci est dû au fait que l'énergie des neutrinos dépend du facteur de Lorentz du noyau : $E_\nu \propto \Gamma_A \propto E_A/A$, ce qui signifie qu'un neutrino produit à E_ν donnée requiert un rayon cosmique d'énergie E_A plus élevée si A est grand. Pour les indices spectraux typiques que nous avons choisis dans cette étude (≥ 2) la contribution des noyaux légers est plus importante. La hiérarchie entre les différentes particules primaires dépendra bien sûr de l'indice spectral de la source : un indice dur conduira à des écarts moins prononcés entre les espèces.

Les longueurs d'interaction plus courtes pour les éléments lourds tendent à contrebalancer partiellement cet effet, car les noyaux lourds subissent en moyenne plus d'interaction, produisant potentiellement des neutrinos. D'autre part, les noyaux peuvent produire des neutrinos soit par interaction du noyau primaire (par interactions hadroniques ou par photo-production de pions)

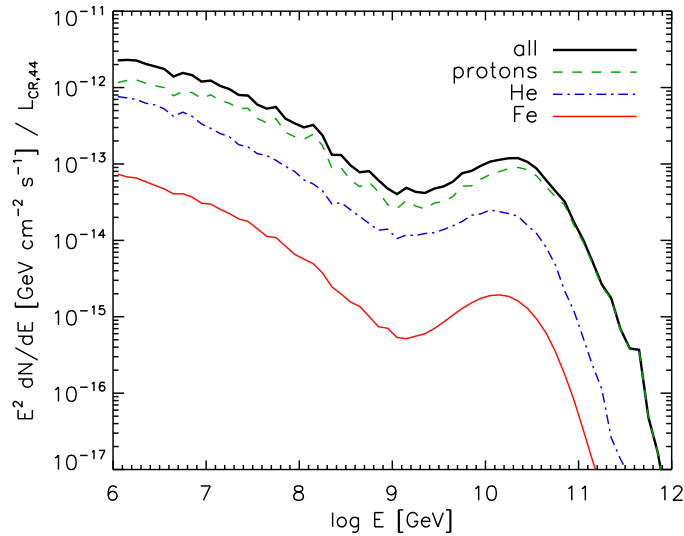


FIGURE 6.9 – Flux de neutrinos pour un amas à cœur froid avec un champ magnétique au centre de $B_c = 10 \mu\text{G}$ et une source centrale injectant une composition mixte avec $L_{cr} = 10^{44}$ erg/s, à une distance de 100 Mpc et pour un indice spectral de 2.3. La contribution des protons primaires (tirets verts), de l’hélium (tirets-points bleus) et du fer (trait plein rouge) sont indiquées.

ou par interactions des nucléons secondaires (hadroniques, photo-pion, ou désintégration de neutrons, bien que ce dernier processus contribue très faiblement dans la gamme d’énergie que nous considérons). La contribution relative des nucléons secondaires dépend de la masse de la particule primaire, car $\lambda_{A\gamma} \propto A^{-1}$ et $\lambda_{Ap} \propto A^{-2/3}$. Ainsi, pour les noyaux lourds, les nucléons secondaires sont produits très rapidement, lorsque le noyau est encore dans la région centrale de l’amas. Ceci n’est plus le cas pour des noyaux tels que l’hélium. Les nucléons secondaires produits dans les régions centrales de l’amas rencontreront des fonds de photons et de baryons plus denses et produiront plus facilement des neutrinos. La contribution des nucléons secondaires au flux de neutrinos produits à l’intérieur de l’amas est donc plus important pour les noyaux les plus lourds.

Contribution des différents fonds

La compétition entre les interactions photoniques et hadroniques est aussi un aspect intéressant de la production de neutrinos dans les amas de galaxies. Comme le montre la figure 6.8, les interactions hadroniques dominent sur les photo-interactions pour la production des neutrinos (pour les neutrinos produits en dessous de $E_\nu = 10^{18}$ eV). Dans le cas des protons, le taux d’interactions hadroniques est bien plus élevé au centre de l’amas et la photo-interaction compense partiellement leur déficit à cause de l’évolution plus plate de la densité de photons en fonction de la distance au centre de l’amas. Notons qu’en dessous de $E = 10^{16}$ eV, la photo-interaction cesse de contribuer à la production de neutrinos, à cause du seuil en énergie du processus de photo-production de pions. Pour les noyaux, l’intervalle d’énergie entre la contribution des interactions hadroniques et photoniques est plus importante. Ceci peut paraître étonnant au premier abord, car le taux de photo-interactions $\propto A$ augmente plus vite avec la masse que le taux d’interaction hadronique $\propto A^{2/3}$. Cependant, une fraction significative de photo-interactions a lieu

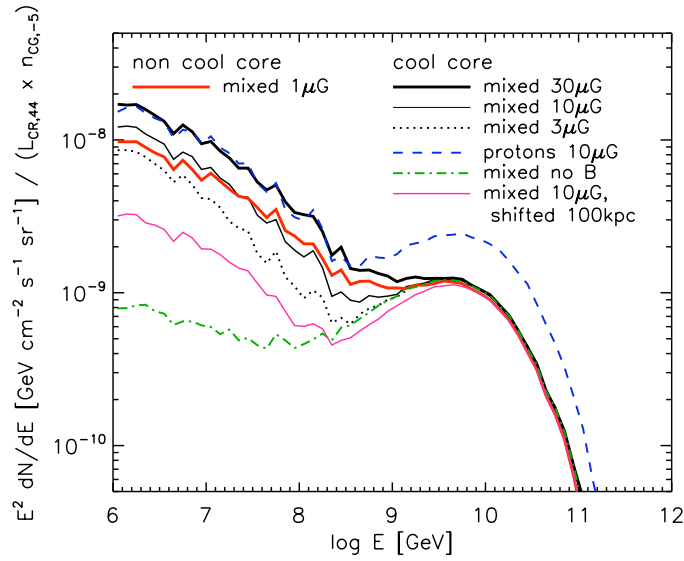


FIGURE 6.10 – Flux diffus de neutrinos obtenus pour une densité d’amas de galaxies $n_{GC} = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ et pour des AGN de luminosité en rayons cosmiques $L_{cr} = 10^{44} \text{ erg/s}$, et un indice spectral d’injection de 2.3. Une composition mixte est injectée au centre d’un amas sans cœur froid avec $B_c = 1 \mu\text{G}$ (trait plein épais rouge), et dans un amas à cœur froid avec $B_c = 30 \mu\text{G}$ (trait plein solide épais), $B_c = 10 \mu\text{G}$ (trait plein solide fin), $B_c = 3 \mu\text{G}$ (pointillés noirs) et sans champ magnétique (pointillés verts). Nous présentons aussi les cas d’une injection pur proton au centre (tirets longs bleus) et d’une injection mixte à 100 kpc du centre d’un amas à cœur froid avec $B_c = 10 \mu\text{G}$ (trait plein rose).

au travers du processus GDR qui ne produit de neutrinos que via les nucléons secondaires. La photo-production de pions par les noyaux qui peut produire des neutrinos directement est ainsi écartée par ce processus d’efficacité moindre. D’un autre côté, les interactions hadroniques du noyau parent produisent des neutrinos dans tous les cas, ce qui explique la contribution relative plus faible des processus de photo-interaction sur la production de neutrinos, dans le cas des noyaux. Remarquons aussi qu’à cause des évolutions différentes avec la distance au centre des fonds de baryons et de photons, la contribution relative des interactions photoniques sera plus importante si la source est décalée du centre de l’amas.

Notons enfin que le flux de neutrinos produits à ultra-haute énergie par interactions avec le CMB est inférieur au flux de neutrinos cosmogéniques (d’environ un ordre de grandeur) car nous ne prenons pas en compte la propagation dans le milieu extra-amas. Sachant que le confinement magnétique est inefficace à très hautes énergie, ce flux ne peut représenter qu’une petite fraction du flux des neutrinos cosmogéniques.

Comparaison aux données et influence des différents paramètres sur le flux

Pour avoir un ordre de grandeur, la sensibilité du détecteur de la génération future KM3NeT sera de l’ordre de $\sim 2 \times 10^{-9} \text{ GeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ sur un an pour une source ponctuelle dans la gamme d’énergie du PeV. D’après notre figure, nous pouvons nous attendre à ce que le flux d’un amas de galaxies de ce genre soit typiquement en dessous des limites de sensibilités expérimentales, pour un spectre d’injection en 2.3. Le flux sera amplifié d’un ordre de grandeur pour un indice de 2.1, et sera donc plus proche des limites observationnelles. Cependant, comme nous l’avons

souligné dans la section précédente, une injection aussi dure peut surproduire les rayons cosmiques de ultra-haute énergie par rapport aux données observationnelles de AGASA, de HiRes et de l'Observatoire Pierre Auger. Ceci signifie qu'une source de luminosité élevée et d'indice spectral dur, plus favorable à l'observation, devra avoir une densité faible dans l'Univers pour ne pas violer les limites imposées par le flux total en rayons cosmiques. On peut déduire de ces résultats que la détection en neutrinos de sources ponctuelles dans les amas de galaxies semble difficile ; l'accumulation de flux provenant de plusieurs sources pourrait être plus prometteuse.

Pour étudier ce point, nous calculons le flux de neutrinos cumulés pour une densité d'amas de galaxies de $n_{GC} = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$, en supposant la même masse pour tous les amas, de la même façon que pour le flux diffus des rayons cosmiques. Nos résultats sont présentés dans la figure 6.10. Nous ne prenons pas en compte l'évolution de la densité de sources avec le décalage spectral, qui aurait un effet négligeable pour $z < 0.2$ (Colafrancesco & Blasi 1998). À plus haut décalage spectral, il faudrait aussi prendre en compte l'évolution de l'amas en lui-même (de la densité, du fond de photons infrarouges, et surtout du champ magnétique), ce qui est aujourd'hui impossible vu notre méconnaissance de l'origine et de l'évolution des champs magnétiques extragalactiques. Nos calculs nous permettent de mesurer l'effet de nos paramètres clés, et de noter que nos flux tournent autour de la limite observationnelle des détecteurs actuels et à venir. En effet, la sensibilité de IceCube pour le flux diffus est de l'ordre de $1.5 \times 10^{-8} \text{ GeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ pour un an, ce qui permettrait une détection dans les années à venir.

Il est intéressant de noter l'importance du confinement magnétique sur la production de neutrinos secondaires, ainsi que la différence entre les amas avec et sans cœur froid. Rappelons qu'il faut comparer le cas de l'amas sans cœur froid présenté ici avec le cas de l'amas à cœur froid avec $B_c = 30 \mu\text{G}$. Nous pouvons voir que la présence du champ magnétique augmente la production de neutrinos d'un ordre de grandeur, mais il y a seulement un léger écart entre les différentes intensités et configurations. Nous remarquons que l'injection d'une composition pur proton produit un taux de neutrinos similaire au cas d'une composition mixte Galactique. Le flux est même légèrement plus élevé dans le cas pur protons, car ces derniers produisent plus de neutrinos que les noyaux pour notre choix de paramètres astrophysiques (voir la discussion sur la figure 6.9 ci-dessus). Dans le cas d'une composition pur proton, nous avons vu dans la section 2.6 qu'un indice spectral plus élevé était nécessaire pour ajuster le spectre des rayons cosmiques. Ceci donne lieu à des sources de très fortes luminosité et peut aussi poser un problème de budget énergétique, notamment si l'on suppose que la source suit un spectre d'injection en loi de puissance unique jusqu'à 10^9 eV . Nous avons vu que ce problème peut être résolu en supposant un changement de pente dans le spectre d'injection (Berezinsky & Gazizov 2007 et Murase et al. 2008a dans le contexte des amas de galaxies).

D'autre part, le flux de rayons cosmiques étant proportionnel à $L_{cr} \times n_{CG}$, une augmentation d'un de ces deux paramètres peut amplifier le nombre de neutrinos. Il faut cependant se rappeler que le flux de rayons cosmiques serait alors surproduit comparé aux données observationnelles, comme nous l'avons calculé dans la section 6.3.1. Les contraintes imposées par le flux total de rayons cosmiques sont assez strictes.

Nos résultats sont en accord avec le traitement analytique de Berezinsky et al. (1997) – et avec les travaux de Murase et al. (2008a) bien que ceux-ci supposent des paramètres différents. On peut calculer un ordre de grandeur du flux de neutrinos J_ν attendu autour de l'énergie du PeV, dans le cas d'une composition pur proton, en supposant que les interactions hadroniques

dominent les processus d'interaction :

$$E^2 J_\nu(E) \sim 0.7 \times 10^{-12} \text{ GeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \left(\frac{f_{pp}}{2.4 \times 10^{-3}} \right) \left(\frac{D}{100 \text{ Mpc}} \right)^{-2} \left(\frac{L_{E,16}^{\text{cr}}}{10^{42} \text{ erg/s}} \right), \quad (6.4)$$

où D est la distance à la source, $L_{E,16}^{\text{cr}}$ la luminosité en rayons cosmiques à $E = 10^{16}$ eV (la valeur $L_{E,16}^{\text{cr}} = 10^{42}$ erg s $^{-1}$ correspond à $L_{\text{cr}} = 10^{44}$ erg/s pour une énergie d'injection minimale de $E_{\text{min}} = 10^9$ eV). f_{pp} est la profondeur optique effective pour l'interaction proton-proton à énergie $E \sim 10^{16}$ eV. Cette dernière quantité s'écrit : $f_{pp} = 0.8 \sigma_{pp} n_N c t_{\text{esc}} \sim 2.4 \times 10^{-3} (n_H / 10^{-4.5} \text{ cm}^{-3}) (t_{\text{esc}} / 1 \text{ Gyr})$, en supposant une densité baryonique constante n_H et un temps d'échappement t_{esc} . Le facteur 0.8 correspond à la productivité $Y_\nu(E_p, E_\nu)$ dont nous avons parlé dans la section 2.1.2.

Nos flux sont plus faibles que ceux calculés par de Marco et al. (2006) dans la gamme d'énergie de 10^{16} à 10^{18} eV, et la forme globale de notre spectre diffère par rapport à celle obtenue dans leurs travaux. Cette différence provient essentiellement de leur choix de SED pour calculer le fond diffus infrarouge de l'amas (au lieu de prendre la SED d'une galaxie elliptique comme dans notre étude, de Marco et al. 2006 ont choisi celle d'une galaxie ultra-lumineuse). D'autre part, les interactions hadroniques ne sont pas prises en compte dans ces travaux.

Les flux de neutrinos présentés dans les figures 6.8, 6.9 et 6.10 ne prennent pas en compte le temps de vie limité des AGN et supposent un régime permanent. Ceci est justifié pour les neutrinos de plus haute énergie qui sont produits par interaction sur le fond diffus cosmologique et ne sont pas confinés dans l'amas : la production de neutrinos a alors lieu juste après l'injection. Pour les neutrinos de plus basse énergie, nous avons vérifié qu'il sont produits en majorité au cours de l'activité de l'AGN, car le flux de nucléons (qui sont les progéniteurs les plus importants de neutrinos – voir la discussion ci-dessus) devient faible pour les temps subséquents.

6.3.3 Rayons gamma secondaires

Les rayons gamma peuvent aussi constituer une signature de la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans les amas. De même que pour les neutrinos, l'observation simultanée des noyaux chargés et des photons gamma dépend de la durée des cycles d'activité de la source. Selon les amas, on pourra détecter des rayons cosmiques avec ou sans émission de neutrinos et de photons, ou même le contraire (des secondaires sans contrepartie en rayons cosmiques).

Nous avons décrit dans le chapitre 2 de quelle façon les photons et électrons de ultra-haute énergie sont créés lors de la propagation des rayons cosmiques. Nous avons également vu dans la section 2.3 comment ces particules secondaires interagissent dans les fonds de l'Univers et donnent naissance à des cascades électromagnétiques. Dans notre code de propagation, la création des paires électron-positron par processus Bethe-Heitler (pour les protons) est implémentée selon la méthode de Armengaud et al. (2006). Ainsi, au bout d'un pas de temps fixé (bien supérieur au libre parcours moyen de la photo-production de paires), on suppose qu'une distribution en loi de puissance de paires électron-positron a été générée. Les électrons, positrons et photons produits par tous les autres processus sont traités de façon discrète.

Les cascades électromagnétiques sont traitées en sortie du code de propagation, à partir de la distribution radiale des électrons-positrons et des photons produits. Les électrons et les positrons qui sont créés dans la partie centrale de l'amas (par les rayons cosmiques ou par des

photons cascading) rayonnent en synchrotron quasiment immédiatement à haute énergie (voir équation 2.32) ou bien restent confinés localement avant de rayonner en synchrotron ou subir une interaction inverse Compton. Les photons de très haute énergie sont émis dans la direction des rayons cosmiques primaires, alors que les photons de basse énergie sont émis de façon quasiment isotrope. Nous faisons ici l'approximation que les photons se propagent radialement depuis la source, ce qui est justifié par le fait que la longueur de perte d'énergie due au CMB pour les photons de $\sim 10^{16-17}$ eV est beaucoup plus courte que la taille de l'amas (de quelques mégaparsecs).

Nous présentons dans la figure 6.11 le spectre des rayons gamma obtenus pour un amas de galaxies situé à 100 Mpc, de luminosité $L_{\text{cr}} = 10^{44}$ erg/s et d'indice spectral d'injection 2.3. Les paramètres utilisés sont identiques à ceux de la figure 6.10 pour les neutrinos. Les cas d'un amas à cœur froid pour $B_c = 3 \mu\text{G}$ et sans cœur froid avec $B_c = 1 \mu\text{G}$ sont représentés dans la figure 6.12. Nous ne traçons ici que la contribution des rayons cosmiques d'énergie supérieure à $E_{\text{min, simu}} = 10^{16}$ eV. Les électrons de très haute énergie rayonnent principalement leur énergie en synchrotron vers les énergies du keV au GeV (voir équation 2.33). On s'attend par contre à ce que les photons produits par processus inverse Compton se retrouvent au-dessus du TeV, ce qui est bien observé dans la figure.

Les traits rouges épais indiquent le flux obtenu après propagation des photons et électrons-positrons dans le milieu extra-amas. En effet, les photons d'énergie supérieur à quelques TeV subissent des interactions avec les fonds diffus cosmologique, infrarouge et radio et cascaded de façon à contribuer au flux à plus basse énergie. Nous supposons que le champ magnétique intergalactique est de l'ordre de $B_{\text{IG}} = 10^{-13}$ G, ce qui permet de considérer que les cascades électromagnétiques sont unidimensionnelles (voir discussion à la fin de la section 2.4). Pour des champs magnétiques plus élevés, il faudra considérer les déflexions des électrons et positrons, et donc la dilution globale du flux dans l'espace. Toute la contribution des photons de ultra-haute énergie serait ainsi diluée dans le fond diffus gamma et on ne s'attendrait alors pas à observer ces particules. L'émission synchrotron des électrons et positrons près de la source (ligne en tirets verts dans la figure 6.11), ainsi que les photons directement produits par les rayons cosmiques en dessous du TeV pourrait par contre être détectés, car l'Univers paraît transparent à ces particules et elles ne créent pas de cascades électromagnétiques.

On observe ici le même genre d'effets dus à la configuration et à l'intensité du champ magnétique dans l'amas que pour le cas des neutrinos. Dans le cas des photons gamma, se rajoute également la contribution de l'intensité du champ magnétique sur l'émission synchrotron : plus le champ est fort, plus l'électron rayonnera près de la source, et à une énergie plus haute. Ces effets ne sont pas frappants dans ces figures où le champ est dans tous les cas assez fort pour que l'émission synchrotron ait lieu de façon conséquente. Le scénario dans lequel l'amas n'est pas magnétisé annule par contre complètement le flux en dessous de ~ 10 GeV. Cette dépendance sera développée dans le chapitre suivant.

Extrapolation à plus basse énergie

Nous examinons également la contribution des rayons cosmiques d'énergie $E < E_{\text{min, simu}} = 10^{16}$ eV à notre flux de photons gamma. La propagation de ces particules de basse énergie n'a pas été intégrée numériquement à cause du temps de calcul important qu'elle implique. Nous pouvons cependant calculer la distribution spatiale et le spectre en énergie de ces particules en

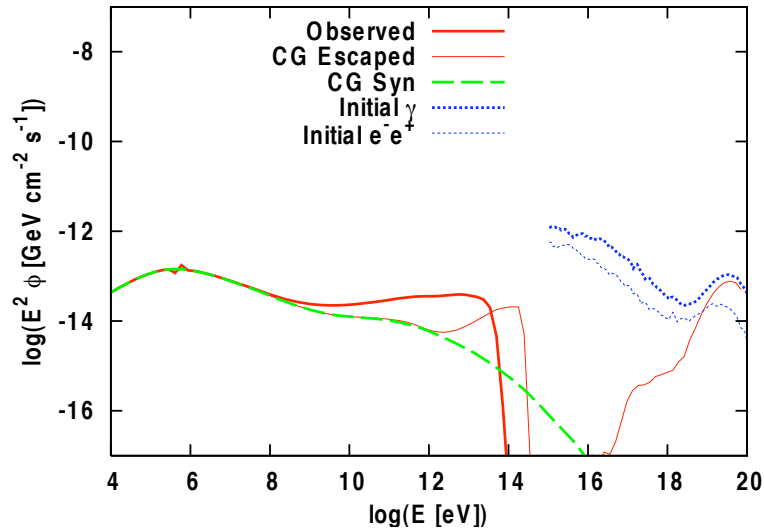


FIGURE 6.11 – Émission de photons d’une source située dans amas de galaxies à cœur froid, avec $B_c = 3 \mu\text{G}$, et une luminosité de $L_{cr} = 10^{44}$ erg/s, avec un indice spectral de 2.3, et placée à une distance de 100 Mpc. Les pointillés bleus représentent les électrons et les positrons (traits fins) et photons (traits épais) produits dans l’amas par les rayons cosmiques d’énergie $E \geq E_{\text{min, simu}} = 10^{16}$ eV. Les tirets verts indiquent la contribution de l’émission synchrotron qui a lieu dans l’amas. La ligne rouge fine est le flux de photons obtenu à la sortie de l’amas, que l’on observerait à 100 Mpc en l’absence de cascades électromagnétiques dans le milieu extra-amas. Le trait épais rouge donne le flux de photons observé à 100 Mpc, après cascades électromagnétiques, en supposant un champ magnétique extra-amas de $B = 10^{-13}$ G.

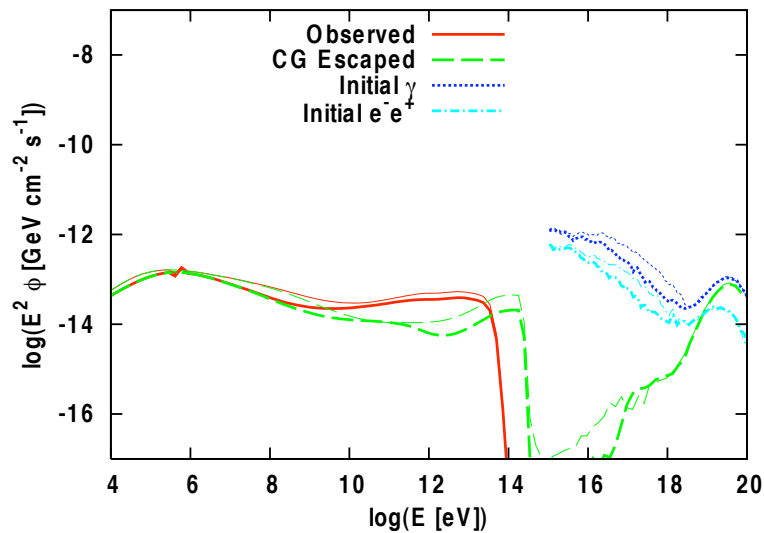


FIGURE 6.12 – Comparaison des flux obtenus pour un amas à cœur froid avec $B_c = 3 \mu\text{G}$ (traits épais) et sans cœur froid avec $B_c = 1 \mu\text{G}$ (traits fins) – les autres caractéristiques sont les mêmes que pour la figure 6.11. Les lignes vertes représentent le flux obtenu à la sortie de l’amas, tel qu’on l’observerait à 100 Mpc en l’absence de cascades électromagnétiques dans le milieu extra-amas. Les traits rouges donnent le flux de photons observé à 100 Mpc, après cascades électromagnétiques, en supposant un champ magnétique extra-amas de $B = 10^{-13}$ G.

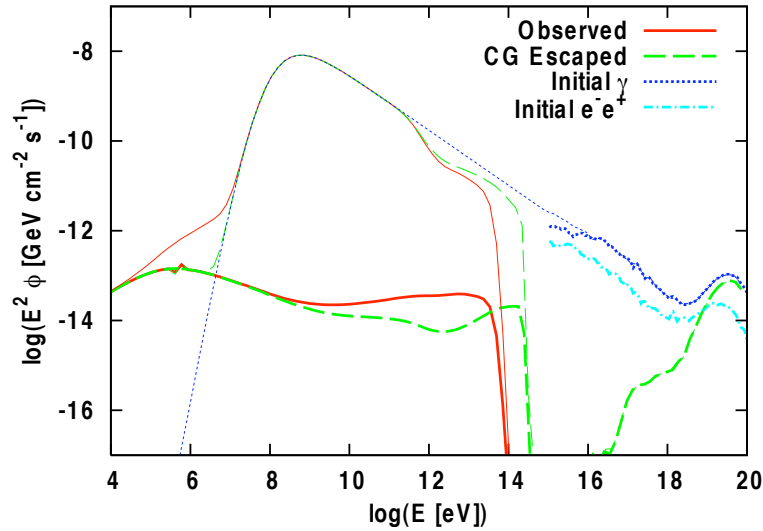


FIGURE 6.13 – Contribution des rayons cosmiques de basse énergie $E < E_{\text{min,simu}} = 10^{16}$ eV au flux de photons gamma, pour un amas à cœur froid avec $B_c = 3 \mu\text{G}$ – les autres caractéristiques sont les mêmes que pour la figure 6.11. Les traits épais représentent l’émission calculée pour les rayons cosmiques de $E < E_{\text{min,simu}}$, et les traits fins l’émission incluant les rayons cosmiques de basse énergie modélisés semi-analytiquement dans l’approximation diffusive.

les supposant dans un régime diffusif. Étant donné que la contribution principale aux rayons gamma proviendra des protons et des interactions hadroniques dans cette gamme d’énergie (la discussion est similaire au cas des neutrinos de la section précédente), on ne considère dans notre calcul que les interactions proton-proton. Nous supposons que les protons sont distribués initialement de façon gaussienne dans l’amas sur environ 1 kpc, et que la source centrale injecte des particules à un rythme qui permet de maintenir cette distribution gaussienne en tout temps. L’équation de diffusion est résolue par une méthode numérique en supposant le coefficient de diffusion donné dans l’équation (A.43).

Nous obtenons ainsi un spectre en énergie plus mou que celui injecté dans la région centrale de l’amas (~ 10 kpc) car les particules de basse énergie s’accumulent alors que celles de plus haute énergie sont confinées moins longtemps. On observe l’effet contraire à la périphérie de l’amas (~ 1 Mpc) où les particules de basse énergie sont moins nombreuses. Nous remarquons que la pente obtenue pour les rayons cosmiques est bien de l’ordre de -2.6 , qui correspond bien à ce qu’on obtiendrait en combinant la pente de l’injection à la source (-2.3) et l’évolution du temps de confinement en fonction de l’énergie ($-1/3$). Enfin, nous évaluons le flux de photons gamma produits en utilisant les formulations de Pfrommer & Enßlin (2004), ce qui conduit à un spectre qui rejoint celui des simulations à haute énergie sans accident. Notons qu’il est également possible d’extrapoler le flux des électrons et photons produits par interactions hadroniques, en faisant l’hypothèse d’une loi de puissance continue à basse et haute énergie.

Nos résultats sont présentés dans la figure 6.13, qui montre que la signature en gamma des rayons cosmiques de ultra-haute énergie sera noyée dans celle produite par les particules de basse énergie. Ce résultat soulève également la question de l’énergie minimale à laquelle les rayons cosmiques sont injectés dans l’amas : pour des raisons d’opacité de la source aux rayons cosmiques de très basse énergie, il n’est pas clair que les particules soient éjectées hors de la zone

d'accélération à des énergies aussi basses que le GeV (voir par exemple Berezhinsky et al. 2006). Si le spectre injecté des rayons cosmiques ne commence qu'à une énergie de $E \sim 10^{16}$ eV (ou même plus haut), il sera difficile d'observer une émission gamma provenant des amas de galaxies avec les instruments actuels. Dans cette situation (si $E_{\min} \sim 10^{16}$ eV), des sources de luminosité totale environ cent fois plus faible (pour un indice spectral en 2.3) pourront donner lieu aux flux de rayons cosmiques et de particules secondaires que nous avons calculés, tant qu'elles sont capables d'accélérer des particules jusqu'aux ultra-hautes énergies.

Déteçtabilité

La sensibilité du futur télescope CTA est de l'ordre de $\sim 10^{-11}$ GeV s⁻¹cm⁻² pour 100 heures pour une source ponctuelle autour du TeV. Pour une source étendue, la sensibilité diminue d'un facteur $\theta/\theta_{\text{PSF}}$, où θ et θ_{PSF} sont les tailles angulaires de la source et la fonction d'étalement du point respectivement. La sensibilité sera grossièrement de $\sim 10^{-10}$ GeV s⁻¹cm⁻² sous l'hypothèse $\theta \sim 10\theta_{\text{PSF}}$. D'après les figures 6.11 et 6.12, le flux en gamma venant des rayons cosmiques de ultra-haute énergies injectés dans les amas de galaxies est en dessous des limites observationnelles actuelles. La détection sera également difficile avec le satellite Fermi, pour lequel la sensibilité atteint $\sim 2 \times 10^{-10}$ GeV s⁻¹cm⁻² pour un an, autour de sources étendues au GeV. Une luminosité plus élevée ou un indice spectral plus dur permettrait d'atteindre les limites observationnelles. Cependant, rappelons que les limites imposées par le flux observé des rayons cosmiques primaires sont assez contraignantes. D'après notre étude, les flux de photons gamma seraient observables avec les instruments actuels ou à venir si les sources sont lumineuses à ultra-haute énergie mais rares (car si l'on augmente la luminosité ou si l'on durcit le spectre, il faut en contrepartie diminuer la densité de sources pour rester en accord avec le flux des rayons cosmiques).

Si l'énergie minimale d'injection est bien en dessous de $E_{\min, \text{simu}} = 10^{16}$ eV, il est possible également que le flux des photons produits par les rayons cosmiques de ultra-haute énergie soit complètement noyé dans celui produit par les protons de plus basse énergie lors d'interactions hadroniques. Avec les paramètres de la figure 6.13, nous sommes en deçà des limites imposées par EGRET et sommes tangents à celles de HESS. Ce flux serait par contre détectable par une grande variété d'instruments d'actuels (Fermi, HESS-2, MAGIC et CTA). Un indice spectral plus dur de 2.0 que l'on pourrait avoir en supposant une évolution cosmologique des sources, réduirait l'intensité autour de 10 GeV de deux ordres de grandeurs environ, ce qui compromettrait la détection par ces télescopes. Il est possible cependant que les rayons cosmiques de basse énergie ne soient pas injectés dans le milieu, auquel cas, on ne s'attend pas à voir de signal en gamma provenant d'amas de galaxies. Si au contraire des rayons cosmiques de basse énergie sont injectés dans l'amas mais que les sources n'accélèrent pas les particules jusqu'à ultra-haute énergie, nous serions débarrassés des contraintes sur le spectre observé des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Les rayons cosmiques de basse énergie seront en effet noyés dans le flux des rayons cosmiques Galactiques et il est également possible qu'elles ne parviennent pas jusqu'à nous à cause d'effets d'horizon magnétique. Ainsi, en l'absence de contraintes sur la luminosité et la densité de sources, il sera possible d'avoir des sources plus lumineuses que celles que nous avons considérées jusqu'à présent, et d'observer des émissions autour du GeV provenant d'amas de galaxies, sans contrepartie en rayons cosmiques.

Nous ne calculons pas ici la contribution des photons à très basse énergie, mais il existe également des contraintes éventuelles provenant des observations d'amas en radio (Giovannini

et al. 1993; Giovannini & Feretti 2000; Feretti et al. 2004; Eckert et al. 2007; Lutovinov et al. 2008; Rephaeli et al. 2008). Ces observations seront affinées dans les années à venir par les expériences LOFAR ou LWA, qui observeront des amas de galaxies à basse fréquence, et détecteront peut-être un excès de flux dû à l'émission synchrotron (Enßlin & Röttgering 2002; Brunetti et al. 2008). Il faut noter cependant que ces photons de basse énergie, ainsi que ceux d'énergie \lesssim TeV peuvent provenir d'une composante leptonique (Loeb & Waxman 2000; Kushnir & Waxman 2009) plutôt que de rayons cosmiques hadroniques. La distinction entre ces deux composantes pourrait se faire en comparant la distribution spatiale des rayons gamma dans les deux cas : les rayons gamma hadroniques retracent en effet le gaz, alors que la composante leptonique devrait retracer les régions de chocs où les électrons sont accélérés (Miniati 2003).

Dans le chapitre suivant, nous allons étendre cette étude sur l'émission gamma provenant de sources situées dans des régions magnétisées. Nous considérerons des sources situées dans des environnements inhomogènes (notamment des filaments) et examinerons leurs effets sur l'émission synchrotron produite autour du GeV. Nous utiliserons à ces fins le code de propagation que nous avons élaboré dans le cadre de ce chapitre.

Chapitre 7

Émission synchrotron ponctuelle de sources situées dans des environnements magnétisés inhomogènes

7.1	Effets d'un environnement magnétisé inhomogène	173
7.2	Effets de la composition chimique injectée et de l'indice spectral	178
7.3	Détectabilité et discussion sur les paramètres des sources	181

Dans ce chapitre, nous examinons plus en détail l'émission gamma de sources situées dans des milieux magnétisés de l'Univers, en nous plaçant dans un contexte plus général que celui des amas de galaxies. Nous rappelons que des photons, électrons et positrons secondaires sont émis par les rayons cosmiques de ultra-haute énergie lors de leur propagation dans le milieu intergalactique. L'Univers étant opaque aux photons en deçà de quelques TeV (équation 2.28) à cause des fonds de rayonnement radio, millimétrique (CMB) et infrarouge, les photons produits à haute énergie forment des cascades électromagnétiques. Ces cascades peuvent être considérées comme unidimensionnelles uniquement si les électrons de basse énergie formés par production de paires ne sont pas déviés par le champ magnétique extra-galactique (voir fin de la section 2.4). Cette condition s'écrit en terme d'intensité moyenne du champ magnétique extra-galactique (cf. Lee et al. 1995) :

$$B \lesssim 10^{-12} \text{ G} \frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}}, \quad (7.1)$$

où E_γ est l'énergie du photon créé par processus inverse Compton au cours de la cascade. Nous avons vu cependant au cours de cette thèse qu'un champ magnétique intergalactique aussi faible n'est pas forcément favorisé, notamment si les origines de ces champs ne sont pas seulement astrophysiques mais aussi primordiales (voir sections 3.4 et 3.5). Nous avons vu également dans le chapitre 4 qu'un champ aussi faible dans les vides ne permettait pas d'obtenir un effet d'horizon magnétique suffisant dans le cadre du modèle de transition Galactique/extra-galactique de Berezhinsky et al. (2006). Il est ainsi fort possible que le champ magnétique intergalactique soit suffisant pour défléchir les électrons et positrons aux énergies du TeV, donnant lieu à des halos diffus plus ou moins étendu de photons autour de la source (Aharonian et al. 1994). Une partie de ces photons sera ainsi noyée dans le fond diffus gamma. La sensibilité des instruments gamma décroissant avec l'étendue de la source, il est possible que ces halos ne soient pas observables.

Cependant, si l'environnement de la source est suffisamment magnétisé, les électrons et positrons de très haute énergie rayonneront immédiatement en synchrotron. L'équation (2.33)

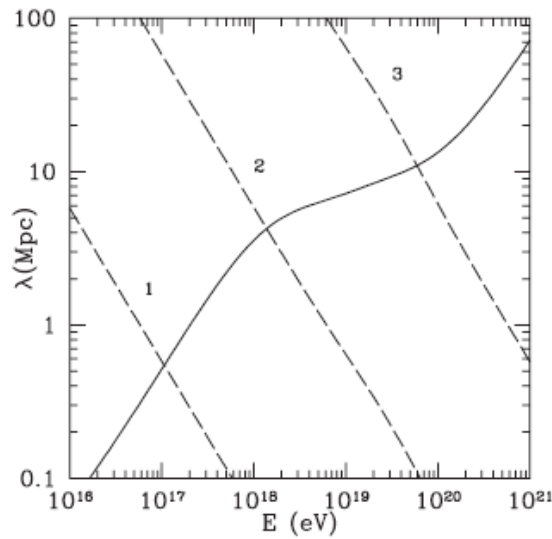


FIGURE 7.1 – Longueurs de perte d’énergie pour les électrons par processus inverse Compton et production de paires (traits pleins) sur les fonds CMB et radio (modélisé par Clark et al. 1970). Les tirets représentent les pertes par émission synchrotron dans un champ magnétique de 10, 1 et 0.1 nG pour les courbes 1, 2 et 3 respectivement. (Source : Gabici & Aharonian 2005.)

montre que l’émission des électrons d’énergie supérieure à 10^{18} eV aura lieu essentiellement dans la gamme d’énergie du GeV, donc dans un domaine où l’Univers paraît transparent aux photons. La cascade sera ainsi directement inhibée (Aharonian 2002). Ceci signifie que quelle que soit l’intensité du champ magnétique dans le milieu intergalactique, l’émission gamma produite de cette manière paraîtra ponctuelle : elle pourra donc être facilement distinguée du reste de l’émission, et a plus de chance d’être observée par les instruments actuels.

La détectabilité d’un tel flux a déjà été examinée dans le chapitre précédent dans le cadre d’un amas de galaxies isolé. Il a aussi été étudié par Gabici & Aharonian (2005) de façon analytique, en supposant la source placée dans un milieu magnétisé homogène et à symétrie sphérique, d’intensité relativement faible, et étendu sur 20 Mpc. Il est cependant intéressant d’examiner le cas où la source est placée dans un environnement magnétisé inhomogène à grande échelle, car la structure du champ magnétique peut éventuellement jouer un rôle sur l’intensité de l’émission synchrotron observée selon les différentes lignes de visée. Armengaud et al. (2006) ont calculé l’émission gamma provenant d’une source située dans un environnement dense et inhomogène extrait d’une simulation numérique de champ magnétique de Sigl et al. (2004). Ces auteurs évaluent cependant le flux en supposant que le champ magnétique intergalactique est assez faible pour que les cascades puissent être considérées comme unidimensionnelles. Ce travail surestime donc potentiellement le flux de photons gamma, à cause de la contribution contestable de ces photons issus de cascades. D’autre part, il serait utile d’examiner l’effet d’autres formes de distribution des champs magnétiques, car nous avons vu que celui de Sigl et al. (2004) pouvait être considéré comme un cas relativement extrême.

Enfin les précédents travaux (sauf celui décrit dans le chapitre précédent) s’intéressent uniquement aux protons en tant que rayons cosmiques primaires. Il est donc important de considérer d’autres compositions chimiques qui seraient plus en adéquation avec les données actuelles obtenues par l’Observatoire Pierre Auger (voir section 1.8).

7.1 Effets d'un environnement magnétisé inhomogène

Les effets d'un environnement magnétisé inhomogène ont été discutés dans les travaux de Armengaud et al. (2006), qui trouvent que le flux des photons autour du GeV est considérablement amplifié par la présence de champs structurés, à la fois à cause du rayonnement synchrotron et des déflexions subies par les particules (celles-ci allongent sa trajectoire et lui permettent de subir plus d'interactions). Contrairement à ces auteurs, nous nous concentreront uniquement sur la composante synchrotron émise près de la source, qui aura une plus forte probabilité d'être observée, car elle ne sera pas diluée spatialement, mais restera quasiment ponctuelle. D'autre part, Armengaud et al. (2006) calculent le flux de photons moyenné sur tous les angles autour de la source. Il est cependant possible que l'intensité du flux observé dépende de la direction selon laquelle on observe la structure. À haute énergie, l'émission synchrotron aura lieu dans l'environnement de la source si le champ magnétique est assez intense (sinon, l'électron interagit avec un photon du fond diffus, voir figure 7.1). Ainsi, selon une ligne de visée où le champ magnétique reste fort longtemps (par exemple selon l'axe d'un filament), le flux devrait être plus amplifié que dans les autres directions (par exemple perpendiculairement à l'axe du filament). Il est également possible que la configuration du champ magnétique joue un rôle dans l'intensité du flux à différentes énergies.

Afin d'examiner ces effets, nous adoptons à nouveau les configurations de champ magnétique décrites dans la section 3.6 : sur une trame de champ de densité cosmologique tridimensionnelle simulée de résolution 1.1 Mpc, nous appliquons les fonctions (3.24)–(3.26) qui nous permettent d'obtenir divers profils de champs magnétiques. Rappelons que nous désignons ces trois modèles par les noms “isotrope” (équation 3.24), “anisotrope” (équation 3.25) et “contrasté” (équation 3.26). Nous supposons la longueur de cohérence du champ constante et de valeur $\lambda_B = 100$ kpc. Nous plaçons notre source de rayons cosmiques de ultra-haute énergie au centre d'un filament choisi parmi les grandes structures (voir figure 7.2). Nous faisons ensuite propager des rayons cosmiques dans ce milieu à l'aide du code de propagation que nous avons élaboré pour le chapitre précédent. Nous prenons en compte les fonds diffus cosmologique et infrarouge, mais pas les interactions avec les baryons, car comme le montre la figure 7.3, la densité de matière dans l'environnement de la source n'est jamais supérieure à une centaine de fois la densité moyenne dans l'Univers. Des fonds baryoniques aussi faibles ne contribueront pas aux interactions des particules.

Nous nous intéressons à la détection des photons dans le domaine du GeV-TeV. D'après l'équation (2.33), nous pouvons voir que la contribution principale dans ce domaine proviendra des électrons d'énergie $E_e \gtrsim 10^{18}$ eV, à moins d'être placé dans un champ magnétique particulièrement intense. Ces électrons sont créés soit par processus de photo-production de paires, que l'on modélise comme dans le chapitre précédent par la méthode de Armengaud et al. (2006), soit de façon discrète lors de la photo-production de pions ou la désintégration de neutrinos. Dans ces dernières situations, les électrons et les positrons produits auront une énergie globalement égale à $E_e \sim 5 \times 10^{17} (E_p/10^{19} \text{ eV})$ eV. Nous voyons donc que le flux proviendra essentiellement des rayons cosmiques d'énergie supérieure à $E \sim 10^{19}$ eV. D'autre part, en dessous de $E \sim 10^{17}$ eV, les interactions avec les fonds de photons deviennent beaucoup moins importants, et le nombre de particules produites est donc moindre. Nous choisissons pour ces raisons d'injecter des rayons cosmiques à la source entre $E_{\min} = 10^{17}$ eV et $E_{\max} = 10^{20.5}$ eV. Comme il n'est pas évident que les rayons cosmiques puissent s'échapper de la source à partir de 10^{17} eV (voir discussion dans

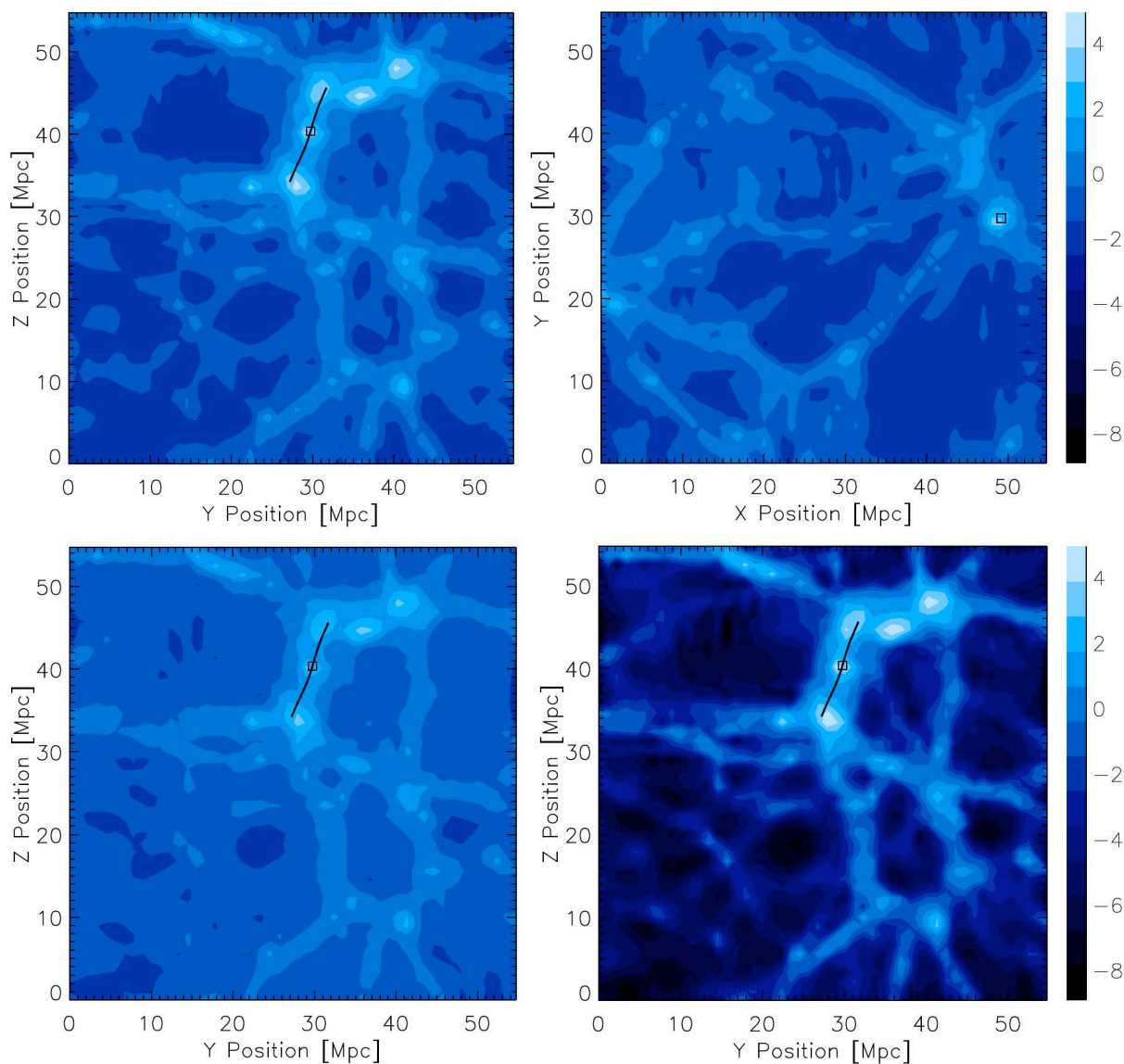


FIGURE 7.2 – Distribution du champ magnétique dans la région environnant la source. Chaque figure représente une coupe dans l’axe perpendiculaire au plan observé sur une épaisseur d’une cellule (1.1 Mpc). Les deux panneaux du haut représentent l’intensité du champ pour le modèle “anisotrope” dans le plan $Y - Z$ (à gauche) et dans le plan $X - Y$ perpendiculaire à l’axe du filament (à droite). Les figures du bas représentent le cas “isotrope” (à gauche) et “contrasté” (à droite). Le code de couleurs est identique pour les quatre figures et indiquent le logarithme de l’intensité du champ magnétique en nanoGauss. Le trait noir indique l’axe du filament et le carré la position de la source.

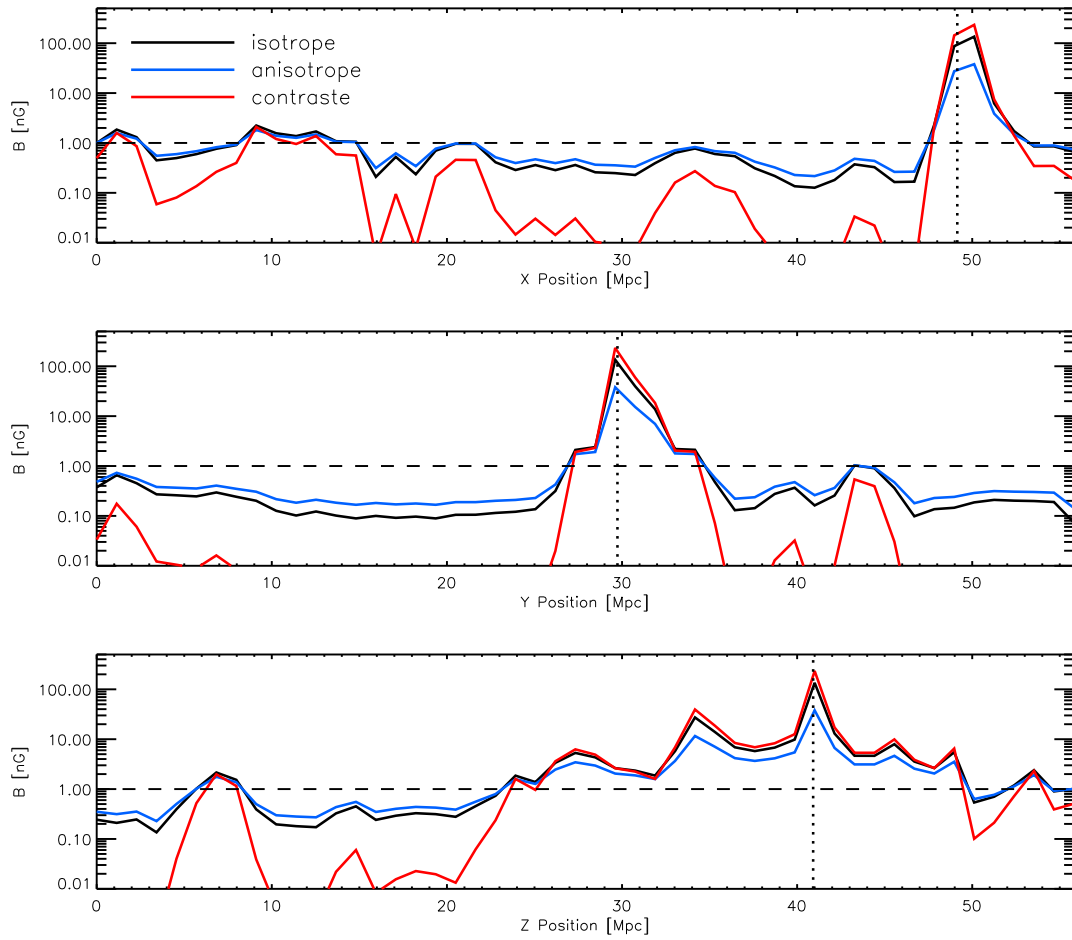


FIGURE 7.3 – Profil du champ magnétique le long de l’axe indiqué en abscisses, dans le plan contenant la source (dont la position est représentée en pointillés). Les profils du champ pour les modèles “isotrope” (noir), “anisotrope” (bleu) et “contrasté” (rouge) sont tracés sur une soixantaine de mégaparsecs. L’axe Z correspond grossièrement à celui du filament.

la section 6.3.3), et que l'on s'intéresse principalement à la composante de ultra-haute énergie au-dessus de 10^{19} eV, nous donnerons les valeurs de nos luminosités de sources intégrées à partir de cette dernière valeur : $L_{E,19}$.

On suppose les sources stationnaires et de luminosité en rayons cosmiques $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s, avec un indice spectral en $\alpha = 2.3$. Pour comparer aux valeurs du chapitre précédent, si l'on suppose que la source émet des rayons cosmiques jusqu'à des énergies aussi faibles que 10^9 eV, la luminosité serait de l'ordre de $L_{E,9} = 10^{44}$ erg/s. Le calcul de nos flux de photons est effectué comme suit : au sein d'un rayon de 20 Mpc autour de la source, on calcule le flux de photons émis par les électrons en fonction du champ B mesuré à leur position de production. On mesure pour cela l'énergie perdue par l'électron :

$$E_{e,\text{loss}} = E_e \left[1 - \exp\left(-\frac{x_{\text{IC}}}{x_{\text{syn}}}\right) \right], \quad (7.2)$$

où x_{IC} et x_{syn} sont les longueurs de perte d'énergie par processus inverse Compton (et par production de paires sur les fonds diffus cosmologique et radio) et par rayonnement synchrotron (voir figure 7.1). Le nombre de photons émis à l'énergie E_{syn} donnée par l'équation (2.33) est ensuite évalué par $N_{\gamma,\text{syn}} = E_{e,\text{loss}}/E_{\text{syn}}$.

Comme les fonds sont homogènes et isotropes et que le champ magnétique n'a pas d'effet de confinement à ultra-haute énergie, les électrons et positrons secondaires sont distribués de façon isotrope autour de la source. On s'attend donc à ce que l'émission synchrotron soit plus importante selon l'axe du filament, où le champ magnétique reste fort plus longtemps que dans la direction perpendiculaire (voir figure 7.3). À une énergie E_e donnée, le rapport entre les deux flux devrait être de l'ordre de a/b où a et b représentent les tailles caractéristiques des axes du filament sur lesquelles le champ est $B \gtrsim 10$ nG ($E_e/10^{18}$ eV).

Les figures 7.4 montrent effectivement la présence d'un tel effet. Elles représentent pour différentes configurations du champ magnétique, l'émission synchrotron produite par un filament à 100 Mpc, abritant une source de luminosité $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s et un indice spectral d'injection de 2.3. Nous remarquons que l'écart entre les valeurs supérieures et inférieures du flux est de l'ordre de 2 au maximum, ce qui correspond bien au rapport entre les axes principaux du filament. Pour un filament plus étroit ou plus allongé, l'écart sera plus prononcé – sans pour autant que le flux dans la direction de l'axe ne soit nécessairement amplifié. D'autre part, ces écarts sont peu affectés par la configuration du champ magnétique, ce qui peut se comprendre avec la figure 7.3. L'étendue de la zone magnétisée au-dessus de $B \sim 1$ nG n'est pas foncièrement modifiée par les différentes distributions que nous adoptons.

Nous notons également que cet écart est moins important pour un champ fort et aussi à basse énergie. Ceci est dû aux déflexions des protons primaires dont la direction tend à devenir isotrope à basse énergie et/ou pour un champ magnétique intense. À cause de la résolution limitée, les champs magnétiques dans nos grilles restent relativement importants dans la gaine centrale du filament ($B \sim 0.1$ μG) sur un rayon de 1.1 Mpc. Pour de tels champs, les déflexions sont en effet de l'ordre de $\theta = 45^\circ (E/10^{19} \text{ eV})^{-1} (B/0.1 \mu\text{G}) (d/1 \text{ Mpc})^{1/2} (\lambda_B/100 \text{ kpc})^{1/2}$, sur des distances de l'ordre de $d = 1$ Mpc. Ainsi, les électrons semblent venir de l'axe du filament n'ont pas forcément parcouru une grande distance le long de celui-ci.

On remarque surtout que le flux de photons au-delà de $E_\gamma \sim 10$ GeV est relativement robuste

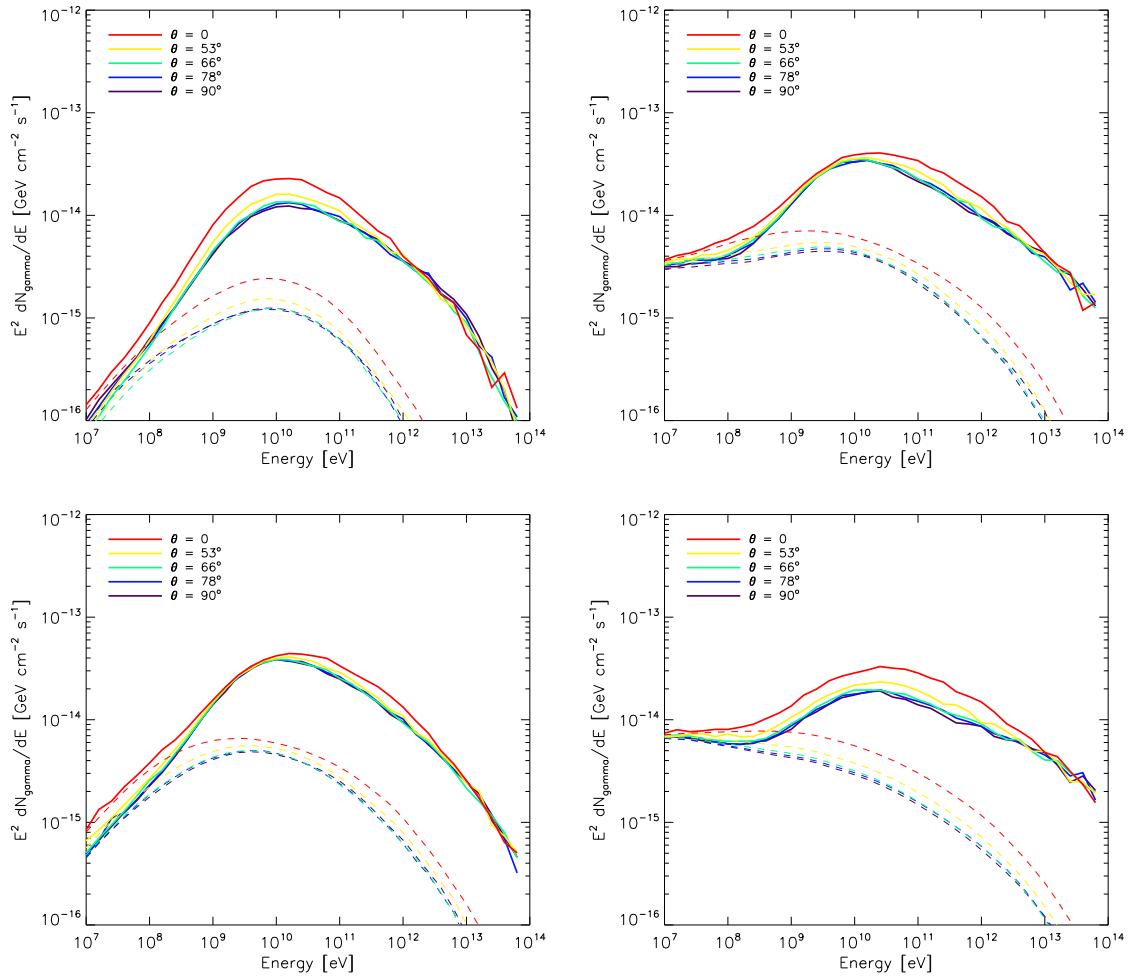


FIGURE 7.4 – Flux de photons produits par émission synchrotron lorsque le filament est observé sous les angles indiqués par rapport à son axe. Le filament est situé à une distance de 100 Mpc et on a supposé que la source injecte une composition 100% protons avec une luminosité $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s et un indice spectral de 2.3. Les tirets indiquent la contribution des paires électrons-positrons créés par processus Bethe-Heitler. Les quatre panneaux représentent différents cas de champ magnétique : “anisotrope” avec $\bar{B} = 0.1$ nG (en haut à gauche), “anisotrope” avec $\bar{B} = 1$ nG (en haut à droite), “isotrope” avec $\bar{B} = 1$ nG (en bas à gauche), et “contrasté” avec $\bar{B} = 1$ nG (en bas à droite).

aux changements de configuration du champ, et même à l'intensité. Les variations – y compris celles dues à l'orientation de la ligne de visée – sont de l'ordre de 2 voire 3. Dans cette gamme d'énergie, les électrons et positrons créés par les autres processus que la photo-production de paires domine largement le flux, à cause de la photo-production de pions sur le CMB et le fond infrarouge. Le flux sera en réalité coupé au-delà de $E_\gamma \sim 10$ TeV à cause de l'opacité de l'Univers pour les photons au-delà de cette énergie.

À plus basse énergie ($E_\gamma \lesssim 10$ GeV), l'intensité du flux peut varier de plus d'un ordre de grandeur selon la configuration et surtout l'intensité du champ magnétique choisies. En effet, dans cette gamme d'énergie, la longueur de perte d'énergie par processus inverse Compton devient très faible (voir figure 7.1) et seuls des champs magnétiques très importants peuvent conduire à une émission synchrotron dans le filament au lieu de la génération d'une cascade électromagnétique. Si le spectre d'injection des rayons cosmiques s'étend à beaucoup plus basse énergie que $E \sim 10^{17}$ eV et que les interactions hadroniques peuvent jouer un rôle au sein du filament, le flux pourrait être beaucoup plus important dans cette région, et la dépendance en B serait noyée parmi les photons directement produits par ces particules de plus basse énergie. Cependant, comme nous l'avons discuté plus haut, il est possible que le fond de baryons soit trop faible pour que des interactions hadroniques conséquentes puissent se produire. Il serait alors possible en mesurant le flux juste en dessous du GeV, de poser des limites sur le champ magnétique dans l'environnement de la source.

7.2 Effets de la composition chimique injectée et de l'indice spectral

Nous étudions l'effet de la composition chimique injectée à la source, ainsi que celui de l'indice spectral, sur l'émission synchrotron obtenue. Nous examinons à ces fins les compositions suivantes :

- deux compositions pur proton avec des indices $\alpha = 2.3$ et 2.7 . Un indice spectral mou comme ce dernier semble en effet nécessaire pour retrouver la forme du spectre des rayons cosmiques observé dans le cas d'une composition pur proton, notamment dans le scénario de transition au second genou de Berezhinsky et al. (2006).
- une composition mixte dominée par les protons (que nous avons décrite dans la section 6.2) d'indice spectral $\alpha = 2.3$,
- une composition pur fer d'indice spectral $\alpha = 2.3$,
- et enfin une composition mixte qui a été proposée par Allard et al. (2008), comprenant 30% de fer, et pour laquelle l'énergie maximale des protons est de $E_{\max,p} = 10^{19}$ eV. En supposant que les éléments lourds sont accélérés à une énergie $Z \times E_{\max}$, et à cause d'effets de propagation qui désintègrent les noyaux intermédiaires et de façon moindre les noyaux les plus lourds, on observerait alors sur Terre une composition lourde aux plus hautes énergies, comme semble l'observer l'Observatoire Pierre Auger (Unger et al. 2007). Le spectre obtenu avec les contributions des éléments est tracé dans la figure 7.5. Pour ajuster correctement la forme du spectre observé, il est nécessaire d'avoir un spectre d'injection en 2.0.

La figure 7.6 synthétise les flux obtenus en gamma pour ces différentes injections. La source est encore située dans le filament que nous avons décrit plus tôt, à 100 Mpc de distance, et elle a une luminosité au-dessus de $E = 10^{19}$ eV de $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s. Due à un nombre plus important de protons à basse énergie, le flux de photons en dessous du GeV est considérablement

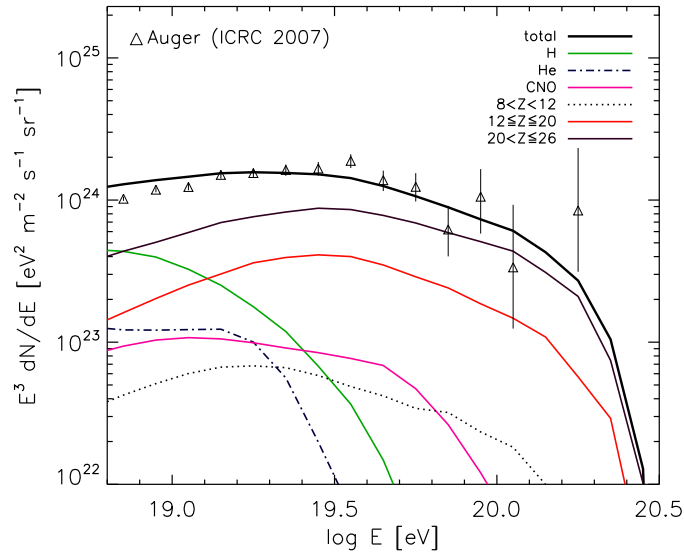


FIGURE 7.5 – Spectre propagé dans le cas de la composition mixte proposée par Allard et al. (2008), avec une énergie maximale de protons de $E_{\max} = 10^{19}$ eV et un enrichissement en fer (de 30% environ). La luminosité des sources est de $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s avec une densité de $n_s = 10^{-5}$ Mpc $^{-3}$. Les données représentées sont celles de l’Observatoire Pierre Auger publiées à l’ICRC 2007.

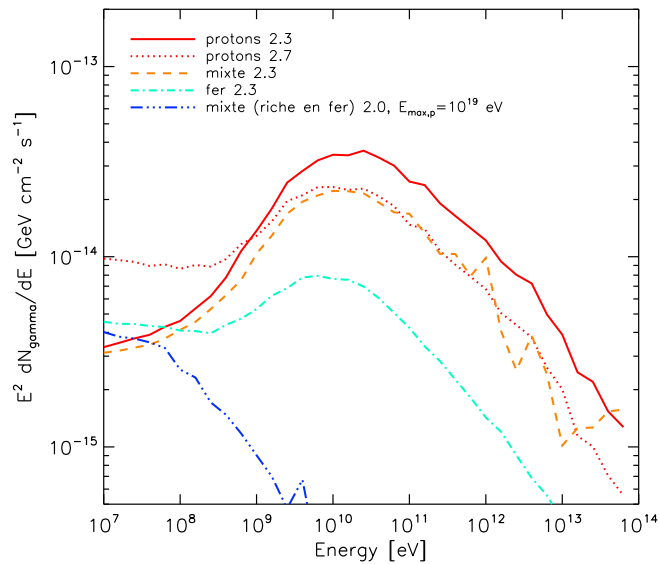


FIGURE 7.6 – Flux de photons produits par émission synchrotron pour différentes injections à la source. La source a une luminosité de $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s, et elle est située dans le même filament que précédemment, à une distance de 100 Mpc. Les flux sont moyennés sur l’ensemble des lignes de visée.

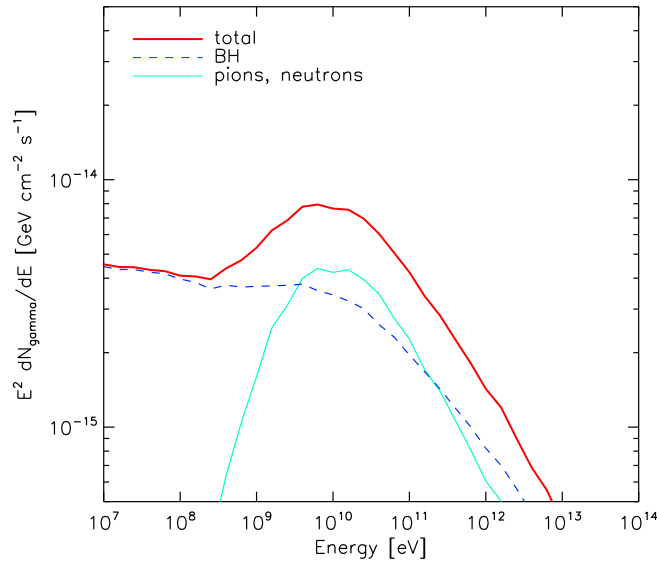


FIGURE 7.7 – Flux de photons produits par émission synchrotron pour une injection pur fer d’indice spectral 2.3 à la source. La source a une luminosité de $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s, et elle est située dans le même filament que précédemment, à une distance de 100 Mpc. Les flux sont moyennés sur l’ensemble des lignes de visée. On représente en trait plein rouge le flux total, en tirets bleus la contribution de la photo-production de paires et en trait plein cyan celle des processus de photo-désintégration.

amplifié dans le cas d’une injection en 2.7 par rapport à celle en 2.3. Par contre, le flux autour de 10 GeV est diminué en conséquence.

La composition mixte en 2.3 diffère peu de celle des protons avec le même indice spectral. Ceci résulte simplement du fait que cette composition est fortement dominée en protons. La discussion pour ce cas et celui de la composition pur fer est globalement similaire à celle de la section 6.3.2. L’énergie des électrons et positrons produits par photo-désintégration est proportionnelle au facteur de Lorentz du noyau, donc à une énergie donnée, les noyaux lourds pouvant contribuer au flux sont moins nombreux (pour les indices spectraux ≥ 2). D’autre part, la production de pions par processus BR sur le fond diffus cosmologique n’a lieu qu’aux énergies extrêmes ($E \gtrsim 10^{20}$ eV) et commence donc plus tard que pour les protons. Ces effets sont visibles dans la figure 7.7, où il apparaît que la contribution des processus de photo-désintégration est fortement diminuée par rapport au cas des protons. La contribution des électron-positron créés par photo-production de paires (en tirets bleus) n’est par contre pas sensiblement atténuée, car les nucléons secondaires émis ont une énergie au-dessus du seuil de production de paires (mais en dessous du seuil de photo-production de pions).

Enfin le flux est presque entièrement supprimé dans le cas de la composition mixte riche en fer, à cause de la coupure à basse énergie. Comme E_{\max} est inférieure au seuil de photo-production de pions pour les protons, mais aussi pour les noyaux plus lourds, la composante due à ces processus est absente. La photo-production de paires est également supprimée au-dessus de 10^8 eV car les électrons produits dans ce scénario ont une énergie trop faible pour contribuer au flux de photons dans cette gamme d’énergie (équation 2.33).

Si la composition lourde pour les rayons cosmiques de ultra-haute énergie est confirmée par l'Observatoire Pierre Auger, Allard et al. (2008) ont montré que l'injection à la source était nécessairement enrichie en éléments lourds aux ultra-hautes énergies (soit par les abondances à la source, soit par un phénomène physique qui permet l'accélération des noyaux lourds à de plus hautes énergies). Nous remarquons d'après cette étude que si tel est le cas, la détection du rayonnement gamma provenant de rayons cosmiques de ultra-haute énergie est encore plus compromise que pour un cas pur proton ou mixte plus standard. Les flux seraient en effet inférieurs d'un ordre de grandeur au moins.

7.3 Détectabilité et discussion sur les paramètres des sources

Les instruments actuels dans la gamme d'énergie du GeV à laquelle nous nous intéressons sont les suivants : Fermi, MAGIC, HESS et prochainement CTA. Comme nous l'avons mentionné dans la dernière partie de la section 6.3.3, la sensibilité des instruments diminue avec l'étendue de la source. Typiquement, Fermi et HESS ont une résolution angulaire de quelques fractions de degré entre autour de 10 GeV et de 100 GeV respectivement, et CTA aura une résolution de l'ordre de l'arc-minute au-dessus de 100 GeV.

Ainsi, plus notre filament paraîtra ponctuel à ces télescopes, plus nous aurons de chance d'observer un flux en gamma. Pour un filament de ~ 15 Mpc de long observé par la tranche, il faudra se placer à une distance d'au moins 1 Gpc environ pour que le flux paraisse ponctuel aux instruments ci-dessus. Dans cette situation, le flux en gamma sera diminué encore de deux ordres de grandeurs par rapport aux figures que nous avons tracées dans ce chapitre. La sensibilité de Fermi étant de l'ordre de $\sim 10^{-10}$ GeV s $^{-1}$ cm $^{-2}$ pour 100 heures autour de 10 GeV sur un an, nous pouvons voir que les flux que nous avons calculés sont au moins 5 ordres de grandeurs en dessous des limites observationnelles. En supposant que nous observons le filament selon son axe, on peut supposer que la région magnétisée est plus petite (5 Mpc environ). À 100 Mpc, la taille de cette structure sera d'environ 3° , ce qui est plus proche de la résolution angulaire de Fermi. Le flux sera encore cependant au moins 3 ordres de grandeur inférieur à la limite observationnelle.

Dans le cas de faibles déflexions pour les rayons cosmiques primaires (de moins de 1° sur une région de 10 Mpc comme il est considéré par Gabici & Aharonian 2005), il sera possible que la taille du halo formé en gamma soit réduit, mais ceci ne semble pas être le cas dans nos simulations (sauf pour des champs magnétiques moyens très faibles), car le champ est relativement important dans le cœur du filament. D'autre part, notons que ces considérations s'appliquent à n'importe quel milieu magnétisé autre qu'un filament (un super-amas de champ magnétique plus dilué ou un plan de grandes structures par exemple). Nous avons vu en effet que le flux reste robuste aux changements de configuration et d'intensité de champ magnétique.

Gabici & Aharonian (2005) ont supposé une luminosité de source en rayons cosmiques de 10^{46} erg/s au-dessus de 10^{19} eV, et obtiennent de cette façon un flux de gamma au GeV observable par les instruments actuels. Ces auteurs n'étudient cependant pas la conséquence qu'une telle luminosité aurait sur le spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Armengaud et al. (2006) ont pris pour hypothèse que leur source située dans un amas de galaxies contribue à 20% du flux et se placent à une distance de 20 Mpc. Leur émission en gamma est alors observable par HESS, MAGIC et Fermi. Nous avons déjà montré dans le chapitre précédent

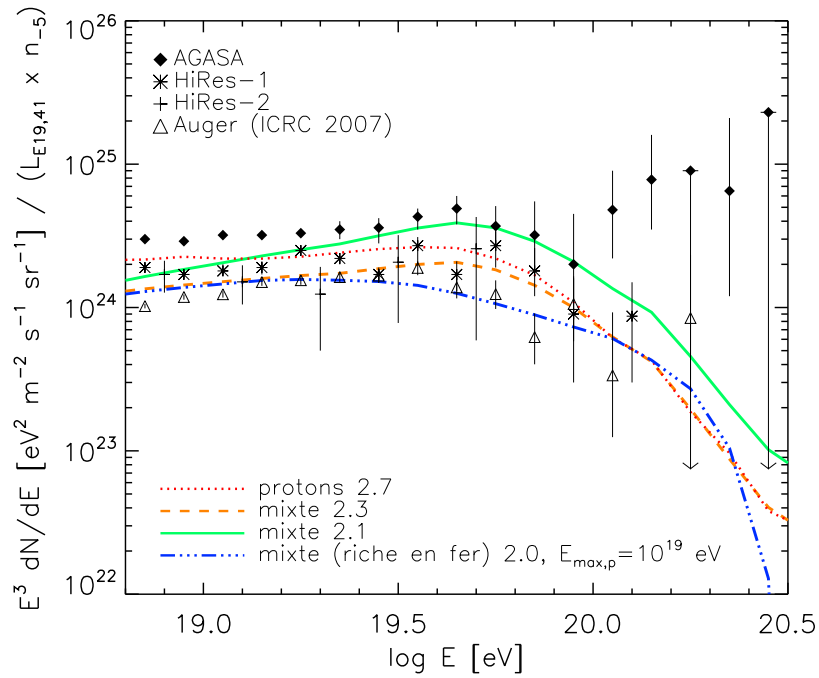


FIGURE 7.8 – Spectres propagés de rayons cosmiques de ultra-haute énergie pour plusieurs compositions et indices spectraux, comparés aux données observationnelles. Les sources ont une luminosité de $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s et une densité de 10^{-5} Mpc $^{-3}$.

que les contraintes dues à la normalisation du spectre des rayons cosmiques sont importantes. Nous avons vu notamment que les amas de galaxies ne seraient observables individuellement en neutrinos et en photons gamma uniquement si la luminosité de la source était plus importante, ce qui impliquerait nécessairement une densité de sources plus faible.

Plaçons nous dans le cas favorable d'une composition dominée par les protons jusqu'à ultra-haute énergie (pour les autres cas, nous avons vu que le flux était encore plus faible). Étant donnée la robustesse du flux de rayons gamma autour de 10 GeV, il est possible de calculer une limite supérieure dans cette région. Le critère principal est que l'indice spectral, la luminosité des sources et leur densité doivent être tels que le spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie ne soit pas surproduit par rapport aux observations de AGASA, HiRes et de l'Observatoire Pierre Auger. La figure 7.8 présente les normalisations obtenues pour des sources de luminosité $L_{E,19} = 10^{41}$ erg/s et une densité de $n_s = 10^{-5}$ Mpc $^{-3}$. Ces courbes sont obtenues en prenant la médiane de plusieurs réalisations de distributions de sources locales, la distance minimale étant de 4 Mpc.

Nous remarquons que nos valeurs sont comparables aux données des expériences les plus récentes. Les flux de rayons gamma obtenus pour ces valeurs de luminosité et de densité de sources sont celles présentées dans les figures 7.4 et 7.6 : ils sont loin des limites de détectabilité (5 ordres de grandeur en dessous à 1 Gpc et 3 à 100 Mpc). Pour obtenir des flux détectables à 1 Gpc, il est nécessaire d'avoir des sources de luminosité $L_{E,19} = 10^{46}$ erg/s, ce qui implique, à cause de la normalisation du flux de rayons cosmiques, d'avoir une densité de sources de $n_s = 10^{-10}$ Mpc $^{-3}$. Dans une sphère de rayon 1 Gpc, nous aurons 0.4 source de ce type. Si l'on

suppose la région magnétisée dans la ligne de visée plus petite (de taille 5 Mpc par exemple), nous pourrions nous placer à une distance de 100 Mpc pour que le halo paraisse ponctuelle, donc on aura besoin d'une luminosité de $L_{E,19} = 10^{44}$ erg/s pour que le flux soit détectable. La densité de source devient alors de l'ordre de $n_s = 10^{-8}$ Mpc $^{-3}$: dans une sphère de rayon 100 Mpc, nous nous attendons alors à trouver 0.04 source de cette sorte.

La diminution de l'indice spectral (en 2.1 par exemple) permettrait d'augmenter le flux de photons gamma, puisque l'on injecte alors plus de rayons cosmiques de ultra-haute énergie, mais à une même luminosité au dessus de 10^{19} eV donnée, la différence sera de moins d'un facteur 2, ce qui est bien insuffisant pour une éventuelle détection. La figure 7.8 montre d'autre part que le spectre des rayons cosmiques obtenu avec un indice spectral de 2.1 surestime légèrement les données de l'Observatoire Pierre Auger vers $E = 10^{19.7}$ eV. Nous avons vu aussi dans la figure 7.6 qu'augmenter l'indice spectral (à 2.6 par exemple) baisse encore le flux autour de 10 GeV.

Une possibilité restante pour la détection en gamma des rayons cosmiques de ultra-haute énergie serait que ces derniers soient confinés dans la structure magnétisée au-dessus de $E = 10^{19}$ eV, auquel cas, nous n'aurions plus de problème de normalisation. Cependant, le champ magnétique nécessaire à un tel confinement serait colossal et peu réaliste. On peut aussi évoquer l'existence de sources sursautantes (sursauts gamma ou un flamboiement de noyau actif de galaxies) qui pourraient libérer des énergies plus importantes (avec une luminosité $L \sim 10^{53-54}$ erg/s) en un temps très court (jusqu'à quelques semaines). Gabici & Aharonian (2005) ont montré que dans ce cas, la dilution de cette énergie due à la dispersion des temps de retard rendrait l'émission synchrotron trop faible pour être détectée. Enfin, on pourrait observer une composante en gamma due à des rayons cosmiques de plus basse énergie s'ils existent (voir discussion dans les sections 6.3.3 et 7.1). Mais il ne s'agira alors plus de la signature des particules de ultra-haute énergie.

En conclusion, la détection de rayonnement gamma provenant du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie semble compromise à l'heure actuelle. L'émission due aux cascades dans le milieu intergalactique a peu de chances d'être observable à cause des déflexions subies par les électrons à basse énergie dans le champ magnétique extra-galactique. La présence d'un environnement magnétisé autour de la source permettrait d'obtenir une émission plus focalisée en synchrotron dans le domaine du GeV. Nous avons vu cependant qu'on ne s'attend pas à la présence d'une source de luminosité assez importante pour être détectable, car cela serait en désaccord avec la normalisation du spectre de rayons cosmiques observé.

Conclusion

À partir de l'étude de la propagation des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, nous avons tenté de lever le voile sur des questions importantes en astrophysique. Nous avons entre autres examiné la configuration des champs magnétiques extra-galactiques et essayé de remonter les traces des sources potentielles des astroparticules, tout en gardant à l'esprit l'aspect multi-messagers du rayonnement de très haute énergie.

Nous avons proposé de nouvelles modélisations (semi-analytique et analytique) de champs magnétiques extra-galactiques, dont la flexibilité et la simplicité de mise en œuvre permet l'étude d'une large gamme de paramètres. Elles permettent également de prendre en compte des phénomènes physiques probablement décisifs dans le transport des particules chargées, et qui sont rarement traités dans la littérature (par exemple l'enrichissement magnétique par des sources astrophysiques ou la turbulence à petite échelle). Nous avons par ailleurs développé des outils numériques pour la propagation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie dans les milieux magnétisés. Notre code est basé sur une méthode de propagation cellulaire qui va de pair avec les modélisations de champs magnétique que nous avons élaborées. Il prend en compte les principales interactions subies par les particules dans le milieu intergalactique, c'est-à-dire les interactions hadroniques et photo-hadroniques pour les protons et les noyaux plus lourds – nous avons pour ce faire amélioré et complété le code existant de D. Allard. Les sorties finales de ce programme comprennent aussi bien l'ensemble des noyaux primaires et secondaires produits, que les neutrinos, photons et électrons résultants, avec leurs paramètres clés.

Nous avons décrit dans ce manuscrit des applications de ces modèles et outils sur plusieurs thématiques. D'abord pour l'étude du spectre à basse énergie de la composante extra-galactique, nous avons montré que l'efficacité de l'effet d'horizon magnétique est essentiellement gouverné par l'enrichissement magnétique des vides de grandes structures. L'impact des différents scénarios d'origines du champ magnétique extra-galactique sur le transport des rayons cosmiques de ultra-haute énergie peuvent être explorés à l'aide de notre modèle de transport stochastique. Nous mettons cette méthode en œuvre afin de prédire les observables de ces particules dans diverses configurations de champ et suggérons une interprétation possible aux premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger. Nous avons conclu que la corrélation publiée en 2007 entre les directions d'arrivée des événements de plus haute énergie et les noyaux actifs de galaxies pouvait être une coïncidence avec la matière en avant-plan des véritables sources. Cet effet peut être amplifié si les sources de ces particules sont de type sursautantes.

Nous avons étudié les effets de l'environnement immédiat de la source sur la composition chimique des rayons cosmiques de ultra-haute énergie, en choisissant le cas d'un amas de galaxies. Nous avons trouvé que la survie des noyaux lourds dépend de la position de la source par rapport au centre de l'amas, ainsi que de l'intensité du champ magnétique et de la densité de baryons au cœur. Un fond diffus de neutrinos aux énergies du PeV pourra être éventuelle-

ment observé par certaines expériences en cours, mais les signatures des rayons cosmiques de ultra-haute énergie provenant de sources distinctes semblent difficile à détecter même avec les instruments à venir. Nous avons enfin étendu cette étude au cas de n'importe quel milieu magnétisé. Le flux de rayonnement synchrotron vers ~ 10 GeV produit proche de la source, qui a donc une chance d'être détecté contrairement à la composante diffuse due aux cascades électromagnétiques, semble relativement robuste aux changements de configurations et d'intensité du magnétique. Nous avons montré que due à la normalisation contraignante en flux de rayons cosmiques à ultra-haute énergie, il est possible de poser une limite supérieure au flux de photons gamma dans cette gamme d'énergie, qui implique une dégénérescence entre la luminosité et la densité des sources. Les sources détectables en gamma devraient avoir une luminosité très importante, et donc une densité tellement faible, qu'elles ne devraient pas être observables.

Les avancées futures dans les domaines que nous avons explorés devraient provenir tout d'abord des observations de champs magnétiques extra-galactiques, à l'aide des instruments comme SKA, LOFAR ou LWA. Les connaissances que nous pourrions acquérir sur ces champs se répercuteront sur l'ensemble de l'astrophysique, et sur la physique de rayons cosmiques de ultra-haute énergie en particulier. Notamment, elles permettront peut-être de dire s'il est possible ou non de faire de l'astronomie de rayons cosmiques, ce qui serait idéal pour identifier et étudier leurs sources. Afin de distinguer le type de sources qui produit les particules aux énergies extrêmes, un moyen adéquat serait d'observer le spectre aux plus hautes énergies avec de très bonnes statistiques, pour pouvoir détecter la divergence entre le spectre attendu pour un objet sursautant ou à émission continue. Les observatoires Pierre Auger Nord et JEM-EUSO devraient permettre d'accumuler assez de données pour distinguer cet effet. Un autre aspect important dans les années à venir sera d'effectuer des mesures précises de la composition chimique, bien que ceci soit ambitieux à cause des incertitudes intrinsèques aux gerbes observées sur Terre. Il sera également intéressant de se tourner vers la région de transition entre les composantes Galactique et extra-galactique qui est la moins examinée jusqu'à présent. L'expérience KASCADE-Grande devrait apporter des réponses à ces énergies, en mesurant la forme du spectre ainsi que la composition chimique. Enfin, la compréhension des sources elles-mêmes sera nécessaire aux progrès dans ces domaines, car elles injectent des astroparticules dans l'Univers mais l'enrichissent aussi en champs magnétiques. Les observations de sursauts, de vents, de jets, etc. dans différentes longueurs d'ondes, ainsi qu'un travail théorique approfondi pour appréhender la physique complexe au sein de ces objets seront fondamentaux.

Annexe A

Outils pour la propagation dans les champs magnétiques

A.1 Outils analytiques pour le transport dans un champ magnétique de puissance homogène	187
A.2 Modélisation analytique des interactions avec les centres diffuseurs	193
A.3 Détails techniques pour la méthode de propagation cellulaire	198

A.1 Outils analytiques pour le transport dans un champ magnétique de puissance homogène

Le transport des particules chargées dans les champs magnétiques est un sujet qui va au-delà du simple cadre que nous traitons dans cette thèse. Il concerne en effet la physique dans les plasmas magnétisés à beaucoup d'autres échelles : l'héliosphère, le milieu interstellaire, intergalactique, mais aussi les sources de rayons cosmiques. Sa compréhension est notamment fondamentale pour répondre aux questions sur l'accélération des particules, et en particulier sur l'efficacité des mécanismes de Fermi.

Dans notre cadre, on rencontrera différents modes de propagation dont certains sont assez bien modélisés analytiquement. Les régimes diffusifs de type Kolmogorov ou Bohm, ainsi que les régimes quasi-rectilignes peuvent en effet être formulés simplement. Lorsque les effets des structures inhomogènes apparaissent, donnant lieu à des vols de Lévy ou autres mélanges complexes, il faut trouver des méthodes alternatives pour rester dans la simplicité (voir la section 3.7, le chapitre 5).

Dans cette section, nous présenterons les formulations analytiques qui traitent de régimes standards et que nous utilisons dans ce manuscrit. Nous étudierons dans un premier temps les modèles de diffusion des rayons cosmiques dans les champs magnétiques de puissance homogène, puis les calculs analytiques de spectres propagés pour les modes de transports diffusif et quasi-rectiligne.

A.1.1 La turbulence magnétique

On peut décomposer un champ magnétique \mathbf{B} en une composante cohérente \mathbf{B}_{coh} et une composante turbulente aléatoire $\delta\mathbf{B}$:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{coh}} + \delta\mathbf{B}. \quad (\text{A.1})$$

Dans cette section, nous allons nous intéresser uniquement à des champs magnétiques de puissance homogènes (avec \mathbf{B}_{coh} uniforme, donc), pour lesquels il est possible d'effectuer des calculs analytiques de transport. Dans le cas de champs inhomogènes (où \mathbf{B}_{coh} varie dans l'espace), on pourra considérer que les résultats de cette section sont valables localement, tant que l'on se place à des échelles plus petites que la taille caractéristique des variations de \mathbf{B}_{coh} . Enfin, la vitesse de phase des modes de turbulence étant en général très petite devant c , on fera l'hypothèse que la turbulence magnétique $\delta\mathbf{B}$ est statique.

Nous verrons que le transport des rayons cosmiques est fortement affecté par la présence de la composante turbulente, si celle-ci est suffisamment importante. Pour la quantifier, nous nous plaçons sous l'hypothèse d'un champ turbulent gaussien et aléatoire. Celui-ci est entièrement défini par sa valeur moyenne $\langle\delta\mathbf{B}\rangle$ et sa covariance dans l'espace de Fourier $\langle\delta\mathbf{B}(\mathbf{k})\delta\mathbf{B}^*(\mathbf{k}')\rangle$ qui valent :

$$\langle\delta\mathbf{B}\rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle\delta\mathbf{B}(\mathbf{k})\delta\mathbf{B}^*(\mathbf{k}')\rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') S_{3d}(\mathbf{k}), \quad (\text{A.2})$$

avec :

$$\delta\mathbf{B}(\mathbf{k}) = (2\pi)^3 \int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \delta\mathbf{B}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (\text{A.3})$$

et $S_{3d}(\mathbf{k})$ le spectre de turbulence tridimensionnel, qui varie selon les hypothèses faites sur le fluide étudié.

Quel spectre de turbulence ?

Le spectre de turbulence est généralement défini comme une loi de puissance simple sur un intervalle de longueur d'ondes $[k_{\text{min}} \equiv 2\pi/L_{\text{max}}, k_{\text{max}} \equiv 2\pi/L_{\text{min}}]$:

$$S_{3d}(\mathbf{k}) \propto k^{-\alpha_{3d}}. \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas d'une turbulence classique isotrope, on peut montrer par analyse dimensionnelle que le spectre de turbulence sera effectivement en loi de puissance. Supposons que de l'énergie est injectée à un taux ϵ dans des tourbillons de taille L_{max} . Cette énergie est transmise par cascades à des échelles l de plus en plus petites, jusqu'à atteindre l'échelle L_{min} à laquelle elle est dissipée par viscosité. Le spectre d'énergie magnétique turbulente (unidimensionnel) est défini à partir de l'énergie moyenne $\langle u_{\delta B} \rangle$ dans la cascade de la façon suivante :

$$\langle u_{\delta B} \rangle \equiv \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{8\pi} = \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}}} S(k) dk. \quad (\text{A.5})$$

Dans la gamme inertielle $k_{\text{min}} \gg k \gg k_{\text{max}}$, on suppose que le spectre de turbulence $S(k)$ ne dépend ni de k_{min} ni de k_{max} , mais uniquement de ϵ et de k . On déduit alors par analyse dimensionnelle que :

$$S(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (\text{A.6})$$

On obtient bien un spectre en loi de puissance d'indice $\alpha = 5/3$. Pour le spectre tridimensionnel, l'indice spectral est de $\alpha_{3d} = 11/3$. Ces spectres ont été calculés par Kolmogorov (1941) dans le cadre de la turbulence non magnétique et portent son nom.

Dans les théories plus modernes de la turbulence MHD, on obtient des spectres plus complexes qui prennent en compte l'anisotropie de la turbulence liée à la présence d'un champ cohérent \mathbf{B}_{coh} . En particulier, Sridhar & Goldreich (1994) puis Goldreich & Sridhar (1995) ont montré que le transfert d'énergie dans la turbulence a lieu principalement dans le plan de la longueur d'onde perpendiculaire à \mathbf{B}_{coh} . Le spectre serait alors de la forme $S_{3d} \propto k_{\perp}^{-\alpha_{\perp}} k_{\parallel}^{-\alpha_{\parallel}}$. Le pré-facteur dans cette relation pourrait comporter dans certains cas un terme fonction de $k_{\perp}/k_{\parallel}^{2/3}$ qui proviendrait de l'extension des flux dans la direction du champ magnétique moyen. Le spectre de puissance de la turbulence MHD d'un milieu étant directement relié aux caractéristiques de la diffusion des particules dans ce même milieu, il est fondamental d'en avoir une connaissance précise. De nombreuses recherches sont menées aujourd'hui à ce sujet (voir par exemple Ng & Bhattacharjee 1996; Goldreich & Sridhar 1997; Galtier et al. 2000, 2005; Lazarian et al. 2002; Boldyrev et al. 2005). Par mesure de simplicité, nous supposerons cependant la turbulence isotrope dans cette thèse.

La turbulence en trois paramètres

D'après ce qui précède, sous l'hypothèse d'un spectre de turbulence isotrope en loi de puissance, la turbulence d'un champ magnétique est déterminée par trois paramètres seulement : k_{min} , l'indice spectral α et la force de la composante turbulente η définie par :

$$\eta = \frac{\langle \delta \mathbf{B}^2 \rangle}{\mathbf{B}_{\text{coh}}^2 + \langle \delta \mathbf{B}^2 \rangle} . \quad (\text{A.7})$$

Par la suite, on utilisera plus fréquemment la longueur de cohérence du champ magnétique λ_B plutôt que la longueur d'onde k_{min} . Elle est définie comme la longueur à laquelle la fonction d'auto-corrélation de δB atteint son maximum, et pour $\alpha > 3$, elle est reliée à k_{min} par la formule (Casse et al. 2002) :

$$\lambda_B \simeq 0.77 k_{\text{min}}^{-1} . \quad (\text{A.8})$$

A.1.2 Diffusion des rayons cosmiques dans un champ magnétique turbulent

Soit une particule effectuant une marche aléatoire dans un milieu homogène et isotrope. On définit son temps caractéristique de diffusion t_{scatt} comme le temps de décorrélation de la vitesse, qui correspond au temps au bout duquel sa déflexion angulaire quadratique est de l'ordre de l'unité ($\delta\theta^2 \sim 1$). Le transport de la particule est de type diffusif sur une échelle de temps de propagation $\Delta t \gg t_{\text{scatt}}$. En l'absence de phénomènes de diffusion anormale, la probabilité de la trouver à une position \mathbf{x} en un temps t est alors donnée par la loi de diffusion normale :

$$P(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\mathbf{x}^2/4Dt} . \quad (\text{A.9})$$

Le coefficient de diffusion D est défini par la distance quadratique moyenne $\langle \Delta x^2 \rangle$ parcourue sur une échelle de temps $\Delta t \gg t_{\text{scatt}}$:

$$D \equiv \frac{\langle \Delta x^2 \rangle}{2\Delta t} . \quad (\text{A.10})$$

Il dépend du milieu dans lequel s'effectue la marche aléatoire et des paramètres des particules considérées. Ce coefficient contient donc toute l'information sur le transport de la particule. Dans la pratique, on évalue D par le biais de la longueur de diffusion $l_{\text{scatt}} \equiv t_{\text{scatt}} c$:

$$D = \frac{1}{3} l_{\text{scatt}} c . \quad (\text{A.11})$$

Cette formule est obtenue pour une marche aléatoire tridimensionnelle de pas l_{scatt} .

Dans un champ magnétique turbulent, les rayons cosmiques suivent une marche aléatoire en interagissant avec les ondes du champ de turbulence. La particule est défléchie de façon efficace lorsque l'interaction est résonnante, ce qui est le cas lorsque la longueur d'onde λ est de l'ordre du rayon de Larmor r_L de la particule. Les modes de grande échelle ($\lambda \gg r_L$) sont ressenties comme un champ cohérent par la particule, sur une échelle de temps $\sim r_L/c$. À ce titre, ils ne participent pas à la diffusion de la particule sur cette échelle de temps, mais renormalisent le champ moyen \mathbf{B}_{coh} . À l'inverse, les ondes courtes $\lambda \ll r_L$ produisent des fluctuations aléatoires sur la trajectoire de la particule. Ces fluctuations tendent à se compenser les unes les autres sur une échelle de temps r_L/c , de sorte que $\langle \delta \mathbf{x} \rangle(t > r_L/c) \ll r_L$. Ainsi, selon le rapport r_L/λ_B , où λ_B est la longueur de cohérence du champ magnétique, la particule pourra être dans deux régimes de transport différents.

En effet, lorsque $r_L \ll \lambda_B$, la particule rencontrera forcément une longueur d'onde λ dans le champ turbulent, telle que $r_L \ll \lambda$. On a alors $r_L \ll l_{\text{scatt}} < \lambda_B$ et la particule sera dans un régime diffusif ($\Delta t \gg t_{\text{scatt}}$) au bout d'une seule longueur de cohérence. Le coefficient de diffusion dans ce régime a été calculé de façon précise par des méthodes de Monte-Carlo, dans le cas d'une turbulence quelconque de force η (Casse et al. 2002; Candia & Roulet 2004) :

$$D \simeq \eta^{-1} \left(\frac{r_L}{\lambda_B} \right)^{1-\alpha} r_L c \quad (r_L \ll \lambda_B) . \quad (\text{A.12})$$

En particulier pour une turbulence de type Kolmogorov, on a :

$$D \simeq \eta^{-1} \left(\frac{r_L}{\lambda_B} \right)^{-2/3} r_L c . \quad (\text{A.13})$$

Lorsque $r_L > \lambda_B \gtrsim \lambda$ (ici, λ est une longueur d'onde quelconque du champ turbulent), la particule ne pourra jamais entrer en résonance avec le champ turbulent et ne sera donc pas sensible aux détails de la distribution de la puissance magnétique à échelle $\ll \lambda_B$. Mais elle perçoit globalement un champ magnétique d'amplitude B et de direction *aléatoire*, dans des régions successives de taille λ_B . Le fait de traverser ces zones de champ orienté aléatoirement donne une possibilité à la particule d'entrer dans un régime diffusif.

En modélisant ces régions comme des cellules sphériques, on peut calculer que la déflexion angulaire subie par la particule à chaque "pas" de sa marche aléatoire est de : $\delta\theta \sim \lambda_B/r_L$. Au bout de $N \simeq c\Delta t/\lambda_B$ pas, la déflexion quadratique totale sera de $\delta\theta^2 \sim N(\lambda_B/r_L)^2$. On peut

alors calculer t_{scatt} en posant $\delta\theta^2 \sim 1$:

$$t_{\text{scatt}} \simeq \frac{\lambda_B}{c} \left(\frac{r_L}{\lambda_B} \right)^2 \quad (r_L > \lambda_B). \quad (\text{A.14})$$

Si t_{scatt} est inférieur à l'âge de l'Univers (*i.e.* s'il arrive un moment où la particule se retrouve suffisamment défléchie par sa marche aléatoire), la particule entre dans un régime diffusif au bout d'un temps $\Delta t \gg t_{\text{scatt}}$. Dans ce cas, on peut calculer le coefficient de diffusion à partir des grandeurs calculées ci-dessus : $D = (1/3)l_{\text{scatt}}c \simeq r_L^2 c / \lambda_B$. Des calculs numériques plus réalistes donnent D en fonction de la force de turbulence η (Casse et al. 2002; Candia & Roulet 2004) :

$$D \simeq \eta^{-1} \left(\frac{r_L}{\lambda_B} \right) r_L c \quad (r_L > \lambda_B). \quad (\text{A.15})$$

Ces résultats sont aussi vérifiés de manière analytique dans le cas d'une turbulence faible $\eta \ll 1$ (Jokipii 1966).

Si t_{scatt} est plus grand que l'âge de l'Univers, la particule n'atteint jamais le régime diffusif et les équations ci-dessus ne s'appliquent plus. On pourra considérer que la particule est dans un régime quasi-rectiligne, voire semi-diffusif, auquel cas les calculs seront plus délicats.

En réalité, lorsqu'une composante organisée du champ existe ($\mathbf{B}_{\text{coh}} \neq 0$), on doit distinguer la diffusion parallèle (caractérisée par D_{\parallel}) et la diffusion perpendiculaire (D_{\perp}). En général $D_{\perp} \ll D_{\parallel}$ lorsque $\eta \ll 1$ et $D_{\perp} \sim D_{\parallel}$ lorsque $\eta \sim 1$. Il a été calculé par Casse et al. (2002) que $D_{\perp} \simeq \eta^{2.3} D_{\parallel}$ pour $r_L \ll \lambda_B$. Comme nous nous plaçons dans la plupart du temps dans des situations de turbulence dans cette thèse, nous ne faisons pas la distinction entre ces deux composantes.

A.1.3 Une application simple : calcul du temps de confinement

On peut appliquer les calculs précédents pour calculer le temps de confinement de rayons cosmiques qui se propagent en régime diffusif dans un amas de galaxies par exemple (Berezinsky et al. 1997). On suppose que le milieu est doté d'un champ magnétique uniforme et a une taille caractéristique R_{cl} . On suppose aussi que la diffusion a lieu dans un spectre de type Kolmogorov, ce qui permet d'écrire le temps de confinement sous la forme :

$$\tau_{\text{conf}} \simeq \frac{R_{\text{cl}}^2}{2D(E)} \sim 1.5 \times 10^9 \times \eta Z^{1/3} \left(\frac{R_{\text{cl}}}{3 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_B}{100 \text{ kpc}} \right)^{-2/3} \left(\frac{E}{10^{17} \text{ eV}} \right)^{-1/3} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{1/3} \text{ ans.} \quad (\text{A.16})$$

On peut ainsi voir que pour des énergies de $E \lesssim 10^{17}$ eV, les particules seront confinées dans l'amas sur l'âge de l'Univers.

Ce calcul peut aussi être appliqué dans le cadre de la propagation dans la Galaxie, afin d'évaluer le temps de confinement des particules dans le disque ou le halo.

A.1.4 Calcul du spectre propagé dans les différents régimes de transport

La section 2.6 présente le calcul analytique du spectre propagé des rayons cosmiques, en considérant leurs pertes d'énergie par interaction avec le milieu ambiant et par expansion cosmologique. En supposant un spectre d'injection à la source $Q_{\text{inj}}(E_g)$, et une densité de source

homogène n_s , le flux des rayons cosmiques propagés observés avec une énergie E s'écrit (équation 2.45) :

$$J_{\text{rect}}(E) = \frac{c}{4\pi} \int_0^{z_{\text{max}}} dz \left| \frac{dt}{dz} \right| (1+z)^m n_s Q_{\text{inj}}(E_g) \frac{dE_g}{dE}, \quad (\text{A.17})$$

où $|dt/dz| = H(z)^{-1}/(1+z)$ et E_g est donnée par l'équation (2.44). Le terme $(1+z)^m$ rend compte de l'éventuelle évolution de l'activité et de la densité des sources dans le temps. Ce calcul ne prend pas en compte l'effet du champ magnétique sur la propagation de la particule. Cette équation sera donc valable si la particule est dans un régime rectiligne ou quasi-rectiligne, mais dans un régime diffusif, les distances parcourues ne sont plus les mêmes, et le calcul doit être revu.

En réalité, Aloisio & Berezhinsky (2004) ont montré que quel que soit le régime de propagation, la formule ci-dessus s'applique si la distance typique entre les sources est inférieure à la longueur de diffusion (l_{scatt} définie page 190) et aux autres longueurs de pertes d'énergies. Ceci implique notamment que les sources sont distribuées de façon uniforme. Ces auteurs dénomment cette propriété le "théorème de propagation".

Lorsque la propagation est diffusive et que les sources ne suivent pas une distribution homogène (pour prendre en compte la contribution des sources proches par exemple), Aloisio & Berezhinsky (2004) ont aussi explicité le spectre analytique obtenu. L'équation de diffusion pour la densité spatiale de particules $n_p(E, r)$ pour une seule source située à un point \mathbf{r}_g injectant des particules selon le spectre $Q(E, t)$ s'écrit alors :

$$\frac{\partial n_p(E, r)}{\partial t} - \text{div}[D(E, r, t) \nabla n_p(E, r)] - \frac{\partial}{\partial E} [b_0(E) n_p(E, r)] = Q(E, t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_g), \quad (\text{A.18})$$

où $D(E, r, t)$ est le coefficient de diffusion, qui dépend de la structure du champ magnétique. $b_0(E)$ est le terme de perte d'énergies défini dans l'équation (2.41).

Lorsque D , b_0 et Q ne dépendent que de l'énergie, Syrovatskii (1959) a explicité la solution analytique de l'équation (A.18) :

$$n_p(E, r) = \frac{1}{b(E)} \int_E^\infty dE_g Q(E_g) \frac{\exp\{-r^2/[4\lambda(E, E_g)^2]\}}{[4\pi\lambda(E, E_g)^2]^{3/2}}, \quad (\text{A.19})$$

où

$$\lambda^2(E, E_g) = \int_E^{E_g} d\epsilon \frac{D(\epsilon)}{b(\epsilon)}. \quad (\text{A.20})$$

Physiquement, la quantité λ correspond à la distance typique parcourue par un proton en direction de l'observateur, pendant que son énergie diminue de E_g à E . On peut démontrer que pour une distribution de sources uniforme et continue, l'intégration de cette densité de particules sur l'ensemble de l'Univers nous permet bien de retrouver l'équation (2.45).

Dans le cas d'une distribution de sources inhomogène, on peut sommer la contribution des différentes sources placées à une distance r_i :

$$J_{\text{diff, no exp}}(E) = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{b(E)} \sum_i \int_E^{E_{\text{max}}} dE_g Q(E_g) \frac{\exp\{-r^2/[4\lambda(E, E_g)^2]\}}{[4\pi\lambda(E, E_g)^2]^{3/2}}, \quad (\text{A.21})$$

L'énergie maximale E_{max} dans la borne supérieure de l'intégrale est donnée par la plus petite valeur entre l'énergie maximale d'accélération à la source E_g^{max} et l'énergie à la source $E_g(E, ct_0)$

d'un proton observé à énergie E après s'être propagé sur un temps t_0 .

L'équation (A.21) ne prend pas en compte les effets de l'expansion cosmologique. Ceux-ci ont été calculés dans les travaux de Lemoine (2005) en négligeant les autres pertes d'énergie puis par Berezhinsky & Gazizov (2006) en incluant toutes les pertes d'énergie. Sous hypothèse de symétrie sphérique, Berezhinsky & Gazizov (2006) trouvent :

$$J_{\text{diff}}(E) = \frac{c}{4\pi} \sum_i \int_0^{z_g} dz \left| \frac{dt}{dz} \right| Q[E_g(E, z)] \frac{\exp\{-r_i^2/[4\lambda(E, z)^2]\}}{[4\pi\lambda(E, z)^2]^{3/2}} \frac{dE_g}{dE}(E, z), \quad (\text{A.22})$$

avec z_g le décalage spectral de la source, r_i la distance comobile à la source, $|dt/dz| = H(z)^{-1}/(1+z)$ et :

$$\lambda^2(E, z) = \int_0^z dz' \left| \frac{dt'}{dz'} \right| \frac{D(\epsilon, z')}{a^2(z')}, \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{dE_g}{dE}(E, z) = (1+z) \exp \left\{ \int_0^z dz' \left| \frac{dt'}{dz'} \right| \frac{[\epsilon H(z) + \partial b(\epsilon, z')]}{\partial \epsilon} \right\}. \quad (\text{A.24})$$

Ici, $b(\epsilon, z')$ est le terme de perte d'énergies défini dans l'équation (2.42).

A.2 Modélisation analytique des interactions avec les centres diffuseurs

Nous appliquons ici les outils décrits dans la section précédente et explicitons les calculs qui décrivent l'interaction d'une particule avec un centre diffuseur. Nous cherchons à exprimer l'angle de déflexion de la particule à la sortie de la structure ainsi que son temps de résidence, dans diverses configurations d'énergie du projectile et de champ magnétique de la cible. Nous considérons les géométries cylindriques et sphériques pour les centres diffuseurs, ce qui modélise grossièrement les cas d'interaction avec des filaments et avec des halos de radio-galaxies ou des vents galactiques magnétisés. Nous supposons dans nos calculs que l'intensité du champ magnétique et le coefficient de diffusion sont uniforme à l'intérieur d'un centre diffuseur. Le cas plus général d'un champ non uniforme sera discuté à la fin de cette annexe. Nous supposons aussi que la turbulence dans les structures est forte (avec η défini dans l'équation A.7 de l'ordre de 1), mais nos résultats peuvent être facilement généralisés au cas d'une turbulence plus faible. Les scénarios de pollution magnétiques que nous avons mentionnés dans le chapitre 3 ne favorisent pas la présence d'une composante cohérente du champ magnétique.

Dans la suite, l'indice i fera référence à un type particulier de centre diffuseur (filament, vent galactique, etc.). Nous utiliserons aussi la notation "barrée" pour désigner la taille caractéristique des structures. En effet, la distance moyenne traversée par une particule allant en ligne droite est de $\bar{r}_i = (\pi/2)r_s$ pour une sphère et de $\bar{r}_i = (\pi/2)^2 r_f$ pour un cylindre. Le facteur $\pi/2$ rend compte de l'orientation aléatoire des directions d'entrée des particules dans la structure.

Comme nous l'avons vu dans l'annexe A.1.2, la particule connaît différents régimes de transport selon la valeur du rapport r_L/λ_i , où λ_i est la longueur de cohérence du centre diffuseur étudié. Dans notre contexte, la particule pourra entrer dans un régime diffusif au sein de la

structure si le temps caractéristique de diffusion t_{scatt} est inférieur au temps de traversée de la structure, c'est-à-dire : $t_{\text{scatt}} < \bar{r}_i/c$. En résumé, on peut évoquer trois modes principaux :

1. si $r_L/\lambda_i \ll 1$: on a alors une longueur de diffusion $l_{\text{scatt}} < \lambda_i \lesssim \bar{r}_i$ (en d'autres termes : $t_{\text{scatt}} < \bar{r}_i/c$), donc la particule peut entrer dans un régime diffusif au sein de la structure. L'angle de déflexion à la sortie est de $\delta\theta_i \sim \mathcal{O}(1)$ et le temps de sortie, comme nous le calculerons plus loin est de l'ordre du temps de traversée de la structure : $\delta t \sim \bar{r}_i/c$.
2. si $r_L/\lambda_i > 1$: la particule effectue une marche aléatoire pour laquelle à chaque pas, la particule est faiblement défléchié ($\delta\theta_i \sim \lambda_i/r_L$). Par contre, au bout d'un certain nombre de pas, elle peut éventuellement atteindre une déflexion importante et entrer dans un régime diffusif (si $t_{\text{scatt}} < \bar{r}_i/c$). On a alors à la sortie : $\delta\theta_i \sim \mathcal{O}(1)$ et $\delta t_i \sim \bar{r}_i/c$ comme dans le cas 1.
3. si on a $r_L/\lambda_i > 1$ et $t_{\text{scatt}} > \bar{r}_i/c$, la particule n'entre jamais dans le régime diffusif : on peut calculer l'angle de déflexion résultant par des arguments de marche aléatoire : $\delta\theta_i^2 \simeq \bar{r}_i \lambda_i / (2r_L^2)$ (Harari et al. 2002b). Le préfacteur numérique 1/2 est valable pour le transport dans un champ magnétique turbulent. Pour un champ régulier orienté aléatoirement, ce facteur devient de l'ordre de 2/3 (Waxman & Miralda-Escudé 1996). Le temps de résidence dans la structure sera de l'ordre du temps de traversée, avec une correction explicitée ci-dessous.

En considérant les régimes ci-dessus, on pourra donc dans le cas général exprimer l'angle de déflexion par la formule suivante :

$$\delta\theta_i^2 \simeq \left(1 + \frac{2r_L^2}{\bar{r}_i \lambda_i}\right)^{-1}. \quad (\text{A.25})$$

Bien que cette formule soit approximative, elle permet d'avoir une interpolation sans accident entre les deux régimes qui nous intéressent (grande déflexion – cas 1 et 2 – et petite déflexion – cas 3). Dans la limite de petites déflexions, on trouve numériquement :

$$\delta\theta_i \simeq 1.7^\circ \left(\frac{\bar{r}_i}{2 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{B_i}{10^{-8} \text{ G}}\right) \left(\frac{\lambda_i}{0.1 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-1}. \quad (\text{A.26})$$

Le temps de propagation d'une particule dans un Univers magnétisé a été calculé par Alcock & Hatchett (1978), Waxman & Miralda-Escudé (1996) et Harari et al. (2002b) dans le cas de faibles déflexions (cas 3). On peut appliquer leurs résultats pour une structure localement magnétisée : le temps de résidence de la particule dans cette structure s'exprime comme la somme du temps de traversée \bar{r}_i/c et d'un temps de retard :

$$\delta t_i \simeq \frac{\bar{r}_i \delta\theta_i^2}{6c}. \quad (\text{A.27})$$

On obtient numériquement :

$$\delta t_i \simeq 0.93 \times 10^3 \text{ yr} \left(\frac{\bar{r}_i}{2 \text{ Mpc}}\right)^2 \left(\frac{B_i}{10^{-8} \text{ G}}\right)^2 \left(\frac{\lambda_i}{0.1 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-2}. \quad (\text{A.28})$$

Pour les deux autres cas (cas 1 et 2), la particule diffuse dans le filament avant de s'échapper. Il est alors nécessaire de résoudre l'équation de diffusion des rayons cosmiques pour un filament

ou un cocon magnétisé, en prenant en compte les dépendances en temps. Nous résolvons ici ces équations dans les cas cylindrique et sphériques ; pour une géométrie planaire, on pourra se référer aux travaux de Sigl et al. (1999).

On suppose que la particule pénètre dans la structure sur une échelle de distance $l_{\text{scatt}} \equiv t_{\text{scatt}}c$ puis entre dans un régime diffusif. On peut alors poser l'équation de diffusion et en déduire la probabilité d'échappement des particules en fonction du temps, en modélisant le point de première interaction (situé à profondeur l_{scatt}) comme une source impulsive.

Interaction diffusiv avec un filament

Commençons par traiter l'interaction avec un filament : on le modélise comme un cylindre de rayon r_f et d'extension infinie selon z . Nous nous plaçons dans un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Pour des raisons de simplicité, nous supposons que les coefficients de diffusion D_{\perp} dans le plan perpendiculaire à z et D_{\parallel} le long de z sont spatialement uniformes. Nous négligeons aussi les pertes d'énergie, ce qui est justifié a posteriori car le temps de résidence caractéristique est très court par rapport aux temps de pertes d'énergie, comme nous allons le montrer par la suite. L'équation pour la fonction de Green $g(r, \theta, z, t; r_0, \theta_0, z_0, t_0)$ s'écrit :

$$\partial_t g - D_{\perp} \frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r g) - D_{\perp} \frac{1}{r^2} \partial_{\theta}^2 g - D_{\parallel} \partial_z^2 g = \frac{1}{r} \delta(z - z_0) \delta(r - r_0) \delta(\theta - \theta_0) \delta(t - t_0). \quad (\text{A.29})$$

Ici, r_0, θ_0, z_0 et t_0 représenteront dans la suite les coordonnées de la première interaction dans le filament. Il faut aussi prendre en compte la condition aux bords, qui est que le milieu est non magnétisé au-delà d'une distance r_f du centre du cylindre. Dans la théorie de la diffusion, une telle condition est modélisée en forçant l'équation de diffusion à s'annuler au-delà du rayon r_f . Pour résoudre l'équation de diffusion en coordonnées cylindriques en appliquant cette contrainte, on développe la partie angulaire de la fonction de Green g sur une base de fonctions propres de l'opérateur ∂_{θ}^2 et la partie radiale sur une base de fonctions de Bessel $J_m(\alpha_{ms}r/r_f)$, où α_{ms} indique la s -ième racine de J_m . Ceci garantit que la condition aux bords sera satisfaite.

La solution de l'équation (A.29) s'écrit :

$$g(r, \theta, z, t; r_0, \theta_0, z_0, t_0) = \frac{1}{\pi r_f^2} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{s=1}^{s=+\infty} e^{im(\theta-\theta_0)} e^{-\alpha_{ms}^2 \frac{D_{\perp}|t-t_0|}{r_f^2}} e^{-\frac{|z-z_0|^2}{4D_{\parallel}|t-t_0|}} \frac{J_m\left(\alpha_{ms} \frac{r_0}{r_f}\right) J_m\left(\alpha_{ms} \frac{r}{r_f}\right)}{J_{m+1}(\alpha_{ms})^2}. \quad (\text{A.30})$$

La probabilité d'avoir une particule à l'intérieur du filament à tout temps $t > t_0$ est alors donnée par la moyenne de g sur le volume du filament :

$$P_{\text{res}}(t; t_0) = \int dv g = \sum_{s=1}^{s=+\infty} e^{-\alpha_{0s}^2 \frac{D_{\perp}|t-t_0|}{r_f^2}} \frac{2}{\alpha_{0s}} \frac{J_0\left(\alpha_{0s} \frac{r_0}{r_f}\right)}{J_1(\alpha_{0s})}. \quad (\text{A.31})$$

On peut vérifier en décomposant 1 sur la base de fonctions de Bessel ci-dessus, que $P_{\text{esc}}(t \rightarrow t_0) = 1$, comme on s'y attendait. La forme de $P_{\text{res}}(t; t_0)$ suggère que la particule s'échappe au bout d'un temps de diffusion r_f^2/D_{\perp} ; une telle approche est en fait naïve, comme nous allons le

montrer. Le temps de résidence moyen dans un filament δt_f se calcule de la façon suivante :

$$\delta t_f = \int_{t_0}^{+\infty} dt P_{\text{res}}(t; t_0) = \frac{r_f^2}{2D_{\perp}} \sum_{s=1}^{s=+\infty} \frac{4}{\alpha_{0s}^3} \frac{J_0\left(\alpha_{0s} \frac{r_0}{r_f}\right)}{J_1(\alpha_{0s})}. \quad (\text{A.32})$$

Les facteurs dans la somme de la partie droite de l'équation (A.32) sont bien inférieur à 1 car les particules ne peuvent pas pénétrer dans le filament à une distance supérieure à $l_{\text{sc}} \ll r_f$ avant de se mettre à diffuser, ainsi $r_0 \simeq r_f (1 - l_{\text{sc}}/r_f)$. En substituant r_0 par cette expression, puis en développant les fonctions de Bessel à l'ordre 1 en l_{sc}/r_f , on obtient le temps de confinement :

$$\delta t_f \simeq \frac{r_f l_{\text{scatt}}}{D_{\perp}} \sum_{s=1}^{s=+\infty} \frac{2}{\alpha_{0s}^2}, \quad (\text{A.33})$$

qui est effectivement inférieur au temps de diffusion par un facteur l_{sc}/r_f . Comme $D_{\perp} = \frac{1}{2} l_{\text{sc}} c$, on arrive au résultat suivant :

$$\delta t_f \simeq \frac{r_f}{c} \sum_{s=1}^{s=+\infty} \frac{4}{\alpha_{0s}^2} = \frac{r_f}{c}. \quad (\text{A.34})$$

On pourrait aussi calculer le temps de résidence en prenant la moyenne de l'équation (A.32) sur les probabilités de première interaction $P(r_0) \simeq \exp[-(r_f - r_0)/l_{\text{scatt}}]/l_{\text{scatt}}$, ce qui donnerait un résultat similaire.

Nous trouvons donc que le temps de confinement est de l'ordre du temps de traversée de la structure, ce qui est inattendu. La particule étant en régime diffusif, la distance linéaire typique parcourue pendant ce temps est seulement de $l \sim (l_{\text{scatt}}/r_f)^{1/2} r_f \ll r_f$. Ceci signifie que la particule entre et ressort du filament à peu près au même endroit, après un temps \bar{r}_f/c environ. L'interaction s'apparente ainsi à un rebond ou un effet de miroir : la particule sortira de la structure dans une direction formant un angle de moins de $\pi/2$ par rapport à la direction d'entrée, mais au bout d'un temps \bar{r}_f/c .

Nous avons vérifié la loi $\delta t_f \simeq r_f/c$ numériquement en utilisant des simulations Monte-Carlo (voir chapitre 1) de l'interaction d'une particule avec un filament magnétisé, pour diverses longueurs de cohérence du champ magnétique. Nos résultats sont représentés dans la figure A.1, où l'on voit que le temps de résidence moyen ne dépend pas de la longueur de cohérence du champ (qui caractérise le coefficient de diffusion, donc la longueur de diffusion l_{scatt}), mais évolue linéairement avec le rayon du filament. On obtient numériquement : $\delta t_f \simeq 1.3 r_f/c$.

Interaction diffuse avec une sphère

L'interaction avec une sphère de rayon r_s est très similaire à celle avec un filament, bien que les calculs soient un soupçon plus lourds. Comme précédemment, on suppose que la particule pénètre la sphère sur une distance l_{scatt} avant de commencer à diffuser, et on adopte la même condition aux bords à partir de r_s . L'équation de diffusion en coordonnées sphériques s'écrit :

$$\partial_t g - \frac{D}{r^2} \partial_r (r^2 \partial_r g) - \frac{D}{r^2 \sin \theta} \partial_{\theta} (\sin \theta \partial_{\theta} g) - \frac{D}{r^2 \sin^2 \theta} \partial_{\phi}^2 g \quad (\text{A.35})$$

$$= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \delta(r - r_0) \delta(\theta - \theta_0) \delta(\phi - \phi_0) \delta(t - t_0). \quad (\text{A.36})$$

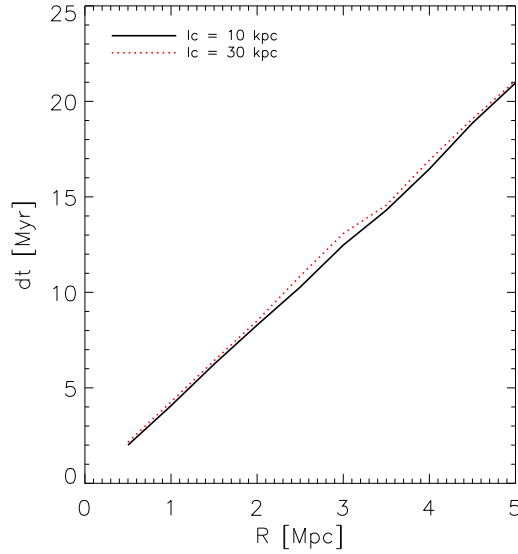


FIGURE A.1 – Temps de résidence dans un filament magnétisé plongé dans un milieu non magnétisé, pour une particule entrant dans la structure avec une longueur de diffusion $l_{\text{scatt}} \ll r_f$, en fonction du rayon du filament. La longueur de diffusion est exprimée en fonction de la longueur de cohérence λ (noté l_c dans la figure), en supposant une turbulence de type Kolmogorov dans le filament, i.e. $l_{\text{sc}} \propto \lambda^{2/3}$ (voir annexe A.3).

Sa solution peut s'écrire en termes d'harmoniques sphériques et de fonctions de Bessel sphériques :

$$g(r, \theta, \phi, t; r_0, \theta_0, \phi_0, t_0) = \sum_{l=0}^{l=+\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} \sum_{s=1}^{s=+\infty} e^{-\beta_{ls}^2 \frac{D|t-t_0|}{r_s^2}} Y_{lm}(\theta, \phi) \bar{Y}_{lm}(\theta_0, \phi_0) \times j_l \left(\beta_{ls} \frac{r}{r_s} \right) j_l \left(\beta_{ls} \frac{r_0}{r_s} \right) \frac{2}{r_s^3 j_{l+1}^2(\beta_{ls})}. \quad (\text{A.37})$$

La notation β_{ls} indique le s -ième zero de la fonction de Bessel sphérique j_l . Comme précédemment, le temps de résidence dans la structure sphérique à un temps $t > t_0$ se calcule en intégrant g sur le volume :

$$P_{\text{res}}(t; t_0) = \sum_{s=1}^{s=+\infty} e^{-\beta_{0s}^2 \frac{D|t-t_0|}{r_s^2}} j_0 \left(\beta_{0s} \frac{r_0}{r_s} \right) \frac{2}{\beta_{0s} j_1(\beta_{0s})}. \quad (\text{A.38})$$

Ici encore, $P_{\text{res}}(t \rightarrow t_0) = 1$ comme attendu. Enfin, le temps de résidence peut être calculé en prenant la limite $r_0 \rightarrow r_s(1 - l_{\text{sc}}/r_s)$ comme précédemment et en développant au premier ordre en l_{sc}/r_s :

$$\delta t_s = \int_{t_0}^{+\infty} dt P_{\text{res}}(t; t_0) \simeq \frac{r_s}{c} \sum_{s=1}^{s=+\infty} \frac{6}{\beta_{0s}^2} = \frac{r_s}{c}. \quad (\text{A.39})$$

La particule rebondit sur la sphère et sort à une distance $l \sim (l_{\text{sc}}/r_s)^{1/2} r_s \ll r_s$ de son point d'impact.

Cas d'un champ magnétique non uniforme

Nous avons supposé dans la discussion ci-dessus que le champ magnétique et le coefficient de diffusion étaient uniforme dans le centre diffuseur. Si l'échelle de variation du champ magnétique $l_B = |\nabla B^2/B^2|^{-1}$ est "assez petite", la discussion devient plus intriquée car la longueur de diffusion l_{scatt} des rayons cosmiques dépend alors de leur position dans l'espace, et n'a même plus de signification si elle devient supérieure à l_B . On peut s'attendre cependant aux effets suivants.

Si la longueur de diffusion de la particule est supérieure à la taille r de la structure partout où elle se trouve, alors la déflexion totale devrait rester plus petite que 1. Sa valeur moyenne sera de l'ordre de $\langle r l_B / r_L^2 \rangle$ - il faut prendre ici la moyenne sur les r_L au travers de sa dépendance spatiale via B sur la trajectoire. Cette estimation suppose que la particule est défléchie d'un angle $\delta\theta^2 \sim (l_B/r_L)^2$ au bout de chaque distance l_B . Cela correspond à l'estimation que nous avons plus haut lorsque nous remplaçons λ par l_B et en prenant pour valeur de B une valeur moyenne du champ. Le temps de traversée demeurera inchangé, de l'ordre de r/c .

Si la longueur de diffusion est partout inférieure à r , alors les résultats obtenus plus hauts ne devraient pas être modifiés : la particule rebondira sur la structure avec un temps de confinement de l'ordre de r/c .

Considérons maintenant un cas intermédiaire : celui par exemple d'un centre diffuseur dont le cœur aurait un champ magnétique tel que l_{scatt} serait inférieur à la taille du cœur r_c , entouré d'une enveloppe avec B tel que $l_{\text{scatt}} \gtrsim r$. La particule a alors une probabilité $\sim (r_c/r)^2$ de traverser l'enveloppe et de rebondir sur le cœur ; dans ce cas, l'angle de déflexion est de l'ordre de l'unité et le temps de traversée total de l'ordre de r/c . La particule a aussi une probabilité $\sim 1 - (r_c/r)^2$ de traverser l'enveloppe sans rencontrer le cœur et subira ainsi une déflexion inférieure à 1, comme nous l'avons calculé précédemment. Le temps de traversée reste identique. La déflexion caractéristique sur plusieurs interactions ou pour plusieurs particules sera bien sûr donnée par la moyenne de ces deux possibilités.

A.3 Détails techniques pour la méthode de propagation cellulaire

Nous présentons ici les détails techniques de la recette simple présentée dans la section 3.6.2 pour faire propager des rayons cosmiques de façon rapide, efficace et précise. L'intégration directe des équations du mouvement par une méthode de Runge-Kutta sur l'âge de l'Univers est très coûteuse en temps dès que la particule n'est plus dans le régime quasi-rectiligne. D'autre part, on a vu que la prise en compte de la turbulence à petite échelle dans ce cadre impliquait d'avoir des grilles magnétisées de résolution déraisonnable.

Une méthode alternative consiste à faire propager chaque particule dans des cellules successives, où chaque cellule a la taille de la longueur de cohérence du champ magnétique. L'intensité du champ dans les cellules est déterminée par sa position dans la grille de simulation, et son orientation est tirée aléatoirement. On peut alors considérer chaque cellule comme une boîte noire pour la particule : sa trajectoire à l'intérieur n'est pas explicitement calculée, seuls sa position et son temps de sortie sont tirés aléatoirement selon des fonctions de probabilité qui dépendent des paramètres du champ et de la particule (voir figure 3.14).

Nous pouvons appliquer ici les résultats classiques sur le transport des particules chargées

dans les champs magnétiques turbulents (cf. annexe A.1.2). Selon le rapport r_L/λ_B , la particule est dans un régime de propagation différent à l'intérieur d'une cellule. Si $r_L/\lambda_B \gg 1$, la particule est dans un régime quasi-rectiligne : elle traversera donc la cellule quasiment tout droit, et sortira au bout d'un temps $\tau_1 \simeq \lambda_B/c$. Au bout de plusieurs longueurs de cohérences, la particule peut cependant atteindre un régime diffusif et on peut calculer dans ce cas le coefficient de diffusion par des considérations de marche aléatoire (équation A.15) :

$$D \propto r_L^2/\lambda_B. \quad (\text{A.40})$$

Dans le cas contraire ($r_L/\lambda_B \ll 1$), la particule diffusera un certain temps dans la cellule, qui est, d'après la définition du coefficient de diffusion, de l'ordre de :

$$\tau_2 = \frac{\lambda_B^2}{4D}. \quad (\text{A.41})$$

Le facteur 4 vient du fait que la distance rectiligne parcourue par la particule en traversant la cellule est en moyenne de $\lambda_B/\sqrt{2}$. En supposant une turbulence de type Kolmogorov, on a (équation A.13) :

$$D \propto r_L(r_L/\lambda_B)^{-2/3}. \quad (\text{A.42})$$

On peut extrapoler une approximation du coefficient de diffusion complet en utilisant les coefficients numériques de Casse et al. (2002) :

$$D = 1.2 r_L c \left[\frac{r_L}{\lambda_B} + 0.1 \left(\frac{r_L}{\lambda_B} \right)^{-2/3} \right]. \quad (\text{A.43})$$

Nous utilisons cette formule pour le calcul de τ_2 dans nos simulations.

Nos cellules sont positionnées au fur à mesure de la propagation de sorte que la particule y pénètre toujours de façon radiale. L'angle de déflexion θ de la particule, qui détermine sa position de sortie, est calculée par rapport à cette direction d'entrée (voir figure 3.14). Dans le cas d'un régime totalement diffusif ($r_L/\lambda_B \ll 1$), l'angle de déflexion à la sortie sera de l'ordre de 1, et on peut donc être tirer $\cos\theta$ aléatoirement selon une loi uniforme sur $[-1, 1]$. Dans l'autre cas extrême ($r_L/\lambda_B \gg 1$), on peut tirer $\cos\theta$ selon une loi uniforme de moyenne m et de variance s qui dépendent des paramètres de la propagation.

Afin d'identifier les fonctions $m = m(r_L/\lambda_B)$ and $s = s(r_L/\lambda_B)$ dans le régime quasi-rectiligne, nous avons intégré la trajectoire de 10^4 particules dans une cellule par la méthode de Runge-Kutta, pour des valeurs de r_L/λ_B allant de 2 à 100. Nous obtenons ainsi la forme de la dépendance de m et s sur r_L/λ_B , ainsi que les coefficients numériques adéquats.

Nous avons testé notre code sur une gamme de paramètres en comparant les résultats de notre méthode à ceux obtenus par les calculs analytiques dans le cas d'un champ magnétique homogène entièrement turbulent. Dans notre méthode, cela consiste simplement à prendre la valeur du champ magnétique constante dans toutes les cellules. Nous trouvons un excellent accord entre nos simulations et les calculs analytiques, comme illustré par exemple dans la figure A.2, qui montre le facteur de transmission, *i.e.* la fraction de particules situées à une distance supérieure à R de la source au bout d'un temps de Hubble, en fonction de $\hat{R} = R/\sqrt{4Dt}$, que nous allons définir dans la suite. Les calculs sont effectués pour un champ magnétique homogène de longueur de cohérence $\lambda_B = 100$ kpc et de normalisation $\tilde{B} = 2$ nG, et pour différentes énergies de la particule et donc de r_L/λ_B .

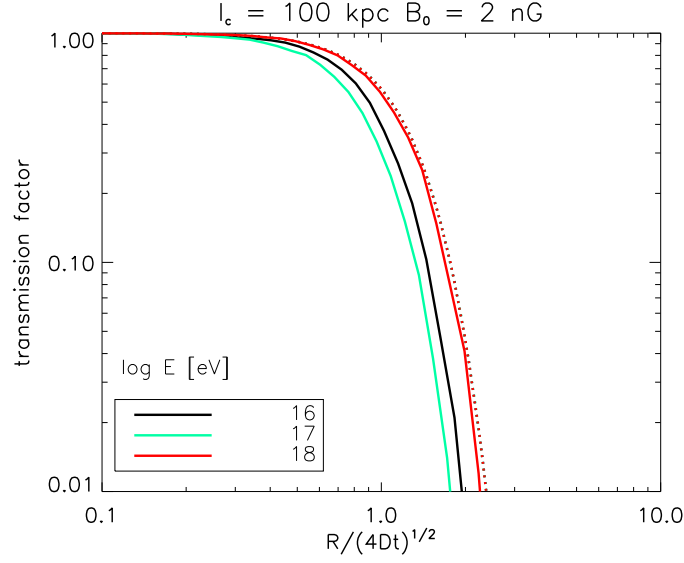


FIGURE A.2 – Fraction de particules situées à une distance supérieure à R de la source au bout d'un temps de Hubble, dans un champ magnétique homogène, en fonction de $\hat{R} = R/\sqrt{4Dt}$, comme défini dans l'équation (A.45), pour différentes valeurs de r_L/λ_B . Les traits pleins présentent les résultats de nos simulations et les pointillés les expressions analytiques calculées ci-dessous. (Source : Kotera & Lemoine 2008.)

Une grandeur que nous allons examiner dans le cadre du chapitre 4 est en effet le facteur de transmission à une distance donnée R de la source et au bout d'un temps t , c'est-à-dire la fraction de particules qui sont situées au-delà de R à un temps t . Cette fraction s'obtient par l'intégrale suivante, en utilisant l'équation A.9 :

$$T(R, t) = \int_R^\infty 4\pi r^2 dr \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \hat{R} e^{-\frac{\hat{R}^2}{2}} + \operatorname{erfc}\left(\frac{\hat{R}}{\sqrt{2}}\right), \quad (\text{A.44})$$

où

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-u^2} du \quad \text{et} \quad \hat{R} \equiv \frac{R}{\sqrt{4Dt}}. \quad (\text{A.45})$$

C'est cette formule que nous traçons dans la figure A.2, et qui correspond très bien aux résultats de nos simulations.

Bibliographie

- Abbasi, R. U. et al. 2004, *Physical Review Letters*, 92, 151101
- Abbasi, R. U. et al. 2005, *ApJ*, 622, 910
- Abraham, J. et al. 2007, *Science*, 318, 938
- Abraham, J. et al. 2008, *Astroparticle Physics*, 29, 188
- Abu-Zayyad, T., Belov, K., Bird, D. J., et al. 2001, *ApJ*, 557, 686
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2001, *MNRAS*, 328, 393
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Norman, C. A., & Melrose, D. B. 1999, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2003, *ApJ*, 584, 45
- Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., et al. 2001, *ApJ*, 560, 599
- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Barrio, J., et al. 2001, *A&A*, 370, 112
- Aharonian, F. A. 2002, *MNRAS*, 332, 215
- Aharonian, F. A., Coppi, P. S., & Voelk, H. J. 1994, *ApJ*, 423, L5
- Alcock, C. & Hatchett, S. 1978, *Astrophys. J.*, 222, 456
- Alexander, J. K., Brown, L. W., Clark, T. A., Stone, R. G., & Weber, R. R. 1969, *ApJ*, 157, L163+
- Allard, D., Ave, M., Busca, N., et al. 2006, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 9, 5
- Allard, D., Busca, N. G., Decerprit, G., Olinto, A. V., & Parizot, E. 2008, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 10, 33
- Allard, D., Olinto, A. V., & Parizot, E. 2007a, *A&A*, 473, 59
- Allard, D., Parizot, E., & Olinto, A. V. 2007b, *Astroparticle Physics*, 27, 61
- Allard, D., Parizot, E., Olinto, A. V., Khan, E., & Goriely, S. 2005, *A&A*, 443, L29
- Allard, D. & Protheroe, R. J. 2009, *ArXiv e-prints*
- Aloisio, R. & Berezhinsky, V. 2004, *ApJ*, 612, 900

- Aloisio, R., Berezhinsky, V., & Gazizov, A. 2008, ArXiv e-prints
- Aloisio, R. & Berezhinsky, V. S. 2005, ApJ, 625, 249
- Alvarez-Muñiz, J., Engel, R., & Stanev, T. 2002, Astrophys. J. , 572, 185
- Anchordoqui, L., Goldberg, H., Reucroft, S., & Swain, J. 2001, Phys. Rev. D, 64, 123004
- Apel, W. D., Arteaga, J. C., Badea, A. F., et al. 2009, Astroparticle Physics, 31, 86
- Apel, W. D. et al. 2008, Astroparticle Physics, 29, 412
- Armengaud, E. 2006, PhD thesis, Université Paris 7
- Armengaud, E., Sigl, G., & Miniati, F. 2006, Phys. Rev. D, 73, 083008
- Arnaud, K. A., Fabian, A. C., Eales, S. A., Jones, C., & Forman, W. 1984, MNRAS, 211, 981
- Arons, J. 2003, ApJ, 589, 871
- Ave, M., Busca, N., Olinto, A. V., Watson, A. A., & Yamamoto, T. 2005, Astroparticle Physics, 23, 19
- Ball, R. C., Havlin, S., & Weiss, G. H. 1987, Journal of Physics A Mathematical General, 20, 4055
- Baym, G., Bödeker, D., & McLerran, L. 1996, Phys. Rev. D, 53, 662
- Beck, R. 2008, ArXiv e-prints
- Beck, R., Gaensler, B., & Feretti, L. 2007, SKA and the Magnetic Universe (Springer-Verlag), 103–+
- Bednarz, J. & Ostrowski, M. 1998, Physical Review Letters, 80, 3911
- Begelman, M. C., Rudak, B., & Sikora, M. 1990, ApJ, 362, 38
- Bell, A. R. 1978, MNRAS, 182, 147
- Bell, A. R. & Lucek, S. G. 2001, MNRAS, 321, 433
- Berezhko, E. G. & Ellison, D. C. 1999, ApJ, 526, 385
- Berezhko, E. G., Ksenofontov, L. T., & Völk, H. J. 2003, AA, 412, L11
- Berezhinsky, V. & Gazizov, A. 2006, ApJ, 643, 8
- Berezhinsky, V., Gazizov, A., & Grigorieva, S. 2006, Phys. Rev. D, 74, 043005
- Berezhinsky, V. & Gazizov, A. Z. 2007, ApJ, 669, 684
- Berezhinsky, V., Gazizov, A. Z., & Grigorieva, S. I. 2002, ArXiv Astrophysics e-prints
- Berezhinsky, V. S., Blasi, P., & Ptuskin, V. S. 1997, ApJ, 487, 529
- Berezhinsky, V. S. & Gazizov, A. Z. 1993, Phys. Rev. D, 47, 4206

- Berezinsky, V. S. & Grigorieva, S. I. 1988, *A&A*, 199, 1
- Berezinsky, V. S., Grigorieva, S. I., & Hnatyk, B. I. 2004, *Astroparticle Physics*, 21, 617
- Bergman, D. R. & Belz, J. W. 2007, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 34, 359
- Bergmann, T. et al. 2007, *Astropart. Phys.*, 26, 420
- Bertone, G., Isola, C., Lemoine, M., & Sigl, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 103003
- Bertone, S., Stoehr, F., & White, S. D. M. 2005, *MNRAS*, 359, 1201
- Bertone, S., Vogt, C., & Enßlin, T. 2006, *MNRAS*, 370, 319
- Best, P. N. 2004, *MNRAS*, 351, 70
- Bhattacharjee, P. 2000, *Phys. Rep.*, 327, 109
- Biermann, L. 1950, *Z.Naturf.*, 5a, 65
- Billoir, P. 2001, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 576, *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, ed. M. Lemoine & G. Sigl, 27–+
- Binney, J. & Tabor, G. 1995, *MNRAS*, 276, 663
- Bird, D. J., Boyer, J., & et al. 1993a, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 2, *International Cosmic Ray Conference*, 458–+
- Bird, D. J., Corbato, S. C., Dai, H. Y., et al. 1994, *ApJ*, 424, 491
- Bird, D. J. et al. 1993b, *Physical Review Letters*, 71, 3401
- Birk, G. T., Wiechen, H., Lesch, H., & Kronberg, P. P. 2000, *A&A*, 353, 108
- Blasi, P., Burles, S., & Olinto, A. V. 1999, *ApJ*, 514, L79
- Blasi, P. & Olinto, A. V. 1999, *Phys. Rev. D*, 59, 023001
- Blumenthal, G. R. 1970, *Phys. Rev. D*, 1, 1596
- Boldyrev, S., Cattaneo, F., & Rosner, R. 2005, *Physical Review Letters*, 95, 255001
- Bouchaud, J.-P. & Georges, A. 1990, *Phys. Rep.*, 195, 127
- Bridle, A. H. & Perley, R. A. 1984, *ARA&A*, 22, 319
- Brüggen, M., Ruszkowski, M., Simionescu, A., Hoeft, M., & Dalla Vecchia, C. 2005, *ApJ*, 631, L21
- Brunetti, G., Giacintucci, S., Cassano, R., et al. 2008, *Nature*, 455, 944
- Bruni, M., Maartens, R., & Tsagas, C. G. 2003, *MNRAS*, 338, 785
- Budnik, R., Katz, B., MacFadyen, A., & Waxman, E. 2008, *ApJ*, 673, 928
- Campi, X. & Huefner, J. 1981, *Physical Review C*, 24, 2199

- Candia, J. & Roulet, E. 2004, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 10, 7
- Carilli, C. L. & Taylor, G. B. 2002, *ARA&A*, 40, 319
- Carr, J., Hallewell, G., Holford, A., et al. 2008, *Conceptual Design Report for the KM3NeT infrastructure*
- Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 023002
- Cen, R., Nagamine, K., & Ostriker, J. P. 2005, *Astrophys. J.*, 635, 86
- Cheng, B. & Olinto, A. V. 1994, *Phys. Rev. D*, 50, 2421
- Clark, T. A., Brown, L. W., & Alexander, J. K. 1970, *Nature*, 228, 847
- Clarke, T. E. 2004, *Journal of Korean Astronomical Society*, 37, 337
- Clarke, T. E., Kronberg, P. P., & Böhringer, H. 2001, *ApJ*, 547, L111
- Colafrancesco, S. & Blasi, P. 1998, *Astroparticle Physics*, 9, 227
- Colgate, S. A. & Li, H. 2000, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 32, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1197–+
- Cronin, J. W. 1992, in *Symposium on the Interface of Astrophysics with Nuclear and Particle Physics*, p. 341 - 363, 341–363
- Daly, R. A. & Loeb, A. 1990, *ApJ*, 364, 451
- Dar, A. & Shaviv, N. J. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 3052
- Dar, A. & Shaviv, N. J. 1996, *Astroparticle Physics*, 4, 343
- Das, S., Kang, H., Ryu, D., & Cho, J. 2008, *ApJ*, 682, 29
- de Marco, D., Hansen, P., Stanev, T., & Blasi, P. 2006, *Phys. Rev. D*, 73, 043004
- De Young, D. S. 1992, *ApJ*, 386, 464
- Dolag, K., Bartelmann, M., & Lesch, H. 1999, *A&A*, 348, 351
- Dolag, K., Bartelmann, M., & Lesch, H. 2002, *A&A*, 387, 383
- Dolag, K., Grasso, D., Springel, V., & Tkachev, I. 2004, *Journal of Korean Astronomical Society*, 37, 427
- Dolag, K., Grasso, D., Springel, V., & Tkachev, I. 2005, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 1, 9
- Donnert, J., Dolag, K., Lesch, H., & Müller, E. 2009, *MNRAS*, 392, 1008
- Doroshkevich, A. G., Tucker, D. L., Fong, R., Turchaninov, V., & Lin, H. 2001, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 322, 369
- Dubois, Y., Devriendt, J., Slyz, A., & Silk, J. 2009, *ArXiv e-prints*

- Dubois, Y. & Teyssier, R. 2008, *A&A*, 482, L13
- Dubovsky, S. L., Tinyakov, P. G., & Tkachev, I. I. 2000, *Physical Review Letters*, 85, 1154
- Dupke, R. A. & Bregman, J. N. 2001, *ApJ*, 562, 266
- Duvernois, M. A. & Thayer, M. R. 1996, *ApJ*, 465, 982
- Eckert, D., Neronov, A., Courvoisier, T. J.-L., & Produit, N. 2007, *A&A*, 470, 835
- Ellison, D. C. & Double, G. P. 2002, *Astroparticle Physics*, 18, 213
- Engel, R., Seckel, D., & Stanev, T. 2001, *Phys. Rev. D*, 64, 093010
- Enflin, T. A. & Röttgering, H. 2002, *A&A*, 396, 83
- Enflin, T. A. & Vogt, C. 2006, *A&A*, 453, 447
- Evans, N. W., Ferrer, F., & Sarkar, S. 2002, *Astroparticle Physics*, 17, 319
- Evans, N. W., Ferrer, F., & Sarkar, S. 2004, *Phys. Rev. D*, 69, 128302
- Fatuzzo, M. & Melia, F. 2003, *ApJ*, 596, 1035
- Feretti, L., Brunetti, G., Giovannini, G., et al. 2004, *Journal of Korean Astronomical Society*, 37, 315
- Ferrarese, L. & Ford, H. 2005, *Space Science Reviews*, 116, 523
- Ferrigno, C., Blasi, P., & de Marco, D. 2004, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136, 191
- Fletcher, R. S., Gaisser, T. K., Lipari, P., & Stanev, T. 1994, *Phys. Rev. D*, 50, 5710
- Furlanetto, S. R. & Loeb, A. 2001, *ApJ*, 556, 619
- Gabici, S. & Aharonian, F. A. 2005, *Physical Review Letters*, 95, 251102
- Gabici, S. & Aharonian, F. A. 2007, *ApJ*, 665, L131
- Gaensler, B. M., Beck, R., & Feretti, L. 2004, *New Astronomy Review*, 48, 1003
- Galama, T. J., Wijers, R. A. M. J., Bremer, M., et al. 1998, *ApJ*, 500, L97+
- Gallant, Y. A. 2002, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 589, *Relativistic Flows in Astrophysics*, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou, 24–+
- Gallant, Y. A. & Achterberg, A. 1999, *MNRAS*, 305, L6
- Gallant, Y. A., Achterberg, A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2000, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 526, *Gamma-ray Bursts, 5th Huntsville Symposium*, ed. R. M. Kippen, R. S. Mallozzi, & G. J. Fishman, 524–529

- Galtier, S., Nazarenko, S. V., Newell, A. C., & Pouquet, A. 2000, *Journal of Plasma Physics*, 63, 447
- Galtier, S., Pouquet, A., & Mangeney, A. 2005, *Physics of Plasmas*, 12, 092310
- Gasperini, M., Giovannini, M., & Veneziano, G. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 3796
- Gavazzi, G., Boselli, A., Cortese, L., et al. 2006, *A&A*, 446, 839
- Gelmini, G., Kalashev, O., & Semikoz, D. V. 2007, *Astroparticle Physics*, 28, 390
- Genzel, H., Joos, P., & Pfeil, W. 1973, *Photoproduction of elementary particles*, Vol. 8 (Springer-Verlag)
- Gilmour, R., Best, P., & Almaini, O. 2009, *MNRAS*, 392, 1509
- Gilmour, R., Gray, M. E., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 1467
- Giovannini, G. & Feretti, L. 2000, *New Astronomy*, 5, 335
- Giovannini, G., Feretti, L., Venturi, T., Kim, K.-T., & Kronberg, P. P. 1993, *ApJ*, 406, 399
- Globus, N., Allard, D., & Parizot, E. 2008, *A&A*, 479, 97
- Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 542, 535
- Goldreich, P. & Sridhar, S. 1995, *ApJ*, 438, 763
- Goldreich, P. & Sridhar, S. 1997, *ApJ*, 485, 680
- Gopal-Krishna & Wiita, P. J. 2001, *ApJ*, 560, L115
- Gorbunov, D., Tinyakov, P., Tkachev, I., & Troitsky, S. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Gorbunov, D. S., Tinyakov, P. G., Tkachev, I. I., & Troitsky, S. V. 2002, *ApJ*, 577, L93
- Gorbunov, D. S. & Troitsky, S. V. 2005, *Astroparticle Physics*, 23, 175
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 622, 759
- Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., et al. 2006, *Astron. Astrophys.*, 460, 425
- Govoni, F., Taylor, G. B., Dallacasa, D., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001, *A&A*, 379, 807
- Grasso, D. & Rubinstein, H. R. 2001, *Phys. Rep.*, 348, 163
- Greisen, K. 1966, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748
- Han, J. L. 2004, in *The Magnetized Interstellar Medium*, ed. B. Uyaniker, W. Reich, & R. Wielebinski, 3–12
- Han, J. L., Ferriere, K., & Manchester, R. N. 2004, *ApJ*, 610, 820
- Han, J. L., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Qiao, G. J., & van Straten, W. 2006, *ApJ*, 642, 868
- Han, J. L., Manchester, R. N., & Qiao, G. J. 1999, *MNRAS*, 306, 371

- Han, J. L. & Qiao, G. J. 1994, *A&A*, 288, 759
- Harari, D., Mollerach, S., & Roulet, E. 1999, *Journal of High Energy Physics*, 8, 22
- Harari, D., Mollerach, S., & Roulet, E. 2002a, *Journal of High Energy Physics*, 7, 6
- Harari, D., Mollerach, S., & Roulet, E. 2006, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 11, 12
- Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E., & Sánchez, F. 2002b, *Journal of High Energy Physics*, 3, 45
- Hayashida, N. & et al. 1997, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 4, *International Cosmic Ray Conference*, 145–+
- Heckman, T. M. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 240, *Gas and Galaxy Evolution*, ed. J. E. Hibbard, M. Rupen, & J. H. van Gorkom, 345–+
- Henri, G., Pelletier, G., Petrucci, P. O., & Renaud, N. 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 347
- Hermann, G., Hofmann, W., Schweizer, T., & et al. 2008, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, *International Cosmic Ray Conference*, 1313–1316
- Hill, G. J. & Lilly, S. J. 1991, *ApJ*, 367, 1
- Hillas, A. M. 1984, *ARA&A*, 22, 425
- Hogan, C. J. 1983, *Physical Review Letters*, 51, 1488
- Holden, B. P., Illingworth, G. D., Franx, M., et al. 2007, *ApJ*, 670, 190
- Hooper, D., Sarkar, S., & Taylor, A. M. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 103007
- Hooper, D., Taylor, A., & Sarkar, S. 2005, *Astroparticle Physics*, 23, 11
- Huchra, J. P., Geller, M. J., Clemens, C. M., Tokarz, S. P., & Michel, A. 1992, *Bulletin d'Information du Centre de Données Stellaires*, 41, 31
- Ide, Y., Nagataki, S., Tsubaki, S., Yoshiguchi, H., & Sato, K. 2001, *PASJ*, 53, 1153
- Inoue, S., Aharonian, F. A., & Sugiyama, N. 2005, *ApJ*, 628, L9
- Inoue, S., Sigl, G., Miniati, F., & Armengaud, E. 2007, *ArXiv e-prints*
- Isola, C., Lemoine, M., & Sigl, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 023004
- Isola, C. & Sigl, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 083002
- Jedamzik, K., Katalinić, V., & Olinto, A. V. 2000, *Physical Review Letters*, 85, 700
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., et al. 2001, *MNRAS*, 321, 372
- Jokipii, J. R. 1966, *ApJ*, 146, 480
- Kachelrieß, M. & Semikoz, D. V. 2006, *Physics Letters B*, 634, 143

- Kachelrieß, M., Serpico, P. D., & Teshima, M. 2007, *Astroparticle Physics*, 26, 378
- Kampert, K.-H., Antoni, T., Apel, W. D., et al. 2004, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136, 273
- Kang, H., Das, S., Ryu, D., & Cho, J. 2007, *ArXiv e-prints*, 706
- Kang, H., Rachen, J. P., & Biermann, P. L. 1997, *MNRAS*, 286, 257
- Kang, H., Ryu, D., Cen, R., & Song, D. 2005, *ApJ*, 620, 21
- Kang, H., Ryu, D., & Jones, T. W. 1996, *ApJ*, 456, 422
- Karol, P. J. 1988, *ApJ*, 332, 615
- Kashti, T. & Waxman, E. 2008, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 5, 6
- Keshet, U., Waxman, E., Loeb, A., Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *ApJ*, 585, 128
- Khan, E., Goriely, S., Allard, D., et al. 2005, *Astroparticle Physics*, 23, 191
- Kim, K.-T., Kronberg, P. P., Giovannini, G., & Venturi, T. 1989, *Nature*, 341, 720
- Kim, K.-T., Kronberg, P. P., & Tribble, P. C. 1991, *ApJ*, 379, 80
- King, E. J. & Coles, P. 2006, *MNRAS*, 365, 1288
- Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A., & Achterberg, A. 2000, *ApJ*, 542, 235
- Kneiske, T. M., Bretz, T., Mannheim, K., & Hartmann, D. H. 2004, *A&A*, 413, 807
- Kolmogorov, A. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301
- Koopmann, R. A. & Kenney, J. D. P. 2004, *ApJ*, 613, 851
- Kotera, K., Allard, D., Murase, K., et al. 2009, submitted
- Kotera, K. & Lemoine, M. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 023005
- Kronberg, P. P. 1994, *Reports on Progress in Physics*, 57, 325
- Kronberg, P. P., Dufton, Q. W., Li, H., & Colgate, S. A. 2001, *ApJ*, 560, 178
- Kronberg, P. P., Lesch, H., & Hopp, U. 1999, *ApJ*, 511, 56
- Kronberg, P. P. & Perry, J. J. 1982, *ApJ*, 263, 518
- Kulsrud, R. M., Cen, R., Ostriker, J. P., & Ryu, D. 1997a, *ApJ*, 480, 481
- Kulsrud, R. M., Cen, R., Ostriker, J. P., & Ryu, D. 1997b, *ApJ*, 480, 481
- Kushnir, D. & Waxman, E. 2009, *ArXiv e-prints*
- Lagache, G., Puget, J.-L., & Dole, H. 2005, *ARA&A*, 43, 727
- Lagage, P. O. & Cesarsky, C. J. 1983, *A&A*, 125, 249

- Langer, M., Puget, J.-L., & Aghanim, N. 2003, PRD, 67, 043505
- Lauer, T. R., Faber, S. M., Richstone, D., et al. 2007, ApJ, 662, 808
- Lazarian, A., Cho, J., & Yan, H. 2002, ArXiv Astrophysics e-prints
- Le Floch, E., Charmandaris, V., Forrest, W. J., et al. 2006, ApJ, 642, 636
- Lee, S., Olinto, A. V., & Sigl, G. 1995, ApJ, 455, L21+
- Lemoine, D. & Lemoine, M. 1995, Phys. Rev. D, 52, 1955
- Lemoine, M. 2005, Phys. Rev. D, 71, 083007
- Lemoine, M. 2008, in SF2A-2008, ed. C. Charbonnel, F. Combes, & R. Samadi, 247–+
- Lemoine, M. & Pelletier, G. 2003, ApJ, 589, L73
- Lemoine, M., Pelletier, G., & Revenu, B. 2006, ApJ, 645, L129
- Lemoine, M. & Revenu, B. 2006, MNRAS, 366, 635
- Lemoine, M., Sigl, G., & Biermann, P. 1999, ArXiv Astrophysics e-prints
- Lemoine, M., Sigl, G., Olinto, A., & Schramm, D. N. 1997, ApJ, 486, L115
- Lemoine, M., Sigl, G., Olinto, A. V., & Schramm, D. N. 1997, ApJ, 486, L115+
- Loeb, A. & Waxman, E. 2000, Nature, 405, 156
- Lutovinov, A. A., Vikhlinin, A., Churazov, E. M., Revnivtsev, M. G., & Sunyaev, R. A. 2008, ApJ, 687, 968
- Malkov, M. A. & O’C Drury, L. 2001, Reports on Progress in Physics, 64, 429
- Martini, P., Kelson, D. D., Kim, E., Mulchaey, J. S., & Athey, A. A. 2006, ApJ, 644, 116
- Mastichiadis, A. 1991, MNRAS, 253, 235
- Maximon, L. 1968, J. Res. Nat. Bur. Standards B, 72, 79
- Medina-Tanco, G. & Enßlin, T. A. 2001, Astroparticle Physics, 16, 47
- Medina Tanco, G. A. 1998, ApJ, 505, L79
- Medina-Tanco, G. A. 1999, ApJ, 510, L91
- Medina Tanco, G. A., de Gouveia dal Pino, E. M., & Horvath, J. E. 1997, Astroparticle Physics, 6, 337
- Miller, N. A., Ledlow, M. J., Owen, F. N., & Hill, J. M. 2002, AJ, 123, 3018
- Miniati, F. 2002, MNRAS, 337, 199
- Miniati, F. 2003, MNRAS, 342, 1009

- Miniati, F., Ryu, D., Kang, H., et al. 2000, *ApJ*, 542, 608
- Mücke, A., Engel, R., Rachen, J. P., Protheroe, R. J., & Stanev, T. 2000, *Computer Physics Communications*, 124, 290
- Mücke, A., Rachen, J. P., Engel, R., Protheroe, R. J., & Stanev, T. 1999, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 16, 160
- Muraishi, H., Yanagita, S., & Yoshida, T. 2005, *Progress of Theoretical Physics*, 113, 721
- Murase, K., Inoue, S., & Nagataki, S. 2008a, *ApJ*, 689, L105
- Murase, K., Ioka, K., Nagataki, S., & Nakamura, T. 2006, *ApJ*, 651, L5
- Murase, K., Ioka, K., Nagataki, S., & Nakamura, T. 2008b, *Phys. Rev. D*, 78, 023005
- Nagano, M., Teshima, M., Hayashida, N., et al. 1992, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 18, 423
- Nagano, M. & Watson, A. A. 2000, *Reviews of Modern Physics*, 72, 689
- Ng, C. S. & Bhattacharjee, A. 1996, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 28, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 850–+
- Norman, C. A., Melrose, D. B., & Achterberg, A. 1995a, *ApJ*, 454, 60
- Norman, C. A., Melrose, D. B., & Achterberg, A. 1995b, *Astrophys. J.*, 454, 60
- Ohno, H. & Shibata, S. 1993, *MNRAS*, 262, 953
- Ostapchenko, S. & et al. 2005, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, *International Cosmic Ray Conference*, 135–+
- O’Sullivan, S., Reville, B., & Taylor, A. M. 2009, *ArXiv e-prints*
- Owen, F. N. & Eilek, J. A. 1998, *ApJ*, 493, 73
- Parizot, E. 2003, *Ecole de Goutelas - Physique et Astrophysique du Rayonnement Cosmique* (E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff, G. Pelletier, and P. Salati)
- Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, *A&A*, 424, 747
- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., et al. 2002, *Ap&SS*, 281, 461
- Pfrommer, C. & Enßlin, T. A. 2004, *A&A*, 413, 17
- Prestage, R. M. & Peacock, J. A. 1988, *MNRAS*, 230, 131
- Protheroe, R. J. & Biermann, P. L. 1997, *Astroparticle Physics*, 7, 181
- Puget, J. L., Stecker, F. W., & Bredekamp, J. H. 1976, *ApJ*, 205, 638
- Quashnock, J. M., Loeb, A., & Spergel, D. N. 1989, *ApJ*, 344, L49

- Rachen, J. P. 1996, Phd thesis, Bonn University
- Rachen, J. P. & Biermann, P. L. 1993, *A&A*, 272, 161
- Rand, R. J. & Kulkarni, S. R. 1989, *ApJ*, 343, 760
- Rees, M. J. & Setti, G. 1968, *Nature*, 219, 127
- Rephaeli, Y. 1988, *Comments on Astrophysics*, 12, 265
- Rephaeli, Y., Nevalainen, J., Ohashi, T., & Bykov, A. M. 2008, *Space Science Reviews*, 134, 71
- Reuter, H.-P., Klein, U., Lesch, H., Wielebinski, R., & Kronberg, P. P. 1992, *Astron. Astrophys.*, 256, 10
- Roettiger, K., Stone, J. M., & Burns, J. O. 1999, *ApJ*, 518, 594
- Rordorf, C., Grasso, D., & Dolag, K. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 167
- Ryu, D. & Kang, H. 2003, *Journal of Korean Astronomical Society*, 36, 105
- Ryu, D., Kang, H., & Biermann, P. L. 1998, *A&A*, 335, 19
- Ryu, D., Kang, H., Cho, J., & Das, S. 2008, *Science*, 320, 909
- Saunders, W., Sutherland, W. J., Maddox, S. J., et al. 2000, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 317, 55
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & LeBorgne, D. 2009, *ApJ*, 691, 182
- Scannapieco, E., Pichon, C., Aracil, B., et al. 2006, *MNRAS*, 365, 615
- Schekochihin, A. A. & Cowley, S. C. 2006, *Physics of Plasmas*, 13, 056501
- Schlickeiser, R. & Shukla, P. K. 2003, *ApJ*, 599, L57
- Schmidt, M. 1966, *ApJ*, 146, 7
- Seaquist, E. R. & Odegard, N. 1991, *ApJ*, 369, 320
- Shinozaki, K. & et al. 2005, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, *International Cosmic Ray Conference*, 151–+
- Siemienieć-Oziębło, G. & Golda, Z. A. 2004, *A&A*, 422, 23
- Sigl, G. 2001a, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 576, *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, ed. M. Lemoine & G. Sigl, 196–+
- Sigl, G. 2001b, *Science*, 291, 73
- Sigl, G. 2007, *Phys. Rev. D*, 75, 103001
- Sigl, G., Lemoine, M., & Biermann, P. 1999, *Astroparticle Physics*, 10, 141
- Sigl, G., Miniati, F., & Enflin, T. A. 2004, *Phys. Rev. D*, 70, 043007

- Sigl, G., Olinto, A. V., & Jedamzik, K. 1997, *Phys. Rev. D*, 55, 4582
- Simard-Normandin, M. & Kronberg, P. P. 1980, *ApJ*, 242, 74
- Sofue, Y. & Fujimoto, M. 1983, *ApJ*, 265, 722
- Spitkovsky, A. 2008, *ApJ*, 682, L5
- Springel, V. & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, 339, 289
- Sridhar, S. & Goldreich, P. 1994, *ApJ*, 432, 612
- Stanev, T. 2008, ArXiv e-prints
- Stanev, T., Biermann, P. L., Lloyd-evans, J., Rachen, J. P., & Watson, A. A. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 3056
- Stanev, T., Seckel, D., & Engel, R. 2003, *PRD*, 68, 103004
- Stecker, F. W. 1968, PhD thesis, AA(HARVARD UNIVERSITY.)
- Stecker, F. W. 1979, *ApJ*, 228, 919
- Stecker, F. W., Malkan, M. A., & Scully, S. T. 2006, *ApJ*, 648, 774
- Stecker, F. W. & Salamon, M. H. 1999, *ApJ*, 512, 521
- Syrovatskii, S. 1959, *Soviet Astron.*, 3, 22
- Takami, H. & Sato, K. 2007, ArXiv e-prints, 706
- Takami, H. & Sato, K. 2008, *ApJ*, 681, 1279
- Takami, H., Yoshiguchi, H., & Sato, K. 2006, *ApJ*, 639, 803
- Takeda, M., Hayashida, N., Honda, K., et al. 1999, *ApJ*, 522, 225
- Takeda, M. et al. 1998, *Physical Review Letters*, 81, 1163
- Taylor, G. B., Govoni, F., Allen, S. W., & Fabian, A. C. 2001, *MNRAS*, 326, 2
- Taylor, G. B. & Perley, R. A. 1993, *ApJ*, 416, 554
- Teyssier, R. 2002, *A&A*, 385, 337
- Tinyakov, P. G. & Tkachev, I. I. 2001, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 74, 1
- Tinyakov, P. G. & Tkachev, I. I. 2002, *Astroparticle Physics*, 18, 165
- Tinyakov, P. G. & Tkachev, I. I. 2004, *Phys. Rev. D*, 69, 128301
- Turner, M. S. & Widrow, L. M. 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 2743
- Uchihori, Y., Nagano, M., Takeda, M., et al. 2000, *Astroparticle Physics*, 13, 151

- Unger, M., Engel, R., Schüssler, F., Ulrich, R., & Pierre AUGER Collaboration. 2007, *Astronomische Nachrichten*, 328, 614
- Vallée, J. P. 1990, *ApJ*, 360, 1
- Vallée, J. P. 1991, *ApJ*, 366, 450
- Vallée, J. P. 2002, *AJ*, 124, 1322
- van der Wel, A., Holden, B. P., Franx, M., et al. 2007, *ApJ*, 670, 206
- Véron-Cetty, M.-P. & Véron, P. 2006, *A&A*, 455, 773
- Vietri, M. 1995, *ApJ*, 453, 883
- Vink, J. & Laming, J. M. 2003, *ApJ*, 584, 758
- Vogt, C. & Enßlin, T. A. 2005, *A&A*, 434, 67
- Völk, H. J. & Zirakashvili, V. N. 2004, *A&A*, 417, 807
- Wang, X.-Y., Razzaque, S., & Mészáros, P. 2008, *ApJ*, 677, 432
- Wang, X.-Y., Razzaque, S., Mészáros, P., & Dai, Z.-G. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 083009
- Waxman, E. 1995a, *Physical Review Letters*, 75, 386
- Waxman, E. 1995b, *ApJ*, 452, L1+
- Waxman, E. 1997, *ApJ*, 485, L5+
- Waxman, E. 2001, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 576, *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, ed. M. Lemoine & G. Sigl, 122–+
- Waxman, E. 2003, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 118, 353
- Waxman, E. & Bahcall, J. 1999, *Phys. Rev. D*, 59, 023002
- Waxman, E., Fisher, K. B., & Piran, T. 1997, *Astrophys. J.* , 483, 1
- Waxman, E. & Miralda-Escudé, J. 1996, *ApJ*, 472, L89+
- Wdowczyk, J. & Wolfendale, A. W. 1990, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 16, 1399
- Werner, K., Liu, F.-M., & Pierog, T. 2006, *Phys. Rev.*, C74, 044902
- White, D. A. & Fabian, A. C. 1995, *MNRAS*, 273, 72
- Wibig, T. & Wolfendale, A. W. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Wolfe, B., Melia, F., Crocker, R. M., & Volkas, R. R. 2008, *ApJ*, 687, 193
- Zatsepin, G. & Kuzmin, V. 1966, *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 4, 78