



HAL
open science

Observations de vestiges de supernovæ en coquille avec le Fermi Large Area Telescope

Benjamin Condon

► **To cite this version:**

Benjamin Condon. Observations de vestiges de supernovæ en coquille avec le Fermi Large Area Telescope. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0686 . tel-01634491v2

HAL Id: tel-01634491

<https://theses.hal.science/tel-01634491v2>

Submitted on 12 Dec 2017

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

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

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Benjamin CONDON**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

Observations de vestiges de supernovæ en coquille avec le *Fermi* Large Area Telescope

Soutenue le 5 Octobre 2017

Après avis de :

M. P. JEAN

Professeur, Université Toulouse III

Rapporteur

M. D. MAURIN

Chargé de recherche, LPSC

Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M. S. CHATY

Professeur, Université Paris VII

Président du jury

M. D. DUMORA

Professeur, Université de Bordeaux

Directeur de thèse

Mme M. LEMOINE-GOUMARD

Chargée de recherche, CENBG

Co-directrice de thèse

M. P. JEAN

Professeur, Université Toulouse III

Rapporteur

M. D. MAURIN

Chargé de recherche, LPSC

Rapporteur

M. M. DE NAUROS

Professeur, École Polytechnique

Examineur

*« L'absurde naît de cette confrontation entre l'appel humain
et le silence déraisonnable du monde. »*

*Albert CAMUS, *Le Mythe de Sisyphe**

REMERCIEMENTS



L'achèvement d'une thèse n'est pas un moment anodin pour celui qui l'a réalisée. Cette étape engendre un flot d'émotions et de réflexions. Le temps est venu de se retourner afin de prendre conscience de l'expérience acquise et de l'étendue du travail accompli, après trois années d'intense activité. Le moment également de regarder vers l'avant en se questionnant sur le chemin que l'on souhaite emprunter. Mais c'est aussi le moment de remercier celles et ceux qui, par leur implication ou leur simple présence, ont contribué à faire de ces trois ans de thèse une réussite et une expérience inoubliable.

Mes premiers remerciements vont évidemment à mes directeurs de thèses Denis Dumora et Marianne Lemoine-Goumard. À toi, Marianne, qui m'a suivi au quotidien, un grand merci. Tout d'abord de m'avoir accepté comme doctorant, m'offrant ainsi l'opportunité de vivre cette expérience de recherche dans un domaine aussi passionnant que l'astronomie gamma. J'ai démarré cette thèse sans rien connaître à ce domaine (ni même à l'astrophysique d'une façon générale...) et j'en ressors la tête emplie d'une soupe cosmique de particules de haute énergie et d'ondes de choc non-collisionnelles où les fantômes d'étoiles trépassées insufflent la vie aux poussières galactiques. Malgré nos différences de personnalité et de fonctionnement, notre collaboration a été pour moi toujours constructive et enrichissante. Je te remercie très sincèrement pour le temps que tu m'as consacré et le soutien que tu m'as apporté. Malgré mes lenteurs et mes doutes, tu as toujours fait preuve d'une grande patience et tu as su me redonner confiance en moi dans les moments de crise. Tu as de surcroît toujours fait le nécessaire pour me mettre en avant et me valoriser, quitte à rester toi-même dans l'ombre. Le mérite de la réussite de cette thèse te revient en grande partie car elle résulte de la qualité de ton encadrement.

Merci à l'ensemble du groupe Astroparticules du CENBG pour m'avoir chaleureusement accueilli en son sein. Merci à toi, Thierry, pour les discussions diverses et variées (souvent politiques) mais toujours passionnantes. Merci à toi, Denis, pour ton aide et pour m'avoir gentiment accueilli dans ton bureau. Merci à toi, Marie-Hélène, pour ta gentillesse et pour m'avoir accompagné lors de mes heures d'enseignement. Merci également à vous, David et Benoît, pour toutes les discussions que nous avons eues et les moments que nous avons partagés, que ce soit au Solarium ou en mission. Merci à Hélène et François pour leur présence et leur aide, notamment sur H.E.S.S.... Je remercie également M. Moretto, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli au sein du CENBG et à l'ensemble du personnel administratif sans qui la recherche ne se ferait pas. Merci en particulier à Nathalie et Sylvie pour leur gentillesse et leur efficacité.

Je souhaite remercier les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'y prendre part et d'avoir fait le déplacement à Gradignan pour la soutenance. Merci en particulier à mes rapporteurs, David Maurin et Pierre Jean, qui ont eu la lourde tâche de relire attentivement mon manuscrit.

J'ai également une pensée à toutes celles et ceux que j'ai côtoyés dans le cadre des collaborations *Fermi-LAT* et *H.E.S.S.*. Toutes ces rencontres et ces échanges ont considérablement enrichi ces trois années et ont contribué à rendre cette expérience inoubliable.

Pour terminer, merci à ma famille pour leur amour et leur soutien.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	vii
Introduction	1
Partie I – Rayons cosmiques, astronomie γ et vestiges de supernovæ	4
1 La problématique des rayons cosmiques	5
1.1 Un peu d’Histoire	5
1.2 Composition et spectre du rayonnement cosmique	6
1.3 Origine des rayons cosmiques	8
1.4 Mécanisme d’accélération des particules à haute énergie	8
1.4.1 Mécanismes de Fermi du second et premier ordre	8
1.4.2 Accélération diffuse par onde de choc	11
1.5 Processus radiatifs non-thermiques	12
1.5.1 Rayonnement synchrotron	12
1.5.2 Diffusion Compton inverse	13
1.5.3 Rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung	13
1.5.4 Désintégration de pions neutres	14
2 L’astronomie gamma	15
2.1 Un bref historique	15
2.2 Techniques de détection des rayons γ	17
2.2.1 Détection depuis l’espace	17
2.2.2 Détection depuis le sol	17
2.3 Les sources γ	19
2.3.1 Dans le système solaire	19
2.3.2 Les sources Galactiques	21
2.3.3 Les sources extragalactiques	25
2.3.4 Émissions diffuses	26
3 Les vestiges de supernovæ	29
3.1 Définition générale	29
3.2 Évolution dynamique de l’onde de choc	30

3.3	Données observationnelles	32
3.4	Modélisation du rayonnement non-thermique	35
3.5	Le paradigme des SNRs	38
Partie II – Le <i>Fermi</i> Large Area Telescope		42
4	Description du Large Area Telescope	43
4.1	Contexte et présentation générale	43
4.2	Structure du détecteur	45
4.2.1	Trajectographe	45
4.2.2	Calorimètre	46
4.2.3	Détecteur anti-coïncidence	47
4.3	Traitement des données à bord du satellite <i>Fermi</i>	49
4.4	Reconstruction des événements	49
4.5	Fonctions de réponse de l'instrument	50
4.6	Pass 8, ultime version des données du LAT	52
5	Analyse des données du Large Area Telescope	55
5.1	Format des données	55
5.2	Principe de l'analyse	56
5.3	Méthode du maximum de vraisemblance	56
5.3.1	Définition de la vraisemblance	56
5.3.2	Comparaison de modèles	57
5.4	Préparation des données	58
5.4.1	Sélection des données – <code>gtselect</code>	58
5.4.2	Filtres de qualité – <code>gtmktime</code>	58
5.5	Construction d'un modèle	59
5.5.1	Modélisation du spectre	60
5.5.2	Modélisation de la géométrie	61
5.6	Analyse des données	61
5.6.1	Analyse spectrale avec <code>gtlike</code>	61
5.6.2	Étude morphologique avec <code>pointlike</code>	63
5.6.3	Visualisation de la région du ciel étudiée	64
5.7	Estimation des incertitudes	65
5.7.1	Erreurs statistiques	65
5.7.2	Erreurs systématiques	66
Partie III – Étude du rayonnement γ de vestiges de supernovæ en coquille		70
6	RCW 86, une nouvelle coquille détectée par le LAT	71
6.1	Présentation de la source	71
6.2	Distribution du gaz aux abords de RCW 86	73
6.3	Réduction des données et méthode d'analyse	75
6.4	Les sources γ proches de RCW 86	75
6.5	Étude du vestige dans son ensemble	77
6.5.1	Analyse spatiale	77
6.5.2	Analyse spectrale	79

6.5.3	Modélisation et discussion	80
6.6	Étude des régions Nord-Est et Sud-Ouest de RCW 86	84
6.6.1	Observations avec <i>Fermi</i>	84
6.6.2	Observations dans le domaine de la radio	84
6.6.3	Observations en rayons X	85
6.6.4	Modélisation et discussion	86
6.7	Conclusions	87
7	HESS J1731–347 et ses environs	89
7.1	Introduction	89
7.2	Observations avec <i>Fermi</i>	91
7.2.1	Réduction des données et méthode d'analyse	91
7.2.2	L'environnement de HESS J1731–347	92
7.2.3	Analyse et résultats	93
7.2.4	Étude de HESS J1729–345 et S0	96
7.2.5	Discussion et conclusion	98
7.3	Observations avec H.E.S.S.	99
7.3.1	Une brève présentation du réseau de télescopes H.E.S.S.	99
7.3.2	Sélection des runs	101
7.3.3	Analyse et résultats	102
7.3.4	Étude morphologique avec Sherpa	104
7.3.5	Résumé	105
8	Le vestige de SN 1006	107
8.1	Introduction	107
8.2	Réduction des données et méthode d'analyse	109
8.3	L'environnement de SN 1006	109
8.4	Analyse et résultats	111
8.5	Discussion et conclusion	113
9	Un nouveau regard sur RX J1713.7–3946	117
9.1	Introduction	117
9.2	Réduction des données et analyse	120
9.3	L'environnement de RX J1713.7–3946	121
9.4	Étude du SNR dans son ensemble	123
9.4.1	Analyse spatiale	123
9.4.2	Analyse spectrale	124
9.4.3	Modélisation et discussion	126
9.5	Études des régions Est et Ouest	130
9.5.1	Motivations	130
9.5.2	Analyse et résultats	132
9.5.3	Modélisation et discussion	134
9.6	Conclusion	138

Conclusion	142
Bibliographie	157
Liste des figures	160
Liste des tableaux	161
Résumé	163

INTRODUCTION

Parmi les grandes découvertes du début du XX^e siècle dans le domaine de la physique figure celle du rayonnement cosmique. En 1912, le physicien autrichien Victor Hess révéla l'existence d'un flux de particules chargées extrêmement énergétiques d'origine extraterrestre et pénétrant l'atmosphère. Mais comme bien d'autres découvertes, celle-ci apporta sans doute autant d'interrogations que de nouvelles connaissances. En effet, l'origine de ces particules demeurent encore aujourd'hui partiellement inexpliquée à cause de leur charge électrique qui les rend sensibles aux champs magnétiques du milieu interstellaire. Ainsi, les rayons cosmiques sont constamment déviés entre leur lieu d'accélération et leur arrivée sur Terre. Il en résulte une perte totale de l'information sur la direction d'origine. Malgré cet obstacle, de nombreux physiciens portèrent leur attention sur les sources et les mécanismes pouvant être à l'origine de l'accélération de ces particules jusqu'à aboutir au paradigme qui subsiste encore aujourd'hui : les ondes de choc des vestiges de supernovæ seraient responsables du rayonnement cosmique d'origine galactique. Ne restait plus qu'à confirmer cette hypothèse expérimentalement...

Une étape cruciale fut franchie au cours des années 90 lorsque le satellite *ASCA* détecta une intense émission de rayons X d'origine non-thermique en provenance de SN 1006 : des électrons étaient accélérés à des énergies de l'ordre du TeV par l'onde de choc générée par la supernova ayant explosé un millier d'années auparavant. Cette découverte confirma que des leptons pouvaient être accélérés à haute énergie par les vestiges de supernovæ. Mais qu'en est-il des hadrons, qui constituent $\sim 99\%$ du rayonnement cosmique détecté sur Terre ? Pour valider la théorie dans le cas des hadrons, une signature bien particulière est alors à chercher dans le domaine des rayons γ : l'interaction de protons de haute énergie avec la matière du milieu interstellaire peut aboutir à la création de pions neutres, des particules très instables produisant des rayons γ lors de leur désintégration.

L'astronomie γ émergea dans les années 60 et tenta dès lors de répondre à cette interrogation que pose l'origine du rayonnement cosmique. Après le succès des expériences des années 90 comme EGRET, l'astronomie γ poursuivit son ascension avec une nouvelle génération d'instruments dont le réseau de télescopes Cherenkov H.E.S.S. et le télescope spatial *Large Area Telescope* (LAT), à bord du satellite *Fermi*, font partie. Ces deux expériences explorent des domaines en énergies voisins, les rendant ainsi très complémentaires, et c'est sur elles que nous porterons notre attention par la suite. En ce qui concerne le LAT, l'année 2014 a été marquée par l'aboutissement d'une restructuration profonde de la reconstruction des événements enregistrés, donnant naissance à une version des données de bien meilleure qualité, appelée Pass 8.

L'objectif de cette thèse, démarrée la même année, a été de mettre à profit les améliorations apportées par cette nouvelle version des données du LAT en l'appliquant à l'étude de jeunes vestiges de supernovæ afin d'évaluer leur potentiel en tant que sources de rayons cosmiques d'origine galactique. Dans la première partie de ce manuscrit, nous introduirons les concepts théoriques nécessaires à la bonne compréhension du travail présenté. La deuxième partie sera consacrée à la description du LAT, à bord du satellite *Fermi*, ainsi que des outils et techniques d'analyse de ses données. Dans la troisième et dernière partie, nous présenterons l'ensemble des résultats obtenus pour les quatre vestiges de supernovæ étudiés, à savoir RCW 86, HESS J1731–347, SN 1006 et RX J1713.7–3946.

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse aura donné lieu à trois publications, la première étant déjà publiée (RCW 86), la deuxième ayant été soumise à un journal récemment (HESS J1731–347 et SN 1006) et la troisième étant en cours de préparation (RX J1713.7–3946) :

- *Deep morphological and spectral study of the SNR RCW 86 with Fermi-LAT*, AJELLO et al., 2016, The Astrophysical Journal, 819, 98
- *Detection of two TeV shell-type remnants at GeV energies with Fermi-LAT : HESS J1731–347 and SN 1006*, CONDON Benjamin, LEMOINE-GOUMARD Marianne, ACERO Fabio, KATAGIRI Hideaki, 2017, The Astrophysical Journal (*soumis*)
- *Spatially resolved spectroscopy of the shell-type remnant RX J1713.7–3946 at GeV energies with Fermi-LAT*, CONDON et al., 2018, The Astrophysical Journal (*en préparation*)

PREMIÈRE PARTIE



Rayons cosmiques, astronomie γ et vestiges de supernovæ

CHAPITRE 1

La problématique des rayons cosmiques

Contents

1.1	Un peu d'Histoire	5
1.2	Composition et spectre du rayonnement cosmique	6
1.3	Origine des rayons cosmiques	8
1.4	Mécanisme d'accélération des particules à haute énergie	8
1.4.1	Mécanismes de Fermi du second et premier ordre	8
1.4.2	Accélération diffuse par onde de choc	11
1.5	Processus radiatifs non-thermiques	12
1.5.1	Rayonnement synchrotron	12
1.5.2	Diffusion Compton inverse	13
1.5.3	Rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung	13
1.5.4	Désintégration de pions neutres	14

1.1 Un peu d'Histoire

Le début du XX^e siècle a été marqué par de nombreux développements majeurs dans le domaine de la physique fondamentale. La mécanique quantique émergeait sous la forme de la théorie des quanta de Max Planck (Planck, 1901) et de la quantification de la lumière par Albert Einstein en 1905, Paul Villard découvrait le rayonnement γ en étudiant la désintégration de noyaux de radium et Rutherford révélait l'existence des noyaux atomiques. Parmi toutes ces découvertes, celle du rayonnement cosmique par Victor Hess en 1912 pourrait apparaître comme modeste mais elle allait pourtant ouvrir un nouveau et vaste champ de recherche. Au-delà de leur impact dans le champ de l'astrophysique, la découverte et l'étude des rayons cosmiques ont joué un rôle déterminant dans le développement de la physique des accélérateurs, comme cela a été rapporté dans Cronin (2011).

La découverte du rayonnement cosmique a éclairci un mystère vieux de près d'un siècle, la décharge spontanée et inexplicquée d'électroscopes supposés isolés de tout rayonnement ionisant. Ce constat datait de l'époque de Charles-Augustin Coulomb et de nombreux travaux avaient été menés pour comprendre l'origine de cette fuite de charges. Après avoir écarté l'hypothèse d'une origine terrestre, c'est vers le ciel que les regards se sont tournés. Charles T. R. Wilson a été le premier à envisager l'existence d'un rayonnement ionisant venant de l'espace pour expliquer la production d'ions dans l'air, bien qu'il ait rapidement écarté cette hypothèse (Wilson, 1901). En 1909, le physicien et jésuite allemand Theodor Wulf a obtenu les premiers indices de l'existence d'un tel rayonnement en plaçant son électroscope en haut de la Tour Eiffel. C'est finalement trois ans plus tard que Victor Hess a approfondi les travaux de Wulf et a véritablement

découvert les rayons cosmiques grâce à une série de vols en ballon à quelques cinq mille mètres d'altitude (Figure 1.1–a). Au cours des deux années suivantes, Werner Kolhörster a reproduit les mesures jusqu'à une plus haute altitude (~ 9 km) et avec une meilleure précision, offrant plus qu'une confirmation des résultats de Victor Hess (Figure 1.1–b). Ce qui est devenu par la suite « rayonnement cosmique » sous la plume de Robert Milikan a été dès lors abondamment étudié.

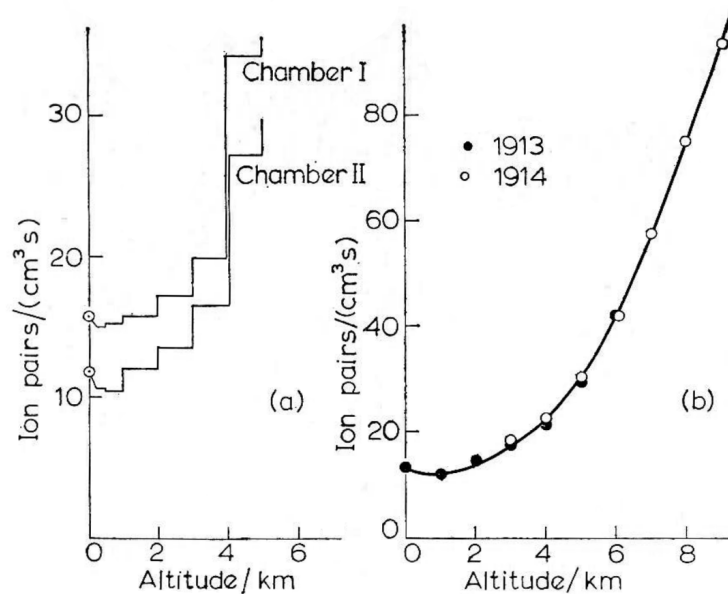


FIGURE 1.1 – Évolution de l'ionisation en fonction de l'altitude. (a) Résultats d'un vol en ballon par Victor Hess (1912). (b) Résultats de vols en ballon effectués par Kolhörster (1913, 1914). Ce graphique est tiré de Wilson (1976).

Parmi les nombreux travaux réalisés sur ce sujet, on peut citer celui de Bothe et Kolhörster qui a définitivement établi la nature corpusculaire des rayons cosmiques en 1929 ainsi que la découverte des gerbes atmosphériques par Bruno Rossi en 1934, un résultat officiellement confirmé par Pierre Auger en 1939. Sur le plan théorique, Walter Baade et Fritz Zwicky ont suggéré dès 1934 que les supernovæ pouvaient être responsables de la production de rayons cosmiques et Enrico Fermi proposa en 1949 un mécanisme pour expliquer l'accélération de particules à haute énergie. Nous reviendrons sur ces deux derniers points par la suite.

1.2 Composition et spectre du rayonnement cosmique

Après un siècle de travaux abondants¹, notre connaissance des rayons cosmiques s'est grandement enrichie. Nous savons aujourd'hui qu'ils sont constitués de particules chargées stables et de noyaux atomiques dont les temps de demi-vie sont $\geq 10^6$ ans (Patrignani et al., 2016). De plus, on distingue les rayons cosmiques dits « primaires » des rayons cosmiques « secondaires ». Les premiers sont produits directement par des sources astrophysiques et sont principalement constitués de protons ($\sim 90\%$) et de noyaux d'hélium ($\sim 8\%$), le reste étant fait de noyaux plus lourds comme le carbone, l'azote ou l'oxygène ainsi que d'une

1. Pour une vue d'ensemble des expériences de détection des rayons cosmiques, consulter par exemple la base de données CRDB : <http://psc.in2p3.fr/crdb/>

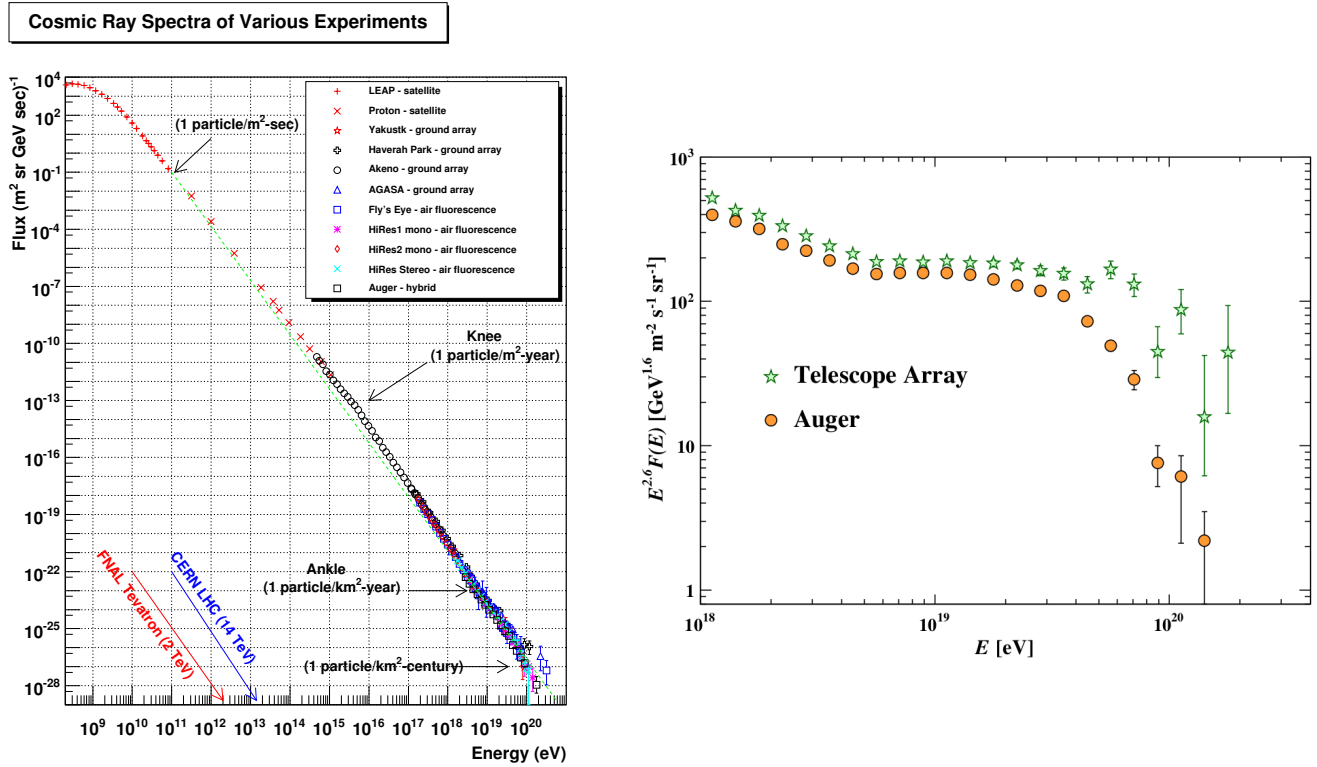


FIGURE 1.2 – (Gauche) Flux différentiel du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie tel qu'il est mesuré depuis la Terre. (Droite) Vue de la partie haute énergie du spectre des rayons cosmiques. Les figures sont extraites de [Hanlon \(2008\)](#) et [Patrignani et al. \(2016\)](#) respectivement.

fraction d'électrons. Les seconds sont produits par spallation lors de l'interaction des rayons cosmiques primaires avec le milieu interstellaire (MIS). On trouve dans cette seconde catégorie des noyaux de lithium, de béryllium et de bore mais aussi des positrons et antiprotons.

La combinaison des données collectées par les différentes expériences étudiant le rayonnement cosmique permet de tracer l'évolution du flux total (somme de toutes les composantes chimiques) de rayons cosmiques en fonction de l'énergie (voir Figure 1.2). Ce spectre s'étend sur plus de 10 ordres de grandeur, de 10^9 à $\sim 10^{20}$ eV et peut être raisonnablement modélisé par une fonction en loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ d'indice 2.7. Deux changements de régime sont toutefois observés : un premier aux environs de 5×10^{15} eV, appelé le « genou », et un second vers 5×10^{18} eV, appelé la « cheville ». Le spectre devient plus dur entre ces deux inflexions avec un indice de ~ 3.0 . L'origine du genou est une question encore ouverte et de nombreuses hypothèses ont été avancées (pour une revue des différents modèles, voir [Hörandel, 2004](#)). En revanche, il semble avéré qu'un changement de composition chimique, vers une prédominance de noyaux plus lourds, s'opère entre $\sim 10^{15}$ eV et $\sim 10^{17}$ eV, avec la chute de la composante proton et hélium ([Hörandel, 2006](#)). Par ailleurs, l'expérience KASCADE-Grande a rapporté l'observation d'un autre changement d'indice à $\sim 8 \times 10^{16}$ eV ([Apel et al., 2011](#)). À l'extrémité haute du spectre, l'expérience Auger a observé l'inflexion de la cheville à 6×10^{18} eV ([Abraham et al., 2010](#)). Cette énergie correspond également à celle pour laquelle les particules accélérées ne sont plus confinées dans la galaxie, leur rayon de giration devant comparable aux dimensions de celle-ci. Ainsi, ce changement de régime pourrait être expliqué par la fuite du rayonnement cosmique local vers d'autres galaxies et marquerait la transition entre les rayons cosmiques galactiques et extragalactiques. Cette inflexion pourrait aussi être expliquée par la production de paires e^+e^- des protons interagissant avec les photons du fond diffus cosmologique (noté CMB pour *Cosmic Microwave Background*) ([Aloisio et al., 2007](#)). Dans ce cas, la transition Galactique-Extragalactique

serait à $(4 - 7) \times 10^{17}$ eV. Enfin, l'expérience HIRes (Abbasi et al., 2008) a mesuré une chute drastique et significative du spectre au-delà de 6×10^{19} eV (par la suite confirmé par Auger dans le papier cité précédemment, voir Figure 1.2–Droite) et confirme ainsi les prédictions de Greisen (1966) et Zatsepin & Kuz'min (1966). Cette coupure du spectre, appelée limite GZK, correspond à l'énergie à partir de laquelle l'interaction des rayons cosmiques avec les photons du CMB produit des pions. Ce processus n'exclut pas l'existence et la détection de rayons cosmiques au-delà de cette énergie mais limite grandement la distance de provenance des rayons cosmiques à ~ 50 Mpc.

1.3 Origine des rayons cosmiques

Dans le paragraphe précédent, la description de la composition et du spectre des rayons cosmiques a mis en exergue plusieurs caractéristiques de ce rayonnement pour lesquelles il n'existe aujourd'hui toujours pas d'explication valable. Une des questions les plus fondamentale est celle de l'origine des rayons cosmiques : où ces particules acquièrent-elles autant d'énergie ? Or, il n'est pas aisé de répondre à cette question : les rayons cosmiques étant électriquement chargés, ils subissent l'influence des champs magnétiques présents dans le MIS. Ainsi, entre le lieu de leur accélération et leur arrivée sur Terre, la trajectoire des rayons cosmiques a été constamment modifiée, effaçant toute trace de sa direction d'origine. Sur Terre, le rayonnement cosmique se manifeste sous la forme d'un flux isotrope². Il est donc impossible de remonter directement aux sources de rayons cosmiques. Néanmoins, il a été suggéré dès 1934 que les supernovæ puissent être à l'origine du rayonnement cosmique détecté sur Terre (Baade & Zwicky, 1934). Quelques années plus tard, une autre explication a été proposée : pour Richtmyer & Teller (1949), les rayons cosmiques seraient produits par le Soleil et maintenus dans le système solaire par des champs magnétiques, une thèse soutenue par Alfvén (1949, 1950). Pour ces auteurs, la théorie de Baade et Zwicky impliquait une densité d'énergie colossale ($3 \times 10^{-10} M c^2 \text{ cm}^{-3}$ avec M la masse au repos du proton, soit 0.28 eV cm^{-3}) dans toute la galaxie et requierait l'existence d'un processus extrêmement efficace pour assurer la présence des rayons cosmiques à une échelle aussi grande que celle de la galaxie. La question de la nature des sources de rayons cosmiques rejoint alors celle du mécanisme physique responsable de l'accélération. Nous allons donc laisser de côté la nature des sources de rayons cosmiques pour l'instant et nous concentrer sur le mécanisme d'accélération. Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter le principe général du processus de Fermi qui est aujourd'hui couramment utilisé pour expliquer l'accélération de particules à haute énergie dans le MIS.

1.4 Mécanisme d'accélération des particules à haute énergie

1.4.1 Mécanismes de Fermi du second et premier ordre

Au cours de l'année 1949, Enrico Fermi proposa un mécanisme d'accélération de particules par interactions avec des nuages magnétisés en mouvement (Fermi, 1949), apportant ainsi un solide soutien à la théorie de Baade et Zwicky. Dans ce modèle, Fermi décrit le MIS comme peu dense ($\rho \sim 1 \text{ cm}^{-3}$) et inhomogène : des régions de forte densité ($\rho \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$), représentant $\sim 5\%$ de l'espace interstellaire et appelées par la suite « nuages », sont séparées par des régions où la matière est diluée ($\rho \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$). Par ailleurs, les régions inter-nuages sont majoritairement constituées d'atomes d'hydrogène ionisés (donc des protons) par l'effet photo-électrique de la lumière stellaire, négligeant la fraction d'atomes neutres. Le MIS est animé d'un mouvement d'ensemble sous l'action des déplacements de nuages denses traversant cet espace et, en se basant sur des travaux d'Alfvén, Fermi suppose qu'une partie de cette énergie cinétique

2. Pour des énergies comprises entre 10^{12} et 10^{15} eV, les variations mesurées sur la direction d'arrivée des rayons cosmiques sont de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-3}$ (Deligny, 2016).

est convertie en énergie magnétique, induisant un champ magnétique moyen de l'ordre du μG . Ainsi, le mouvement de propagation des particules du MIS et l'orientation des lignes de champ sont intimement liés.

Si l'on considère maintenant un proton de quelques GeV se propageant le long de ces lignes de champ, celui-ci finit par rencontrer une région de plus grande densité, un nuage moléculaire, dans lequel les champs magnétiques sont beaucoup plus intenses. À l'approche du nuage, suivant un mouvement de spirale autour de la ligne de champ, l'angle d'incidence θ (ou *pitch angle*), défini comme l'angle entre la direction de la ligne de champ et celle du déplacement de la particule, augmente à mesure que le champ magnétique s'intensifie. Lorsque l'angle d'incidence est de 90° , la particule est alors réfléchiée et repart dans l'autre sens, suivant la même ligne de champ. Selon que le nuage se déplace en direction de la particule ou qu'il s'en éloigne, cette réflexion s'accompagne d'un gain ou d'une perte d'énergie pour la particule. Par ailleurs, comme les collisions frontales sont statistiquement plus fréquentes que celles où la particule rattrape un nuage (la vitesse relative est plus grande), un nombre N de collisions successives résultera en moyenne en un accroissement de l'énergie.

Fermi décrit un autre mécanisme pouvant contraindre une particule à faire demi-tour : lorsque la ligne de champ le long de laquelle elle se propage est courbée. Comme dans le cas précédent, la particule ne va pouvoir gagner ou perdre de l'énergie que si le champ magnétique (notamment la région où la ligne de champ est courbée) est en mouvement : gain d'énergie pour une collision frontale et perte d'énergie pour une collision de « rattrapage ». Selon Fermi, ce second processus est très probablement dominant et une collision comme décrite dans le paragraphe précédent ne contribue que marginalement à l'accélération des particules.

La quantité d'énergie acquise par la particule au cours d'une collision frontale peut être estimée en effectuant deux changements de référentiel successifs. La première transformation, du référentiel galactique vers le référentiel du nuage, permet de décrire l'énergie et la quantité de mouvement de la particule incidente dans le système de référence du nuage. Dans ce repère, une collision élastique a lieu et seule la direction de la quantité de mouvement de la particule change, l'énergie n'étant pas modifiée. Lorsque l'on retourne dans le référentiel galactique, pour le cas d'une collision frontale, l'accroissement de l'énergie peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 + 2\beta B \cos\theta + \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (1.1)$$

avec $\beta = v/c$ et $B = V/c$, v et V étant respectivement la vitesse de la particule et celle du nuage. L'accroissement d'énergie s'exprime sous la même forme dans le cas d'une collision de rattrapage, en changeant cependant le signe de B . En considérant les deux types de collisions et en prenant en compte leur dépendance aux vitesses relatives, nous obtenons :

$$\left\langle \ln \left(\frac{E'}{E} \right) \right\rangle = (4 - 2B^2 \cos^2\theta) \beta^2 \quad (1.2)$$

Nous obtenons ici une dépendance de l'accroissement de l'énergie en β^2 , d'où l'appellation de processus de Fermi du deuxième ordre.

Une des forces de ce modèle réside dans sa capacité à reproduire le spectre en loi de puissance des rayons cosmiques. Pour cela, Fermi s'appuie sur la dissipation de l'énergie des protons accélérés lors de collisions nucléaires, notamment dans l'atmosphère terrestre et à moindre échelle dans le MIS. Avec un libre parcours moyen de $\sim 7 \times 10^{25}$ cm (pour une densité moyenne de 10^{-24} cm^{-3}), une particule se déplaçant à la vitesse de la lumière pourra vivre en moyenne $T \sim 60$ millions d'années. En supposant que le mécanisme d'absorption évolue suivant une fonction exponentielle, la distribution en âge des particules s'écrit :

$$\mathcal{D}_{age}(t) = \frac{e^{-t/T}}{T} dt \quad (1.3)$$

Par ailleurs, l'énergie acquise par cette particule au bout d'un temps t est :

$$E(t) = mc^2 e^{\beta^2 t / \tau} \quad (1.4)$$

avec τ la durée entre deux collisions successives. En combinant les deux équations précédentes, il est possible d'exprimer la probabilité pour une particule d'avoir une énergie comprise entre E et $E + \delta E$:

$$\mathcal{P}(E)dE = \frac{\tau}{\beta^2 T} (mc^2)^{\tau/\beta^2 T} E^{-(1+\tau/\beta^2 T)} dE \quad (1.5)$$

Nous retrouvons donc bien l'évolution du spectre en loi de puissance $\mathcal{P}(E)dE \propto E^{-\alpha}dE$, comme cela est observé expérimentalement.

Le modèle décrit par Fermi présente cependant des faiblesses. Tout d'abord, l'accélération d'une particule ne fonctionne que dans le cas où le gain d'énergie est supérieur aux pertes par ionisation. Dans le cas des protons pour lesquels ce processus est important pour des faibles vitesses, seuls ceux dont l'énergie initiale est supérieure à 200 MeV peuvent être accélérés. Ce constat pose un sérieux problème quant à l'injection des particules. De plus, les échelles de temps pour que les particules accélérées atteignent des énergies bien supérieures à leur énergie initiale sont très grandes, bien plus grandes que le temps de vie des rayons cosmiques dans la galaxie estimé. Enfin, les observations montrent que l'indice du spectre des protons est semblable à celui des noyaux plus lourds. Or, la probabilité que ceux-ci perdent leur énergie lors d'une collision nucléaire est plus grande, ce qui devrait impliquer un indice spectral différent. Pour les différentes raisons mentionnées, ce modèle simple n'est pas capable d'expliquer l'origine du rayonnement cosmique en l'état. Il n'en demeure pas moins une solide base dans la théorie de l'accélération de particules à haute énergie dans le MIS.

Conscient des faiblesses de son premier modèle, Fermi en a proposé une amélioration quelques années plus tard (Fermi, 1954). Pour répondre au problème de l'indice spectral qui serait différent pour les protons et les noyaux lourds, il a émis l'hypothèse que l'élimination de particules de la population de rayons cosmiques galactiques ne serait pas due aux collisions nucléaires mais à leur diffusion hors de la galaxie. Un tel mécanisme agit indifféremment sur les protons et les noyaux et implique un même indice pour l'ensemble des particules accélérées. Mais en considérant que le temps moyen d'échappement des particules de la galaxie est beaucoup plus court que le temps de libre parcours moyen avant une collision nucléaire, le mécanisme d'accélération doit alors être d'autant plus rapide et efficace. Pour répondre à cette difficulté, Fermi revient sur une conclusion de son article de 1949 en se fondant sur une meilleure connaissance de la structure du champ magnétique au sein de la galaxie : il rejette l'idée que l'accélération d'une particule grâce à la courbure des lignes de champ est dominante au profit des collisions avec une région à fort champ magnétique. Fermi suggère qu'une particule puisse être piégée entre deux régions de ce type, conduisant à une variation en énergie bien plus rapide. Nous verrons dans le paragraphe suivant qu'une telle situation peut correspondre au cas où une particule est confinée autour de l'onde de choc des supernovæ et subit des diffusions successives à cause des turbulences magnétiques. En considérant donc le cas où une particule se retrouve piégée dans une région turbulente, les collisions vont être essentiellement frontales. Le gain d'énergie des particules pour chaque collision s'écrit maintenant :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4}{3} \beta \quad (1.6)$$

Nous retrouvons bien une variation positive de l'énergie et celle-ci varie selon β (mécanisme de premier ordre). Une description détaillée des mécanismes de Fermi peut être trouvée dans Parizot (2003).

1.4.2 Accélération diffuse par onde de choc

Avec ces deux articles, Enrico Fermi a posé les fondations de la théorie concernant l'accélération de particules à haute énergie dans le MIS : grâce aux réflexions successives sur des centres diffuseurs (supposés être des nuages magnétisés en mouvement), les particules chargées gagnent efficacement de l'énergie. Mais le développement majeur de cette théorie est intervenu à la fin des années 70 lorsque plusieurs auteurs ont indépendamment établi un lien entre le mécanisme de Fermi et les ondes de choc produites par les supernovæ (Axford et al., 1977; Krimskii, 1977; Bell, 1978a,b; Blandford & Ostriker, 1978). Les nuages magnétisés de Fermi seraient en réalité des ondes de choc non-collisionnel autour desquelles des instabilités magnétiques peuvent réfléchir de façon répétée les particules ainsi piégées. Dans cette vision moderne du mécanisme de Fermi, appelée « accélération diffuse par onde de choc » et notée DSA pour l'anglais *Diffusive Shock Acceleration*, les particules gagnent de l'énergie en passant successivement de part et d'autre de l'onde de choc. En aval (*downstream*), le MIS choqué est hautement turbulent. Les instabilités magnétiques (ondes d'Alfvén) constituent les centres diffuseurs qui réfléchissent les particules en amont du choc (*upstream*). Bien que moins nombreuses, les instabilités magnétiques sont également présentes dans le MIS non-choqué, permettant ainsi de renvoyer les particules en aval du choc. Chaque traversée de la discontinuité par la particule s'accompagne d'un gain d'énergie, celui-ci étant proportionnel à la vitesse relative entre le milieu en amont et en aval du choc.

Ce mécanisme très efficace a été décrit en supposant que les particules subissent passivement l'accélération, c'est-à-dire sans qu'elles affectent en retour la dynamique du choc (cas de la « particule-test »). Or, il a été rapidement observé que le mécanisme DSA est tellement efficace que cet effet de rétroaction ne peut justement pas être négligé (voir par exemple Drury, 1983). En effet, la présence de particules chargées en amont du choc (dans le milieu non-choqué) crée un précurseur qui exerce une pression sur le choc et modifie sa dynamique (voir Figure 1.3).

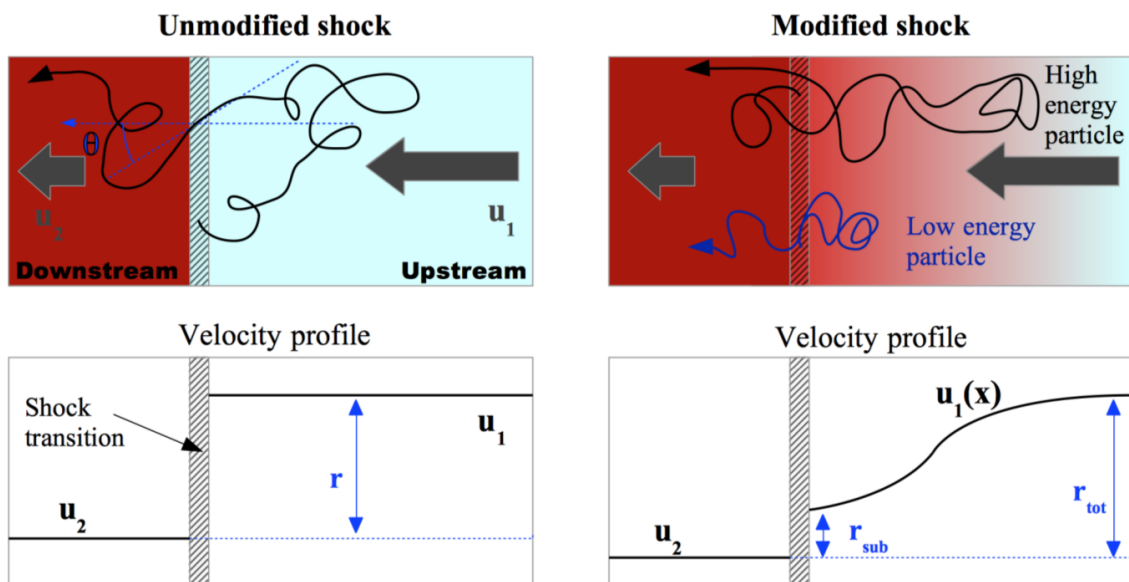


FIGURE 1.3 – Schéma de la structure d'une onde de choc. À gauche, le choc n'est pas affecté par la présence des particules, le facteur de compression est constant dans toute la région en amont du choc. À droite, la présence de particules en amont du choc crée un « précurseur » qui exerce une pression sur le choc et en modifie la dynamique. Les particules de plus haute énergie diffusent plus loin et subissent un facteur de compression plus grand que les particules de plus basse énergie. Figure extraite de Morlino (2016).

Le profil des vitesses est également modifié, ce qui affecte *in fine* le mécanisme d'accélération des

particules. En effet, plus l'énergie des particules est importante, plus leur rayon de giration est grand. Les particules de haute énergie diffusent donc à une plus grande distance du choc que les particules de basse énergie et voient donc une vitesse relative amont/aval plus importante. Comme nous l'avons mentionné plus haut, le gain d'énergie est proportionnel à cette vitesse relative. En conséquence, plus les particules sont énergétiques, plus elles vont gagner de l'énergie à chaque passage de la discontinuité. Par ailleurs, les particules étant chargées, elles contribuent à perturber le milieu, créer des instabilités magnétiques et donc renforcer l'efficacité du mécanisme d'accélération. Ainsi, l'onde de choc et les particules accélérées forment un ensemble cohérent au travers d'interactions mutuelles. La prise en compte des effets de rétroaction des particules sur l'onde de choc donne lieu à une théorie non-linéaire du mécanisme DSA. Une conséquence de la présence d'un précurseur en amont du choc est la modification du spectre des rayons cosmiques. Au lieu d'une loi de puissance, le spectre devient courbé, avec un indice qui dépend de l'énergie. Pour une description détaillée des effets non-linéaires, voir par exemple [Malkov & Drury \(2001\)](#) et [Morlino \(2016\)](#).

1.5 Processus radiatifs non-thermiques

Dans la section précédente, nous avons traité le problème de l'accélération de particules à haute énergie dans le MIS et présenté celui qui est aujourd'hui largement admis, l'accélération diffuse par onde de choc. Pour vérifier expérimentalement ce mécanisme, nous pouvons nous appuyer sur l'ensemble du spectre électromagnétique puisque les rayons cosmiques, au moment de leur accélération puis lors de leur propagation dans le MIS, émettent des ondes électromagnétiques sur une très large gamme de fréquences. La détection et l'étude de ces émissions nous fournissent de précieuses informations sur la nature des particules accélérées ainsi que sur leur énergie.

Nous allons à présent décrire ces différents processus radiatifs qui sont qualifiés de « non-thermique » puisque n'étant pas émis par un système à l'équilibre thermodynamique.

1.5.1 Rayonnement synchrotron

Celui qui a été historiquement le premier à être mis en évidence et largement utilisé pour l'étude de sources astrophysiques est le rayonnement synchrotron. Découvert expérimentalement en 1947 dans un accélérateur de particules circulaire ([Elder et al., 1947](#)), le rayonnement synchrotron, aussi appelé Bremsstrahlung magnétique, est un rayonnement électromagnétique émis par toute particule chargée subissant une accélération perpendiculaire à sa vitesse, par exemple sous l'effet d'un champ magnétique. Soumis à la force de Lorentz, la particule suit alors une trajectoire hélicoïdale caractérisée par la pulsation synchrotron :

$$\omega_s = \frac{eB}{\gamma m_e c} \quad (1.7)$$

Ce rayonnement est émis tangentiellement à la courbure de la trajectoire de la particule, sous la forme d'un cône dont l'angle d'ouverture est d'autant plus petit que le facteur de Lorentz γ est grand. Dans le cas où la particule est non-relativiste, on parle de rayonnement cyclotron. En plus de sa nature non-thermique qui implique un spectre d'émission en loi de puissance, le rayonnement synchrotron est caractérisé par une polarisation (longitudinale ou elliptique), ce qui lui permet d'être facilement identifiable et distinguable d'une émission thermique. En astrophysique, ce rayonnement est un signal très utilisé pour tracer l'accélération d'électrons par une onde de choc. Il est d'ailleurs détecté en provenance de très nombreuses sources comme les vestiges de supernovæ, les nébuleuses de pulsars ou encore les noyaux actifs de galaxies. S'étendant sur une très large gamme de fréquences, c'est principalement en radio et en rayons X que ce rayonnement est utilisé, le domaine de l'optique et ses proches voisins étant difficilement exploitables à cause de l'absorption des ondes électromagnétiques par les poussières stellaires.

Les pertes radiatives dues au rayonnement synchrotron constituent un facteur limitant majeur pour l'accélération des électrons à haute énergie. Ces pertes radiatives s'écrivent :

$$\frac{dE}{dt} = -4.05 \times \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^2 \text{ erg s}^{-1} \quad (1.8)$$

et le temps caractéristique du refroidissement par rayonnement synchrotron est donné par :

$$\tau_{\text{sync}} = 12.5 \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ ans} \quad (1.9)$$

Ainsi, le temps caractéristique de refroidissement d'un électron de 1 PeV plongé dans un champ magnétique de 5 μG est de ~ 500 ans. Si l'on considère une population d'électrons décrite par une loi de puissance d'indice s , le spectre synchrotron que l'on obtient suit également une loi de puissance, avec un indice $(s + 1)/2$. Pour une description plus détaillée de ce processus, voir par exemple [Ginzburg & Syrovatskii \(1964\)](#).

1.5.2 Diffusion Compton inverse

Lorsqu'un électron de haute énergie interagit avec un photon de basse énergie, il peut lui transmettre une grande partie de son énergie. L'électron redevient alors un électron non-relativiste tandis que le photon de basse énergie devient un rayon γ . Ce phénomène est appelé effet « Compton inverse »³ et il s'agit du processus dominant pour la production de rayonnement au GeV et au TeV. Le champ de photons cible peut être le CMB, la lumière visible d'origine stellaire ou les photons infrarouge émis par les poussières interstellaires. Selon l'énergie du photon E_{ph} dans le référentiel du centre de masse, on distingue deux régimes : le régime (non-relativiste) de Thomson lorsque $E_{\text{ph}} \ll 2m_e c^2$ et le régime (relativiste) de Klein-Nishina pour $E_{\text{ph}} \gg 2m_e c^2$. En dessous de 511 keV (énergie de masse de l'électron), la section efficace de Thomson σ_T est une bonne approximation de la section efficace de Klein-Nishina σ_{KN} . Au-delà de cette énergie, σ_{KN} décroît en E^{-1} . Nous verrons par la suite que le rayonnement γ émis par les jeunes vestiges de supernovæ en coquille est le plus souvent dominé par ce processus.

Dans le cas d'une distribution d'électrons en loi de puissance d'indice $-s$ avec une coupure exponentielle à l'énergie E_{max} , le spectre γ correspondant suit également une loi de puissance avec coupure exponentielle mais d'indice $-(s + 1)/2$ dans le régime de Thomson et $-(s + 1)$ dans le régime de Klein-Nishina. La partie du spectre en loi de puissance se trouve dans le domaine en énergie couvert par le LAT (GeV) tandis que la coupure exponentielle apparaît au-delà de quelques TeV, un domaine couvert par les télescopes Cherenkov sur Terre. Il est donc nécessaire de combiner les deux types d'observations afin de couvrir l'ensemble du spectre et contraindre à la fois l'indice spectral Γ et l'énergie de coupure E_{max} .

1.5.3 Rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung

Le rayonnement de freinage est, sur le principe, similaire au rayonnement synchrotron (qui est aussi appelé, comme nous l'avons vu précédemment, Bremsstrahlung magnétique). Il s'agit d'un rayonnement émis par une particule chargée lorsqu'elle interagit avec le champ coulombien d'un atome. Au voisinage de celui-ci, la particule incidente est déviée de sa trajectoire et émet ainsi un photon par conservation de la quantité de mouvement. Ce processus intervient lorsqu'une particule traverse une zone de matière dense, comme un nuage moléculaire, et son efficacité dépend du degré d'ionisation du milieu. En effet, le cortège

3. Le qualificatif « inverse » indique simplement que l'on se place dans le référentiel de l'électron contrairement à la diffusion Compton standard où l'on se place dans le référentiel du photon.

électronique des atomes produisent un effet d'écrantage de la charge du noyau, diminuant ainsi l'efficacité de ce processus. Lorsque le gaz est totalement ionisé, l'écrantage est faible et la section efficace d'interaction des électrons sur les noyaux atteint son maximum. Dans un milieu peu dense, le Bremsstrahlung est souvent négligeable devant l'émission par diffusion Compton inverse, beaucoup plus efficace.

1.5.4 Désintégration de pions neutres

Le dernier processus d'émission γ que nous allons présenter est sans doute le plus important pour la recherche des accélérateurs de rayons cosmiques : il s'agit de la production de rayons γ lors de la désintégration de pions neutres (π^0). Les π^0 sont des mésons légers ($m_{\pi^0} \sim 135\text{MeV}/c^2$) et d'une durée de vie très courte ($t_{1/2} \sim 8.4 \times 10^{-17}$ s). Ces particules sont produites lors de la diffusion inélastique des protons relativistes sur les noyaux du MIS et se désintègrent presque immédiatement en émettant deux γ , chacun ayant une énergie de $67.5\text{MeV}/c^2$ dans le centre de masse du π^0 . Lorsque l'on représente la quantité $E^2 dN/dE$ en fonction de l'énergie E_γ , le spectre résultant de ce mécanisme présente deux caractéristiques : une chute drastique du flux en-dessous de ~ 100 MeV (nommée *pion bump*) et une pente Γ semblable à celle des protons ayant engendré ce rayonnement.

Les rayons cosmiques étant constitués à 99% de hadrons, ce mécanisme peut servir à identifier les sites où ces particules sont accélérées. La détection d'un signal γ présentant la forme spectrale décrite précédemment est une preuve irréfutable de la présence de protons accélérés.

CHAPITRE 2

L'astronomie gamma

Contents

2.1	Un bref historique	15
2.2	Techniques de détection des rayons γ	17
2.2.1	Détection depuis l'espace	17
2.2.2	Détection depuis le sol	17
2.3	Les sources γ	19
2.3.1	Dans le système solaire	19
2.3.2	Les sources Galactiques	21
2.3.3	Les sources extragalactiques	25
2.3.4	Émissions diffuses	26

Dans ce deuxième chapitre, nous allons donner une présentation générale de l'astronomie γ . Après un bref résumé historique de cette discipline, de sa naissance à son avènement, nous présenterons les différentes techniques de détection des rayons γ ainsi que les objets qui peuvent rayonner dans ce domaine en énergie.

2.1 Un bref historique

Tout d'abord, situons le domaine des rayons γ au sein du spectre électromagnétique : en terme d'énergie, les rayons γ constituent l'extrémité haute du spectre, au-delà des rayons X. Si la transition entre rayons X durs (rayons X de « haute » énergie) et rayons γ mous (rayons γ de « basse » énergie) n'est pas bien définie, elle est généralement placée aux alentours de ~ 100 keV ($\sim 10^{19}$ Hz). À ces énergies-là, la nature ondulatoire des photons devient négligeable et les photons sont considérés comme des particules. Par ailleurs, leur fort pouvoir pénétrant empêche de les dévier ou de les focaliser comme la lumière visible. Les détecteurs utilisés sont alors ceux de la physique des particules (scintillateurs, chambres à fils, etc.). Si les rayons γ ont été initialement découverts sous la forme d'un troisième type de radioactivité (après la radioactivité α et β) par Paul Villard en 1900, nous savons aujourd'hui qu'il s'agit en réalité d'un rayonnement produit lors de la désexcitation d'un noyau issu d'une désintégration. Le rayonnement γ est donc lié à la physique du noyau et la spectroscopie γ est un puissant outil pour étudier la matière. Mais, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les rayons γ sont également liés à l'accélération de particules à haute énergie. Dans ce cas-là, ils sont produits par des systèmes hors équilibre thermodynamique et leur énergie peut aller de quelques dizaines de MeV ($\sim 10^7$ eV) à plusieurs centaines de TeV ($\sim 10^{14}$ eV).

Avec les progrès majeurs qui ont été faits durant la première moitié du XX^e siècle (découverte des rayons γ puis de l'effet de création de paires, découverte des pions neutres et du mécanisme de désintégration en deux γ , etc.), des physiciens ont commencé à prévoir des effets observables à l'échelle de la Galaxie.

Ainsi, dès 1948, Feenberg et Primakoff ont prédit que des rayons γ pouvaient être produits dans l'espace par l'interaction de photons de basse énergie avec des électrons relativistes, i.e l'effet Compton inverse (Feenberg & Primakoff, 1948). Quelques années plus tard, Hayakawa (1952) et Hutchinson (1952) ont également anticipé l'existence d'une émission diffuse Galactique mais via les mécanismes de désintégration des pions neutres et Bremsstrahlung, respectivement.

Après quelques tentatives infructueuses, la détection des premiers rayons γ depuis l'espace a été obtenue grâce au satellite *Explorer 11* lancé par la NASA le 27 avril 1961 et conçu pour être sensible aux rayonnements d'énergie supérieure à 50 MeV. Avec la détection de 22 événements γ , *Explorer 11* a marqué le début de l'astronomie γ spatiale (Kraushaar & Clark, 1962). En 1967 eut lieu la mise en orbite du satellite *OSO-3 (Orbiting Solar Observatory)* grâce auquel la toute première carte du plan Galactique en γ fut obtenue (Clark et al., 1968). La même année fut lancé le satellite *Vela 4* dans le cadre d'un programme militaire de surveillance de l'activité nucléaire sur Terre. Si le but de la mission n'était pas scientifique, elle mena à la détection du tout premier sursaut γ le 2 juillet 1967. La découverte ne fut publiée que quelques années plus tard en raison du secret militaire (Klebesadel et al., 1973). Au cours de la décennie suivante, plusieurs missions spatiales se succédèrent, notamment *SAS-2* (1972), *COS-B* (1975) ou encore *HEAO-1* (1977), apportant des mesures toujours plus précises de l'émission diffuse Galactique ainsi que la détection des premières sources individuelles. La dernière mission spatiale dans le domaine des rayons γ avant la période moderne a été le satellite *CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory)* à bord duquel était installé l'instrument EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) (Hartman et al., 1992). Dans le troisième catalogue de sources détectées par EGRET, 271 sources ont été répertoriées au-dessus de 100 MeV, parmi lesquelles 5 pulsars, le Grand Nuage de Magellan et la radiogalaxie Centaurus A (Hartman et al., 1999). La génération actuelle des télescopes spatiaux est représentée par le satellite *AGILE*¹, mis en orbite par l'Agence Spatiale Italienne en 2007, et par le Large Area Telescope (LAT) à bord du satellite *Fermi*, lancé en 2008. Ce dernier va bientôt entrer dans sa dixième année de fonctionnement et a révolutionné le domaine en menant à des découvertes majeures comme l'émission γ des pulsars milli-secondes ou les bulles de *Fermi* et en fournissant la cartographie la plus détaillée du ciel γ à ce jour (Figure 2.1).

L'astronomie γ depuis le sol terrestre a connu un démarrage plus lent que l'astronomie γ spatiale. Initialement, c'est Cocconi & Morrison (1959) qui ont proposé de chercher les sources de rayons cosmiques (RCs) en détectant le rayonnement γ de très haute énergie ($E > 1$ TeV) via les gerbes électromagnétiques qu'ils produisent dans l'atmosphère. La première tentative de détection du rayonnement Cherenkov produit par les gerbes atmosphériques, dans les années 60, n'a pas abouti à un résultat probant (Chudakov et al., 1964). C'est avec la construction du télescope Whipple en 1968 que l'astronomie γ terrestre a réellement démarré. Disposant d'un miroir de 10 m de diamètre et d'une caméra de 37 pixels, ce télescope a permis la toute première détection d'une source au TeV, la nébuleuse du Crabe (Weekes et al., 1989). L'intérêt pour cette technique se développant, d'autres projets ont vu le jour à partir de la fin des années 80 : HEGRA dans les îles Canaries (Mirzoyan et al., 1994), CANGAROO en Australie (Hara et al., 1993) et CAT en France (Barrau et al., 1998). En plus d'apporter de nouveaux résultats, ces expériences ont permis d'explorer différentes techniques et technologies : alors que Whipple disposait d'un large miroir, le projet HEGRA a privilégié une plus petite taille mais plusieurs télescopes ont été construits pour bénéficier d'un effet de stéréoscopie. Concernant CAT, c'est au niveau de l'imagerie qu'une grande attention a été portée en développant une caméra haute-définition de 546 pixels. En mettant à profit l'expérience acquise avec ces télescopes, la génération suivante a vu le jour au cours des années 2000. L'alliance de la stéréoscopie de HEGRA, de la grande taille du miroir de Whipple et de la fine pixellisation de la caméra de CAT a permis de construire les réseaux de télescopes Cherenkov modernes, à savoir H.E.S.S., VERITAS et MAGIC, dont les performances dépassent largement celles de la précédente génération de détecteurs.

1. *AGILE* est un satellite construit à partir d'éléments prototypes de *Fermi*. De taille bien plus modeste (surface efficace équivalente à celle d'EGRET), il a souffert d'un problème technique (dysfonctionnement des roues inertielles) réduisant son utilisation à une observation passive du ciel (pas de pointé possible) après deux années d'observations normales.

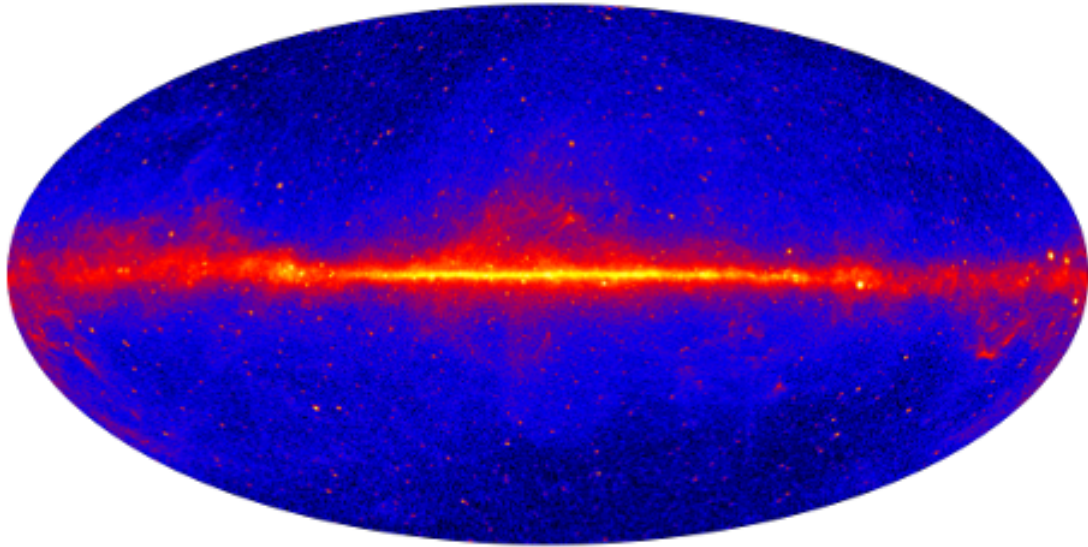


FIGURE 2.1 – Carte du ciel dans le domaine des rayons γ vu par Fermi-LAT (8 ans de données, événements PSF3, $E > 1$ GeV, projection Hammer).

Aujourd'hui, la complémentarité des observations depuis l'espace au GeV (*AGILE*, *Fermi-LAT*) et de celles effectuées depuis le sol au TeV (H.E.S.S., *VERITAS*, *MAGIC*), cette jeune discipline est devenue une véritable astronomie qui ouvre une nouvelle voie d'exploration astrophysique, à l'instar de l'astronomie optique ou radio.

2.2 Techniques de détection des rayons γ

2.2.1 Détection depuis l'espace

Dans le domaine des rayons γ , les photons interagissent avec la matière par le mécanisme de création de paires : au contact de la matière, les photons se matérialisent en donnant naissance à un électron et un positron. La détection des rayons γ dans l'espace consiste à provoquer cette conversion puis à suivre la trajectoire de la paire e^+e^- ainsi créée avec un trajectographe et mesurer leur énergie avec un calorimètre. Dans le cas d'EGRET, le suivi des trajectoires était assuré par une chambre à étincelles. Pour le LAT, cette technologie a été remplacée par des détecteurs à pistes en silicium (SSD). De par leur conception, les télescopes spatiaux bénéficient d'un grand champ de vue et peuvent couvrir le ciel dans son ensemble en quelques heures seulement. En revanche, la charge utile limitée des lanceurs impose des dimensions réduites pour le détecteur et contraint ainsi fortement la surface efficace du détecteur. Les détecteurs spatiaux étant soumis à un important flux de RCs, un système de détection des particules chargées est indispensable pour pouvoir assurer un rejet satisfaisant des interactions indésirables. Nous reviendrons en détail sur la structure du LAT et son fonctionnement dans le chapitre 4.

2.2.2 Détection depuis le sol

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent, les rayons γ se matérialisent en une paire e^+e^- au contact de la matière. De fait, leur détection est impossible depuis le sol car l'atmosphère provoque la conversion de tous les rayons γ avant leur arrivée sur les télescopes. Cependant, l'énergie des

photons est telle que les particules secondaires produisent elles aussi d'autres particules par Bremsstrahlung et création de paires successives, donnant ainsi naissance à une gerbe électromagnétique qui se développe en direction du sol. Si la vitesse des particules secondaires est supérieure à la vitesse de la lumière dans l'air, alors une onde de choc électromagnétique se forme et engendre un rayonnement dans le domaine du visible appelé « lumière Cherenkov ». En positionnant des réflecteurs optiques au sol, cette lumière bleutée, bien que ténue, peut être détectée (cf. Figure 2.2). Les télescopes disposent donc de grands miroirs afin de bénéficier d'une bonne surface de collection et d'une caméra constituée de photomultiplicateurs vers laquelle la lumière est focalisée. Une fois l'image enregistrée par la caméra des différents télescopes, un important travail de reconstruction de l'événement est nécessaire afin de remonter à la direction et l'énergie du photon incident.

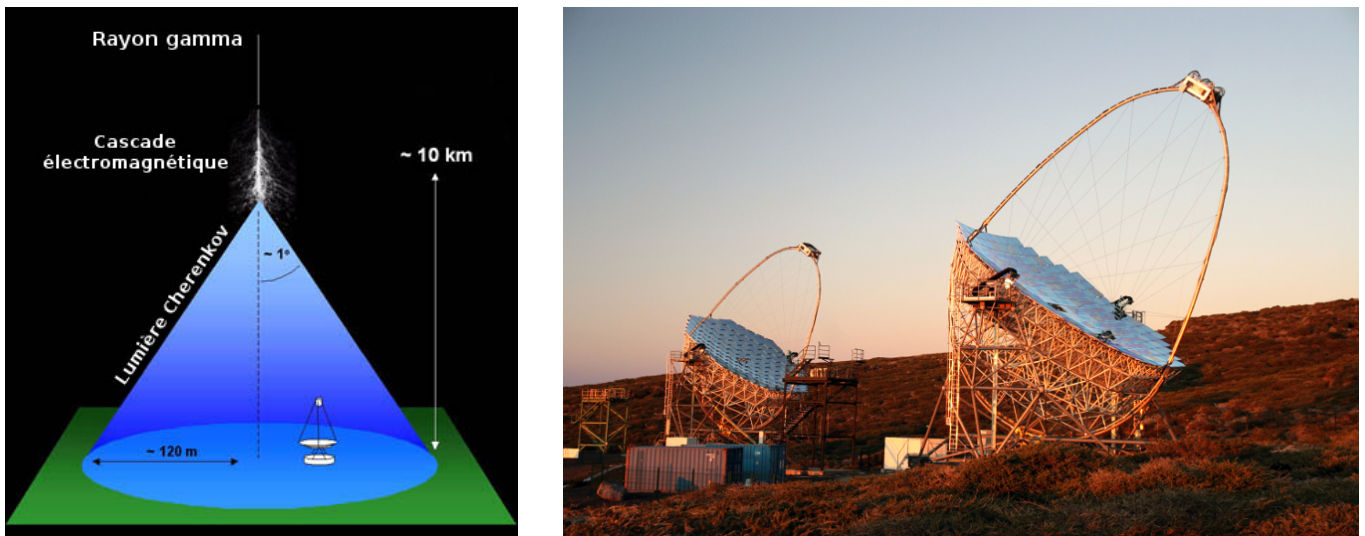


FIGURE 2.2 – (Gauche) Représentation schématique de l'interaction d'un rayon γ dans l'atmosphère et de l'émission Cherenkov qui en résulte. (Droite) Photo des deux télescopes de l'expérience MAGIC.

Comme pour les télescopes spatiaux, les télescopes terrestres souffrent d'un important bruit de fond induit par les RCs. En effet, ces particules vont elles-aussi engendrer des gerbes de particules en pénétrant dans l'atmosphère et les particules secondaires vont émettre de la lumière Cherenkov comme les électrons et positrons issus de la cascade électromagnétique des rayons γ . Afin de rejeter les événements liés aux RCs, la forme de l'image produite dans la caméra des télescopes est étudiée avec attention : alors qu'un muon induit un signal circulaire, les rayons γ produisent des images allongées en forme d'ellipses. Les événements détectés sont ainsi acceptés ou rejetés en fonction de la forme observée.

Cette technique de détection indirecte est sensible à un domaine en énergie plus élevé que les télescopes spatiaux. Alors que le LAT observe le ciel dans l'intervalle 0.1 – 500 GeV, les télescopes Cherenkov de l'expérience H.E.S.S. détectent les rayons γ entre 100 GeV et 100 TeV. Le principal avantage d'être sur Terre est de pouvoir construire des télescopes de grande taille et de bénéficier d'une très grande surface efficace. La résolution angulaire est également bien meilleure que celle du LAT notamment grâce à la stéréoscopie. En revanche, les télescopes Cherenkov souffrent de la pollution lumineuse, qu'elle soit naturelle (Soleil, Lune, éclairs) ou artificielle (activité humaine). La détection d'une lumière visible aussi ténue que le rayonnement Cherenkov nécessite de se placer dans des endroits isolés. Par ailleurs, les observations dépendent de la qualité de l'atmosphère qui influe sur la transparence optique du milieu. Enfin, la position fixe des télescopes limite la portion du ciel qui peut être observée. L'imagerie Cherenkov n'en reste pas moins une technique cruciale pour la bonne compréhension des rayons cosmiques car elle sonde les particules les plus énergétiques.

2.3 Les sources γ

Alors que le dernier catalogue d'EGRET ne contenait que 271 sources, le troisième catalogue de sources *Fermi*-LAT (noté 3FGL, [Acero et al., 2015b](#)), en recense plus de 3000 (cf. Figure 2.3). Au-delà de 10 GeV, ~ 1500 sources sont toujours détectées par le LAT et répertoriées dans le catalogue 3FHL ([Ajello et al., 2017](#)). Au TeV, la campagne d'observations du plan Galactique menée par H.E.S.S. a révélé 78 sources. En comptabilisant les sources galactiques auxquelles H.E.S.S. n'a pas accès de par sa localisation sur Terre ainsi que les sources extragalactiques, presque 200 objets sont détectés en rayons γ de très haute énergie (voir le catalogue TeVCat, [Wakely & Horan, 2008](#)).

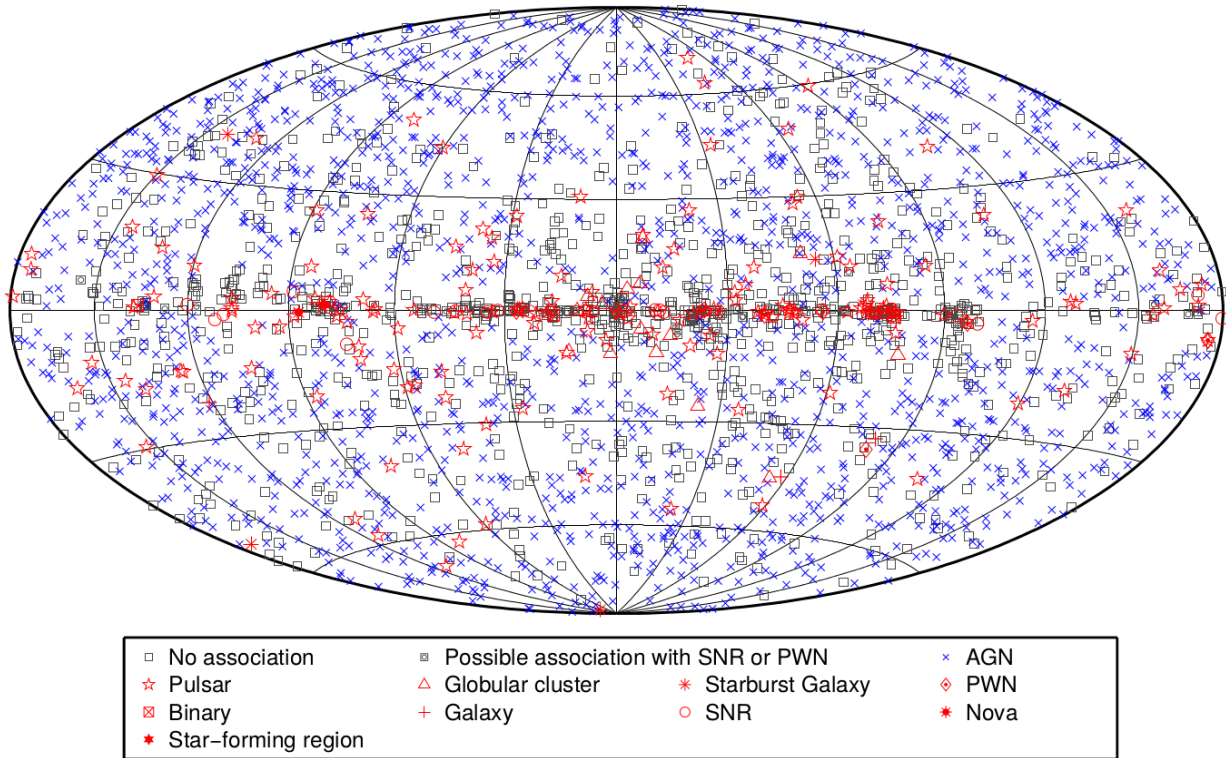


FIGURE 2.3 – Cette carte extraite de [Acero et al. \(2015b\)](#) montre la localisation et la nature des sources du catalogue 3FGL pour l'ensemble du ciel. La grande majorité des 3033 sources répertoriées dans le 3FGL sont des noyaux actifs de galaxies (> 1100). Parmi les sources galactiques, on trouve des pulsars (143), des vestiges de supernovæ (12), des nébuleuses de pulsars (9) ainsi que des systèmes binaires (4).

Si tous ces objets rayonnent en γ par les processus radiatifs décrits dans le paragraphe 1.5, ils ne sont pas tous de même nature. Nous allons maintenant présenter ces différentes sources de rayons γ , en commençant par celles qui sont les plus proches de nous (système Solaire) puis celles que l'on peut trouver dans notre galaxie et enfin les sources extra-galactiques. Cette description n'a pas pour but d'être exhaustive mais vise à introduire les principales sources du ciel γ .

2.3.1 Dans le système solaire

Dans notre système solaire, trois astres produisent des rayons γ : la Terre, la Lune et le Soleil. Le rayonnement γ provenant de la Terre (improprement désigné sous le nom d'albédo terrestre) est dû à l'interaction des RCs avec l'atmosphère terrestre : les interactions hadroniques créent des π^0 qui ensuite se

désintègrent en deux γ . Ceux-ci étant principalement émis dans la direction de propagation du rayon cosmique initial, l'émission visible depuis l'espace provient essentiellement des interactions rasantes, comme l'illustre la figure 2.4 de gauche. Pour les télescopes spatiaux, cette émission est une importante source de nuisance car la proximité de la Terre en fait une source de γ très intense. Peu après son lancement, le LAT a étudié ce rayonnement γ afin de perfectionner les techniques de rejet permettant d'éviter une contamination du spectre des sources étudiées en provenance de l'albédo terrestre (Abdo et al., 2009a). Par le même mécanisme, la Lune apparaît comme une source « passive » de rayons γ . Les RCs, en percutant la surface de la Lune, produisent une cascade de particules qui mènent à la production de rayons γ . Une récente étude de cette émission avec le LAT a permis de mesurer le spectre d'émission entre 30 MeV et quelques GeV. Par ailleurs, une corrélation a été établie entre l'évolution temporelle du flux et l'activité solaire (Ackermann et al., 2016). Enfin, la plus importante source de rayonnement γ dans notre système solaire est le Soleil lui-même. Contrairement à la Terre et à la Lune qui sont des sources passives, le Soleil est une source γ à la fois active et passive. Lors des sursauts d'activité causés par des éruptions solaires, les rayons γ sont produits via Bremsstrahlung et/ou désintégration de π^0 suite à l'accélération de particules par les vents solaires (Ackermann et al., 2014b). Durant les périodes de basse activité, le LAT a pu étudier la contribution « passive » du Soleil, à savoir l'émission γ produite par l'interaction de RCs incidents avec l'atmosphère solaire (Abdo et al., 2011a). Il a ainsi pu être observé que cette émission est en réalité la somme de deux contributions : une composante provenant de la surface du Soleil où ont lieu les interactions hadroniques et une composante plus étendue engendrée par la diffusion Compton inverse des électrons relativistes sur les photons solaires (cf. Figure 2.4–Droite).

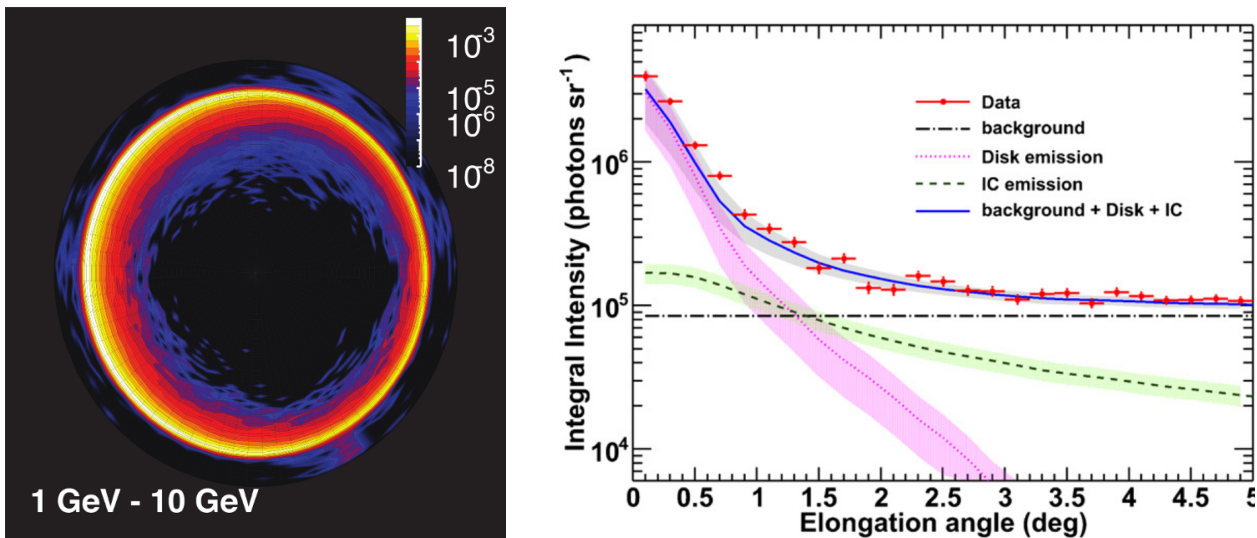


FIGURE 2.4 – (Gauche) Carte de l'émission γ détectée entre 1 – 10 GeV en provenance de la Terre. (Droite) Profil radial de l'intensité mesurée en direction du Soleil. L'émission provenant de l'atmosphère du Soleil (en violet) ne suffit pas à expliquer la forme du signal observé, une composante Compton inverse (en vert) est nécessaire. Figures extraites de Abdo et al. (2009a) et Abdo et al. (2011a) respectivement.

Sauf si l'on souhaite étudier ces trois astres, la Terre, la Lune et le Soleil constituent des sources de contamination qu'il est nécessaire de prendre en compte lors de la sélection des données utilisées pour l'étude d'une source Galactique ou extra-Galactique. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, les outils `gtselect` et `gtmktime` permettent d'appliquer des filtres de sélection afin de rejeter les rayons γ émis par ces trois sources. L'albédo terrestre est rejeté en appliquant une coupure sur l'angle zénithal² tandis que l'émission de la Lune et du Soleil est rejetée en excluant les intervalles de temps durant lesquels les deux

2. L'angle zénithal est défini comme l'angle entre la direction normale au LAT et la direction du photon incident.

objets sont dans le champ de vue du LAT. Une autre méthode consiste à inclure des modèles d'émission dans le modèle du ciel pour prendre en compte le rayonnement émis par ces objets.

2.3.2 Les sources Galactiques

À l'échelle de la galaxie, plusieurs sources de rayonnement γ sont liées aux supernovæ (SNe) : les pulsars, les nébuleuses de pulsars et les vestiges de supernovæ. Une description des SNe s'impose donc afin de mieux appréhender ces trois sources.

Les supernovæ

Une supernova est un processus extrêmement énergétique qui intervient à la fin de la vie d'une étoile. La première mention du mot « supernova » apparaît dans [Baade & Zwicky \(1934\)](#) et désigne « la transition d'une étoile ordinaire en une *étoile à neutrons*, principalement constitués de neutrons ». Les auteurs ajoutent que cette étoile est caractérisée par une très petite taille et une très grande densité. Le mécanisme qui est décrit dans cet article correspond en fait à un cas particulier de SNe, les SNe à effondrement de cœur. En effet, on distingue aujourd'hui deux grandes catégories de SNe : les SNe à effondrement de cœur et les SNe thermonucléaires. Selon l'ancienne classification établie par [Minkowski \(1941\)](#), les SNe étaient qualifiées de « type I » ou de « type II » en fonction de la présence (type II) ou non (type I) de raies d'absorption de l'hydrogène dans le spectre. Si aujourd'hui les SNe de type II correspondent toutes au mécanisme d'effondrement de cœur, les SNe de type I se divisent en deux sous-catégories : les SNe thermonucléaires qui présentent des traces de silicium (type Ia) et les SNe à effondrement de cœur marquées par l'absence de silicium (types Ib et Ic). Un schéma explicatif est présenté en figure 2.5.

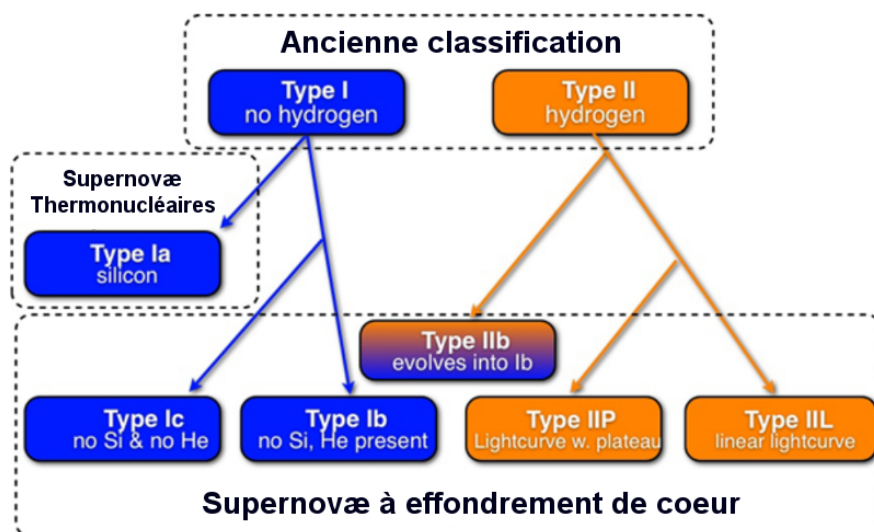


FIGURE 2.5 – Représentation schématique de la classification des supernovæ. Extrait de [Vink \(2012\)](#).

Dans le cas d'une supernova **thermonucléaire**, il est généralement admis que l'étoile initiale est une naine blanche, une étoile de faible masse ($M \sim 0.4 - 1.4 M_{\odot}$) et de petite taille ($R \sim 10^3$ km) ([Kepler et al., 2007](#)). Les naines blanches constituent l'ultime évolution des étoiles de masse inférieure à $\sim 8 M_{\odot}$ et ne peuvent exploser en supernova que si elles se trouvent dans un système binaire. Si l'étoile compagnon est une étoile massive, la naine blanche va accréter la matière des couches externes de son compagnon jusqu'à atteindre la masse de Chandrashekar ($M \sim 1.4 M_{\odot}$) et exploser sous l'effet des fusions nucléaires qui s'amorcent en son cœur (scénario *single-degenerate*). Dans le cas où l'étoile compagnon est une autre

naine blanche, la supernova pourra se produire lorsque les deux étoiles, orbitant l'une autour de l'autre en se rapprochant, fusionneront (scénario *double-degenerate*).

Les supernovæ à **effondrement de cœur** ne concernent que les étoiles massives ($M \gtrsim 8M_{\odot}$). Après qu'une étoile massive ait brûlé suffisamment d'hydrogène pour produire de l'hélium en leur cœur, la nucléosynthèse continue à produire des éléments toujours plus lourds (Carbone, Néon, Oxygène, Silicium) jusqu'à atteindre le fer. Comme celui-ci est l'élément chimique le plus stable, sa fusion ne peut pas s'opérer : les réactions thermonucléaires s'arrêtent et l'étoile, sous l'effet de sa propre masse, s'effondre sur elle-même. Son cœur se comprime jusqu'à ce que la dégénérescence des neutrons bloque le processus³. L'étoile explose alors en supernova. Le mécanisme précis qui provoque l'éjection de la matière de l'étoile à grande vitesse n'est pas vraiment compris mais les neutrinos pourraient jouer un rôle prépondérant. Pour une description plus complète et plus précise du mécanisme d'effondrement d'une étoile, voir par exemple [Woodsley & Janka \(2005\)](#).

L'objectif n'est pas ici de décrire avec précision les différents mécanismes qui amènent certaines étoiles à exploser en supernova mais de présenter les éléments nécessaires pour comprendre comment les SNe donnent naissance à des systèmes plus ou moins complexes. En l'occurrence, les SNe thermonucléaires et à effondrement de cœur aboutissent à des systèmes très différents. Dans le premier cas, l'étoile progénitrice (la naine blanche) est entièrement détruite lors du processus, rien ne subsiste après l'explosion. Dans le second cas, le cœur de l'étoile massive survit à la supernova sous la forme d'une étoile à neutrons, comme décrit dans [Baade & Zwicky \(1934\)](#), ou d'un trou noir pour les étoiles très massives. Cette étoile à neutrons, aussi appelée « pulsar », possède un champ magnétique très important et peut, dans certain cas, engendrer un vent de particules nommés « nébuleuse de pulsar ». Mais quelle que soit la nature de la supernova, la matière éjectée de l'étoile lors de la supernova donne naissance à une puissante onde de choc qui balaye ensuite la matière du milieu interstellaire et que l'on nomme « vestige de supernova ».

Nous allons maintenant nous intéresser plus en détail à ces trois différents objets résultant des SNe : les pulsars, les nébuleuses de pulsars et les vestiges de supernovæ.

Les pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons hautement magnétisées et en rotation rapide sur elles-mêmes. D'une masse comprise entre 0.5 et 2.5 M_{\odot} , leur rayon est généralement estimé entre 10 et 12 km ([Lattimer & Prakash, 2004](#)). Les pulsars sont des sources intenses de rayonnement électromagnétique et sont détectés de la radio aux rayons γ . La figure 2.6 de droite présente les courbes de lumière⁴ du pulsar PSR J0030+0451 en radio, X et γ .

En première approximation, un pulsar peut être représenté comme un dipôle magnétique en rotation dont l'axe magnétique peut différer de l'axe de rotation. De fait, un observateur fixe situé dans l'axe d'émission sera balayé par le faisceau émis par le pulsar et verra un signal pulsé, avec une période P donnée. Une partie des lignes de champ magnétique se referment normalement en reliant le pôle Nord au pôle Sud et une population de particules chargées existe le long de ces lignes. Cependant, lorsque la vitesse tangentielle $v_T = R\Omega$ devient supérieure à la vitesse de la lumière c , les lignes de champ ne peuvent plus se refermer. Les particules qui se propagent le long de ces lignes de champ ne sont plus confinées et peuvent s'échapper. La figure 2.6 de gauche montre une représentation schématique d'un pulsar et de son environnement magnétique. L'émission radio est produite sous la forme d'un faisceau le long de l'axe magnétique par les électrons relativistes qui s'en échappent. Dans le domaine des rayons γ , nous ne savons pas vraiment si l'émission provient des pôles magnétiques, de la magnétosphère ou de régions intermédiaires. Il existe d'ailleurs plusieurs modèles pour expliquer l'origine de cette émission, comme par exemple le modèle de

3. Si l'étoile est très massive ($M > 40M_{\odot}$), la dégénérescence des neutrons ne suffit pas à stopper l'effondrement gravitationnel et l'étoile donne naissance à un trou noir.

4. Pour un pulsar, une courbe de lumière correspond à l'évolution du flux en fonction de la phase, c'est-à-dire pour une rotation du pulsar.

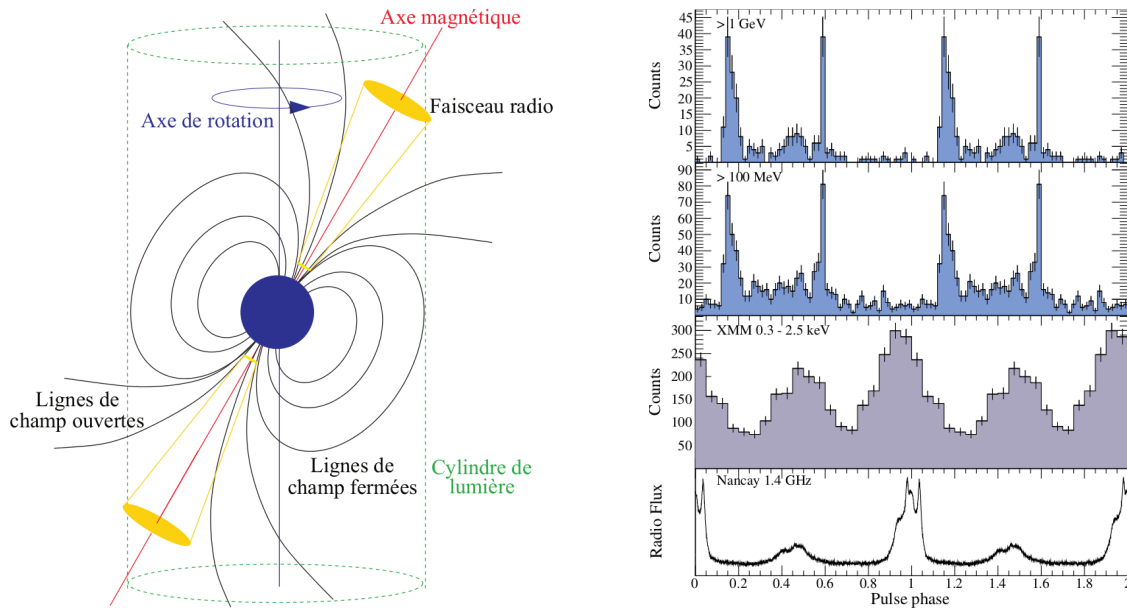


FIGURE 2.6 – (Gauche) Représentation schématique de la magnétosphère d'un pulsar. Figure adaptée de Lorimer & Kramer (2004). (Droite) Courbes de lumière radio, X et γ du pulsar PSR J0030+0451. Extrait de Guillemot (2009).

la calotte polaire ou celui de la cavité externe (pour plus de détails, voir Harding, 2007). Par ailleurs, les pulsars sont caractérisés par une variation \dot{P} de la période qui est due à la perte progressive d'énergie \dot{E} sous forme radiative :

$$\dot{E} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (2.1)$$

avec I le moment d'inertie du pulsar et P sa période : les pulsars ralentissent au cours du temps. Nous n'allons cependant pas développer ces notions et le lecteur curieux pourra se reporter aux articles précédemment cités ou à Guillemot (2009) pour en savoir plus.

Nous terminerons simplement cette brève description des pulsars en précisant qu'il s'agit des sources Galactiques les plus nombreuses et les plus brillantes dans le ciel γ vu par *Fermi*. Le dernier catalogue de pulsars recense 117 pulsars détectés en γ au-dessus de 100 MeV (Abdo et al., 2013). À titre de comparaison, ~ 2600 pulsars radio sont actuellement répertoriés dans le catalogue ATNF⁵ (Manchester et al., 2005).

Les nébuleuses de pulsars

Sous l'effet de la rotation des pulsars, des particules (électrons et positrons) sont arrachées à sa surface, accélérées le long des lignes de champs puis s'échappent à grande vitesse dans le milieu proche. Ce vent de particules relativistes engendre une onde de choc, créant ce que l'on nomme la « nébuleuse du pulsar » (notée par la suite « PWN » pour l'anglais *Pulsar Wind Nebula*). Tout comme l'onde de choc créée par la supernova (appelée « vestige de supernova »), l'onde de choc de la PWN accélère des particules de façon très efficace par le mécanisme de Fermi décrit au chapitre précédent. La dynamique de l'onde de choc est déterminée par les caractéristiques du pulsar qui l'alimente et au milieu dans lequel elle évolue. Si elle se propage d'abord librement, elle est par la suite compressée par le choc en retour du vestige de supernova dont nous parlerons plus en détail au chapitre 3. La morphologie des PWNe peut alors être très irrégulière. La figure 2.7 montre deux exemples de PWNe, la nébuleuse du crabe (à gauche) et MSH 15–52 (à droite).

5. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

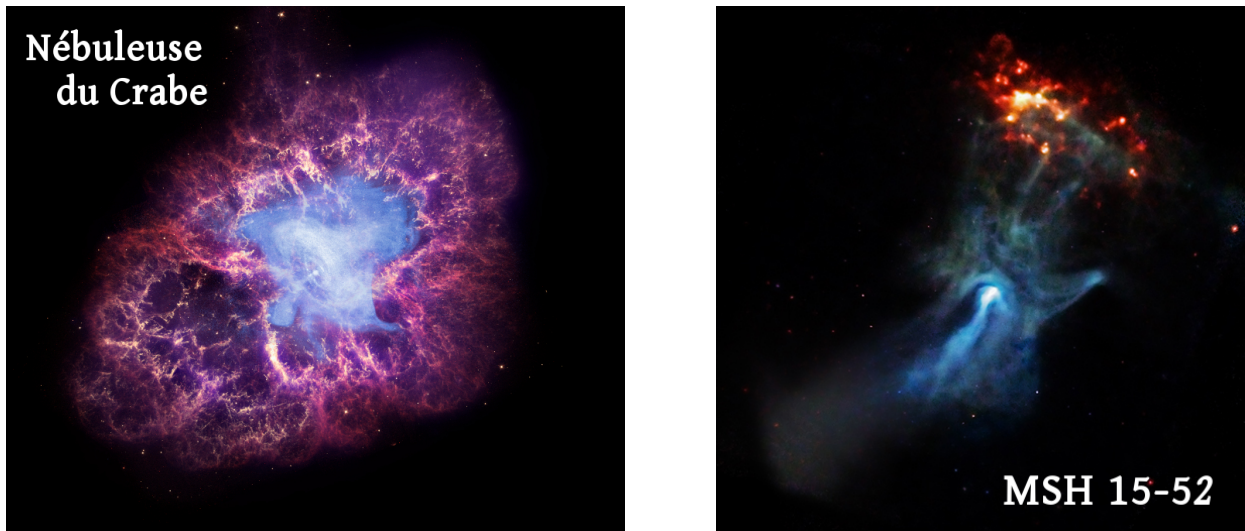


FIGURE 2.7 – Exemples de nébuleuses de pulsars. À gauche, image composite de la Nébuleuse du Crabe montrant l'émission X de la PWN (en bleue) au cœur des éjectas qui rayonnent dans l'optique et l'infrarouge (en violet) (Crédits : NASA/CXC/SAO/F.Seward). À droite, image en rayons X (Chandra) de MSH 15–52. (Crédits : NASA/CXC/SAO/P.Slane, et al.).

À l'instar des pulsars, les PWNe rayonnent sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Dans le domaine de la radio et des rayons X, l'émission est produite via le mécanisme synchrotron par les électrons accélérés. Dans le domaine des rayons γ , l'émission peut être d'origine leptonique (diffusion Compton inverse) ou hadronique (désintégration des π^0). Si les PWNe forment la plus grande classe de sources galactiques détectées au TeV (34 sur 73, d'après le catalogue TeVCat), seules une poignée de ces sources sont clairement identifiées au GeV avec le LAT : 7 PWNe détectées et 11 candidats PWNe (Acero et al., 2013).

Les vestiges de supernovæ

Lors de l'explosion d'une étoile en supernova, une quantité colossale d'énergie est libérée ($E_{SN} \sim 10^{51}$ erg). Cette énergie est transférée à la matière de l'étoile éjectée sous forme d'énergie cinétique, conférant aux éjectas des vitesses extrêmement élevées, de l'ordre de $\sim 10^4$ km s⁻¹ aux premiers instants. Comme les éjectas, à l'état de gaz ionisé, se propagent à des vitesses supersoniques, une onde de choc non-collisionnel se crée devant eux : le milieu interstellaire balayé par l'onde de choc est alors chauffé et comprimé. Par le mécanisme d'accélération diffuse par onde de choc que nous avons décrit au paragraphe 1.4.2, l'onde de choc accélère également des particules (électrons et protons) à très haute énergie. Il en résulte de l'émission non-thermique sur l'ensemble du spectre électromagnétique : rayonnement synchrotron en radio et X, Bremsstrahlung, Compton inverse et désintégration de π^0 dans le domaine des rayons γ .

Dans le paragraphe sur les supernovæ, nous avons décrit deux mécanismes d'explosion : l'effondrement gravitationnel et les réactions thermonucléaires. Nous avons également précisé que dans le premier cas, une étoile à neutrons survit au cataclysme tandis que l'étoile progénitrice est détruite dans le second cas. Cette différence se traduit par des morphologies différentes pour les vestiges de supernovæ en fonction notamment de la présence ou non d'une nébuleuse de pulsar au cœur du vestige. On distingue ainsi plusieurs types de SNRs :

- les vestiges en coquille (émission synchrotron X très intense, absence de nébuleuse de pulsar),
- les vestiges composites (émission synchrotron X très intense, présence d'une nébuleuse de pulsar),

- les vestiges en interaction avec un nuage moléculaire (émission synchrotron faible et coquille quasiment invisible).



FIGURE 2.8 – Exemples des différentes morphologies de SNRs observables : SNR en coquille (gauche), plérion (milieu), SNR composite (droite).

La figure 2.8 présente un exemple de chaque type de SNRs : à gauche un vestige en coquille (G1.9+0.3), au centre un SNR composite (G21.5–0.9) et à droite un vestige en interaction avec un nuage moléculaire (IC 443). Mais la morphologie des SNRs dépend également de l’environnement dans lequel ils évoluent, notamment la densité du milieu. Les formes relativement symétriques que l’on observe pour certains SNRs, par exemple G1.9+0.3 et G21.5–0.9, indiquent que l’onde de choc évolue dans un milieu très peu dense. Comme les SNRs évoluent généralement dans un environ ténu pendant les premières centaines d’années, une morphologie régulière est assez caractéristique des jeunes SNRs. Lors des phases plus avancées de leur évolution, les ondes de choc interagissent avec un milieu bien plus dense et inhomogène et la coquille régulière se déforme progressivement, comme par exemple dans IC 443 (~ 30000 ans). Cet effet est également observé dans RCW 86 bien qu’il s’agisse d’un SNR encore relativement jeune (~ 1800 ans).

Nous reviendrons plus en détail sur cette classe d’objets dans le chapitre 3.

Autres sources

Un certain nombre de sources γ ne seront pas abordées en raison de l’absence de lien avec le travail présenté dans ce manuscrit : les binaires X, les étoiles très massives et vents stellaires ou encore les amas globulaires. Nous pouvons aussi mentionner les novæ qui sont des phénomènes similaires aux supernovæ thermonucléaires décrites précédemment mais de moins grande envergure puisque l’explosion se produit en surface de la naine blanche et l’étoile n’est pas détruite au cours du processus. La matière brutalement éjectée par une nova produit une onde de choc capable d’accélérer des particules à haute énergie (Tatischeff & Hernanz, 2007). De l’émission γ a d’ailleurs été détectée au-delà de 100 MeV par le LAT (Abdo et al., 2010b; Ackermann et al., 2014a). Visibles pendant 2 – 3 semaines, les novæ sont d’excellents sujets pour étudier l’accélération de particules par le mécanisme DSA.

2.3.3 Les sources extragalactiques

Les noyaux actifs de galaxies

La plus grande classe de sources γ détectées par le LAT est celle des noyaux actifs de galaxies (notés AGN pour l’anglais *Active Galactic Nuclei*). Le troisième catalogue *Fermi* d’AGN (Ackermann et al.,

2015b) en recense ~ 1500 . Sur la carte du ciel γ présentée en figure 2.3, chaque croix bleue correspond à l'une de ces sources. Leur répartition uniforme sur l'ensemble du ciel prouve bien leur origine extragalactique. Les AGNs sont des trous noirs super-massifs ($M \sim 10^5 - 10^{10} M_{\odot}$) localisés au centre de galaxies qui éjectent des jets de plasma relativistes le long de leur axe de rotation, perpendiculairement au plan de la galaxie. Les particules relativistes ainsi éjectées rayonnent ensuite en γ avec des énergies allant du MeV au TeV. Pour plus d'informations au sujet des AGNs, voir par exemple [Dermer & Giebels \(2016\)](#).

Les sursauts γ

Les sursauts γ (notés GRBs pour l'anglais *Gamma-Ray Bursts*) sont les événements les plus énergétiques qui soient connus ($E = 10^{51} - 10^{54}$ erg). Deux types de GRBs peuvent être distingués : les courts (quelques secondes) associés à la coalescence de systèmes binaires et les longs (jusqu'à quelques minutes) potentiellement produits par l'explosion d'étoiles très massives conduisant à la formation de trous noirs. Ils pourraient être à l'origine de l'accélération des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie ($E > 10^{18}$ eV). Pour plus d'informations au sujet des GRBs, voir par exemple [Piron \(2016\)](#).

2.3.4 Émissions diffuses

Émission diffuse Galactique

En plus des différentes sources galactiques individuelles, une intense émission γ diffuse est produite par l'interaction des RCs avec les noyaux et photons du milieu interstellaire lors de leur propagation. Cette émission diffuse galactique (EDG) avait été prédite par [Feenberg & Primakoff \(1948\)](#), [Hayakawa \(1952\)](#) et [Hutchinson \(1952\)](#) et son existence a été vérifiée expérimentalement avec les premiers télescopes spatiaux observant le ciel en γ , *OSO-3*, *SAS-2* et *COS-B* (cf. §2.1). L'EDG résulte de plusieurs processus radiatifs dont nous avons déjà parlé (cf. §1.5) : la désintégration des π^0 issus d'interactions hadroniques, la diffusion Compton inverse des électrons de haute énergie sur les champs de photons de basse énergie et le rayonnement Bremsstrahlung des électrons lors de leur passage au travers de la matière.

Depuis EGRET, l'EDG est modélisée et prise en compte lors de l'analyse des données afin d'assurer une étude plus propre des sources individuelles. En effet, elle domine largement l'émission γ à basse énergie (~ 10 MeV–1 GeV), notamment à proximité du Plan Galactique et du Centre Galactique, et peut empêcher la détection ou la caractérisation spectrale d'une source située dans ces régions-là si elle n'est pas correctement modélisée. Dans le cas de *Fermi*, le modèle de diffus Galactique est défini comme une combinaison linéaire de plusieurs composantes :

- le rayonnement γ dû à l'interaction des RCs avec le gaz du milieu interstellaire,
- l'émission Compton inverse d'origine Galactique,
- l'émission de deux larges structures : « Loop I » ([Casandjian et al., 2009](#)) et les « Bulles » de *Fermi* ([Su et al., 2010](#)),
- le rayonnement produit par le Soleil et la Lune,
- l'émission provenant de l'albédo terrestre.

La première contribution a été estimée à partir de la distribution de gaz dans la Galaxie dont $\sim 70\%$ est fait d'hydrogène sous différentes formes : atomes neutres (HI) froid et chaud, gaz moléculaires (HII), gaz ionisé (protons) et un mélange de HI et HII appelé « milieu neutre sombre » (*dark neutral medium*). Le reste étant supposé être mélangé à l'hydrogène et donc localisé au même endroit, seule la distribution d'hydrogène a été tracée.

La densité d'hydrogène atomique N_{HI} a été estimée grâce à la raie d'émission $\lambda = 21$ cm, en supposant une température de spin T_s uniforme. En réalité, cette valeur peut varier lorsque des nuages d'hydrogène atomique froid et chaud sont mélangés, allant de ~ 100 K à > 5000 K. La valeur de T_s qui a été retenue (~ 140 K) est celle pour laquelle l'ajustement avec les données du LAT était le meilleur. Une valeur de

T_s différente mène à une distribution spatiale du gaz différente. Nous verrons d'ailleurs par la suite que des modèles de diffus alternatifs ont été construits pour estimer l'impact du choix de cette valeur sur les résultats d'analyse de sources (cf. §5.7.2). Pour l'hydrogène moléculaire, c'est la raie d'émission $J = 1 - 0$ du CO (la deuxième molécule la plus abondante dans le milieu interstellaire) qui a été utilisée : le H II étant la principale cible pour les interactions du CO, cette raie d'émission trahit la présence d'hydrogène moléculaire et permet de tracer sa distribution. Enfin, la composante « sombre » de l'hydrogène neutre a été estimée à partir de la distribution de poussières dans la Galaxie qui elle-même est tracée en mesurant l'atténuation de la lumière optique (Grenier et al., 2005). En effet, il a été montré que le H II coexiste avec des larges grains de poussière et que le ratio $M_{\text{gaz}}/M_{\text{poussiere}}$ était de l'ordre de ~ 100 (Acero et al., 2016a).

Dans chaque modèle d'émission, la densité de RCs qui interagit avec le gaz est supposée uniforme. Or, la distribution des RCs varie indubitablement avec la distance au Centre Galactique. Pour prendre en compte cette variation radiale de la densité de RCs, la Galaxie a été divisée en neuf anneaux galactocentriques⁶ et l'émission γ associée à chaque anneau a été calculée en adaptant la densité de RCs. Par ailleurs, comme la distribution de RCs est bien plus haute que celle du gaz, la densité de RCs verticale a été supposée uniforme dans les différents anneaux.

La composante Compton inverse de l'émission diffuse Galactique a été calculée à l'aide du code GALPROP⁷ (Strong & Moskalenko, 1998), en définissant une distribution radiale de RCs proportionnelle à la distribution de pulsars dans la Galaxie. La hauteur et le rayon du halo Galactique ont été fixés à 6 kpc et 30 kpc respectivement. L'émission Compton inverse est obtenue en combinant cette distribution de RCs à la distribution de photons présents dans le milieu interstellaire (Porter et al., 2008).

Finalement, le nombre de photons prédit en provenance de l'émission diffuse Galactique est calculé pour chaque pixel de la carte et pour chaque intervalle en énergie en sommant les différentes contributions, pour les neuf anneaux de la Galaxie, et en tenant compte des sources ponctuelles et étendues connues. Le résultat est stocké dans un fichier FITS disponible sur le site du FSSC⁸.

Une description détaillée de la construction de ce modèle est donnée dans Acero et al. (2016a).

Émission diffuse extragalactique

Depuis les missions *OSO-3* et *SAS-2*, nous avons connaissance de l'existence d'une émission γ diffuse d'origine extragalactique (Clark et al., 1968; Fichtel et al., 1978). Cette émission émane principalement d'une population de sources extragalactiques non-résolues : des blazars et des galaxies radio, des amas de galaxies, des galaxies à sursauts de formation d'étoiles et des GRBs (Dermer, 2007). À cela s'ajoute la contribution d'une population de pulsars localisés à haute latitude et des processus réellement diffus comme le rayonnement issu de l'interaction des rayons cosmiques de ultra-haute énergie avec les photons du CMB. Enfin, l'émission γ résultant de l'annihilation de la matière noire pourrait également contribuer à cette émission. Cependant, l'émission γ diffuse extragalactique reste mal connue et de nombreuses études tentent de comprendre son origine. Récemment, le LAT a mesuré son spectre sur une large bande en énergie, de 100 MeV à 820 GeV (Ackermann et al., 2015a).

Pour les analyses *Fermi*, l'émission diffuse extragalactique est modélisée comme un flux constant isotrope. Deux autres phénomènes sont également pris en compte avec le diffus extragalactique : l'interaction dans le LAT d'une fraction de RCs qui sont identifiés à tort comme des événements γ , et des rayons γ émis par l'albédo terrestre qui entrent par l'arrière du détecteur et qui peuvent être reconstruits comme s'ils venaient du champ de vue du LAT.

6. Pour une description détaillée de cette procédure, voir Ackermann et al. (2012a).

7. <https://galprop.stanford.edu/>

8. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

CHAPITRE 3

Les vestiges de supernovæ

Contents

3.1	Définition générale	29
3.2	Évolution dynamique de l'onde de choc	30
3.3	Données observationnelles	32
3.4	Modélisation du rayonnement non-thermique	35
3.5	Le paradigme des SNRs	38

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté de façon générale les principales sources γ qui peuvent être observées. Nous allons maintenant nous concentrer sur celles qui sont au cœur de ce travail de thèse, les vestiges de supernovæ. Après avoir donné une définition générale, nous décrirons les différentes étapes qui marquent la vie d'un SNR. Nous évoquerons ensuite les informations que l'on peut obtenir à partir de l'observation des SNRs à différentes longueurs d'onde et nous terminerons en décrivant le code de modélisation qui sera utilisé dans la troisième partie de ce manuscrit.

3.1 Définition générale

Nous avons vu dans le précédent chapitre qu'une supernova libère une quantité colossale d'énergie qui est transmise sous forme d'énergie cinétique à la matière de l'étoile progénitrice. Les éjectas sont ainsi expulsés dans le milieu interstellaire à grande vitesse. Si cette vitesse est supérieure à la vitesse de réaction du milieu (la vitesse du son du milieu), alors une onde de choc se forme devant les éjectas. C'est cette onde de choc qui nous intéresse et que nous appelons « vestige de supernova ». Nous voyons qu'une première grandeur qui caractérise les SNRs est le rapport entre la vitesse de l'onde de choc v_s et celle du son dans le milieu c_s , appelé nombre de Mach :

$$M = \frac{v_s}{c_s} \quad (3.1)$$

Lorsque $M > 1$ (écoulement supersonique), une onde de choc se forme devant la matière éjectée, c'est-à-dire une discontinuité physique dans le profil du milieu : la densité et la température varie brusquement au passage de l'onde de choc. Les caractéristiques physiques de part et d'autre du choc sont liées par les relations de Rankine-Hugoniot. En particulier, le facteur de compression r s'écrit :

$$r = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2} \quad (3.2)$$

avec (v_1, ρ_1) et (v_2, ρ_2) les vitesses et densités en amont et en aval du choc respectivement. Dans la limite $M \gg 1$, le facteur de compression r devient :

$$r \simeq \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (3.3)$$

avec γ le coefficient adiabatique. Pour un gaz monoatomique ($\gamma = 5/3$), $r \simeq 4$.

À partir de l'énergie E_{ej} et de la masse M_{ej} des éjectas ainsi que de la densité du milieu ambiant ρ_0 (supposée uniforme), il est possible de définir les grandeurs caractéristiques de longueur R_{ch} , de temps t_{ch} et de masse M_{ch} (Truelove & McKee, 1999) :

$$\begin{cases} R_{ch} = M_{ej}^{1/3} \rho_0^{-1/3} \\ t_{ch} = E_{ej}^{-1/2} M_{ej}^{5/6} \rho_0^{-1/3} \\ M_{ch} = M_{ej} \end{cases} \quad (3.4)$$

Ensuite, nous pouvons également définir la vitesse v_{ch} et la température post-choc caractéristiques :

$$\begin{cases} v_{ch} = \frac{R_{ch}}{t_{ch}} \simeq 7090 E_{SN}^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ km s}^{-1} \\ T_{ch} = \frac{3}{16} \frac{\mu}{k} v_{ch}^2 \simeq 59.9 E_{SN} \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \text{ keV} \end{cases} \quad (3.5)$$

où μ est la masse moyenne par particule dans le gaz post-choc totalement ionisé et E_{SN} l'énergie de la supernova ($E_{SN} \sim 10^{51}$ erg).

3.2 Évolution dynamique de l'onde de choc

L'âge d'un SNR (nombre d'années écoulées depuis l'explosion de l'étoile) ne suffit pas à connaître le stade d'évolution dans lequel il se trouve. L'évolution des SNRs dépend essentiellement de la répartition du gaz dans leur environnement. Ainsi, un SNR de 1000 ans évoluant dans un milieu très dense pourra se trouver dans une phase plus avancée qu'un SNR de 1500 ans qui évolue dans un milieu beaucoup plus ténu. Les différentes étapes de la vie d'un SNR ne sont donc pas définies sur un critère temporel mais sur un critère physique et, plus précisément, sur le rapport entre la masse des éjectas et la masse de matière balayée par l'onde de choc. D'après Chevalier (1977), on peut distinguer trois grandes étapes dans la vie d'un SNR : (1) la phase d'expansion libre, (2) la phase de Sedov-Taylor et (3) la phase radiative. Pour les deux premières phases, une description analytique de l'évolution du vestige de supernova a été formulée par Truelove & McKee (1999).

La **phase d'expansion libre** débute immédiatement après l'explosion de l'étoile et dure entre quelques centaines et quelques milliers d'années. Durant cette période, les éjectas se propagent à très grande vitesse (plusieurs milliers de kilomètres par seconde) et la pression qu'exerce le milieu interstellaire sur l'onde de choc est négligeable. On dit que cette phase est « dominée par les éjectas » (*ejecta-dominated phase*) car la dynamique de l'onde de choc dépend principalement des caractéristiques des éjectas. Lors de cette première phase et dans le cas d'un profil d'éjecta constant, le rayon de l'onde de choc évolue linéairement avec le temps : $R \propto t$. La transition entre la phase d'expansion libre et la **phase de Sedov-Taylor** (Taylor, 1950a,b; Sedov, 1959) s'opère lorsque la masse de matière balayée par l'onde de choc devient équivalente à la masse des éjectas. Deux phénomènes se produisent alors :

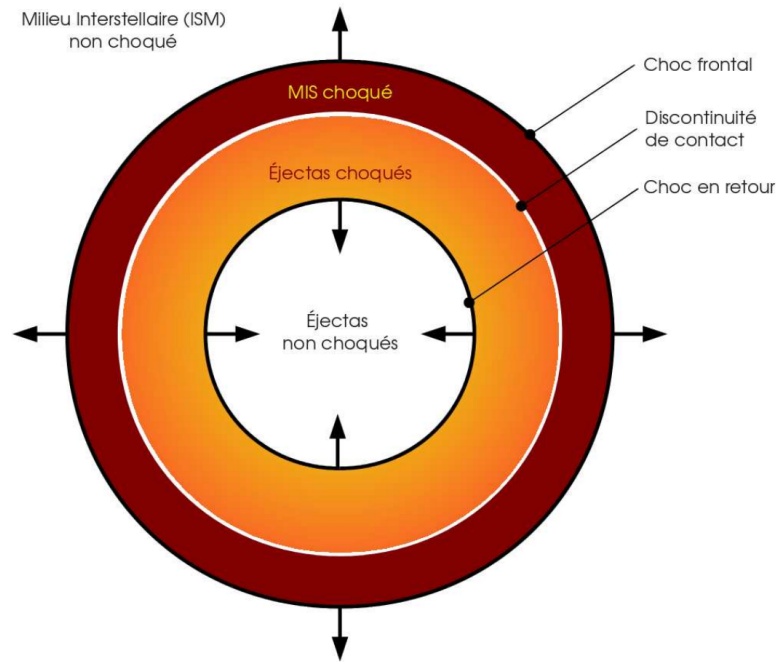


FIGURE 3.1 – Schéma de la structure d'un vestige de supernova durant la phase de Sedov-Taylor, en l'absence d'étoile à neutrons et de nébuleuse de pulsar. Extrait de Brun (2011).

1. La différence de pression entre le milieu interstellaire choqué et les éjectas entraîne l'apparition d'une onde de choc se propageant vers l'intérieur des éjectas. Le choc en retour traverse d'abord les couches externes très denses des éjectas avec une vitesse relativement faible. Mais à mesure que l'onde progresse vers l'intérieur, la densité des éjectas diminue et la vitesse du choc en retour augmente. Ce premier effet marque le début de la décélération de l'onde de choc principale et mène au second effet ;
2. Des instabilités de Rayleigh-Taylor se créent à l'interface entre les éjectas et le milieu interstellaire, induisant les turbulences magnétiques prédites par Enrico Fermi pour expliquer l'accélération efficace de particules relativistes (voir §1.4).

Durant cette deuxième phase, aussi appelée phase « adiabatique », les échanges entre les éjectas et le milieu interstellaire se font sans perte d'énergie. L'évolution du rayon de l'onde de choc en fonction du temps est alors : $R \propto t^{2/5}$. Par ailleurs, la température diminue progressivement : $T \propto t^{-6/5}$. La figure 3.1 montre une représentation schématique de la structure d'un vestige de supernova lors de cette phase. La troisième phase, la **phase radiative**, démarre lorsque la température au niveau de l'onde de choc descend en-dessous de $\sim 10^6$ K. À cette température, la matière du milieu interstellaire qui a été ionisée par le passage de l'onde de choc se recombine avec des électrons libres et forme une coquille dense et froide. Les pertes d'énergie par le rayonnement émis lors de la désexcitation du gaz (dans le domaine de l'ultraviolet) ne sont alors plus négligeables et la pression exercée sur le milieu interstellaire diminue considérablement, tout comme la vitesse de propagation de l'onde de choc (Cioffi et al., 1988). Finalement, lorsque la pression post-choc devient proche de celle du milieu interstellaire, le SNR se dilue progressivement et finit par disparaître.

Cette description fournit une idée générale de l'évolution d'un SNR mais peut se révéler inexacte au cas par cas : certaines phases peuvent être très brèves ou au contraire deux phases peuvent se produire simultanément au sein d'un même SNR dans deux régions distinctes (par exemple RCW 86). Comme nous l'avons écrit précédemment, l'évolution d'un SNR est intimement lié à la densité du milieu dans lequel il

évolue. Si celui-ci est hautement inhomogène, l'onde de choc va évoluer différemment selon la direction considérée. Une discussion sur la complexité de l'évolution des SNRs peut être trouvée dans [Jones et al. \(1998\)](#).

3.3 Données observationnelles

Au cours de l'évolution des vestiges de supernovæ et de leur interaction avec le milieu interstellaire, de nombreux phénomènes physiques se manifestent et produisent des rayonnements sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Nous allons maintenant voir les caractéristiques des SNRs aux différentes longueurs d'onde et les informations que nous pouvons obtenir en les observant sur une large gamme de fréquences.

Radio

Le domaine radio joue un rôle majeur dans l'étude des SNRs. Si le premier vestige de supernova a été identifié en optique, lorsque Edwin Hubble a associé la nébuleuse du crabe à la supernova de l'an 1054 ([Hubble, 1928](#)), c'est grâce aux progrès techniques en radioastronomie du milieu du XX^e siècle que s'est véritablement développée l'étude de ces objets. Aujourd'hui encore, grâce à l'excellente résolution dont jouissent les radiotélescopes, la caractérisation d'un objet comme vestige de supernova repose sur la morphologie et la forme spectrale observées en radio. Avec presque 300 SNRs détectés en radio, les catalogues les plus complets ont été réalisés dans ce domaine (voir par exemple le catalogue [Green, 2017](#)).

L'étude des SNRs dans le domaine de la radio fournit plusieurs informations très intéressantes. En effet, l'émission radio provenant des SNRs ne peut être que d'origine synchrotron. L'observation de la morphologie permet donc de localiser les endroits où les électrons sont confinés et accélérés. La forme spectrale apporte également une contrainte sur les particules accélérées : l'évolution de l'intensité radio S en fonction de la fréquence ν suit une loi de puissance $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ où l'indice spectral α est lié à l'indice de la distribution de particules γ par la relation $\alpha = (\gamma - 1)/2$. Par ailleurs, en étudiant la polarisation de l'émission radio, nous pouvons estimer l'intensité du champ magnétique ainsi que son orientation et son degré d'ordre. Ces différents paramètres ont également un lien avec l'accélération de particules, comme nous le verrons plus loin dans le cas de SN 1006. Enfin, les observations radio permettent d'évaluer la distance à laquelle se situe l'objet observé, soit par la relation $\Sigma - D$ qui relie la brillance radio du SNR à son diamètre¹, soit par l'étude des spectres d'émission/absorption du CO et du H I². Ces méthodes souffrent cependant d'une grande incertitude, de l'ordre de 25–30%.

Infrarouge

Comme nous l'avons vu précédemment, les SNRs sont dits « non-radiatifs » lors des deux premières phases de leur évolution (phase d'expansion libre et phase de Sedov-Taylor). L'émission infrarouge observée, d'origine thermique, ne provient alors pas directement des vestiges de supernovæ mais des poussières d'étoiles qui se dés excitent après avoir été chauffées lors de collisions avec des électrons et des ions très énergétiques. Les observations dans le domaine de l'infrarouge permettent donc de révéler la présence de matière interstellaire et d'estimer ainsi la densité du milieu dans lequel évolue le SNR étudié.

Optique

Dans le domaine de l'optique, il est intéressant d'observer la raie H α , une raie de transition de l'atome d'hydrogène à la longueur d'onde $\lambda = 656.3$ nm. Cette raie est émise lorsque l'électron orbitant autour du

1. Cette méthode est à utiliser avec une grande précaution, comme expliqué dans [Green \(1991\)](#).

2. Nous reviendrons sur cette méthode lors de l'étude de RCW 86, dans le chapitre 6.

noyau d'hydrogène passe du niveau $n = 3$ au niveau $n = 2$ (série de Balmer). Dans le contexte d'une onde de choc se propageant dans le milieu interstellaire, cette raie $H\alpha$ est observée lorsqu'un nuage d'hydrogène neutre (HI) est traversée par l'onde de choc. Ainsi, la détection de la raie permet de suivre la propagation du choc (voir la figure 3.2 de gauche pour l'exemple de RCW 86). En effectuant deux observations à quelques années d'écart, il est alors possible de mesurer la vitesse de propagation du choc pour une distance donnée (mesure des mouvements propres).

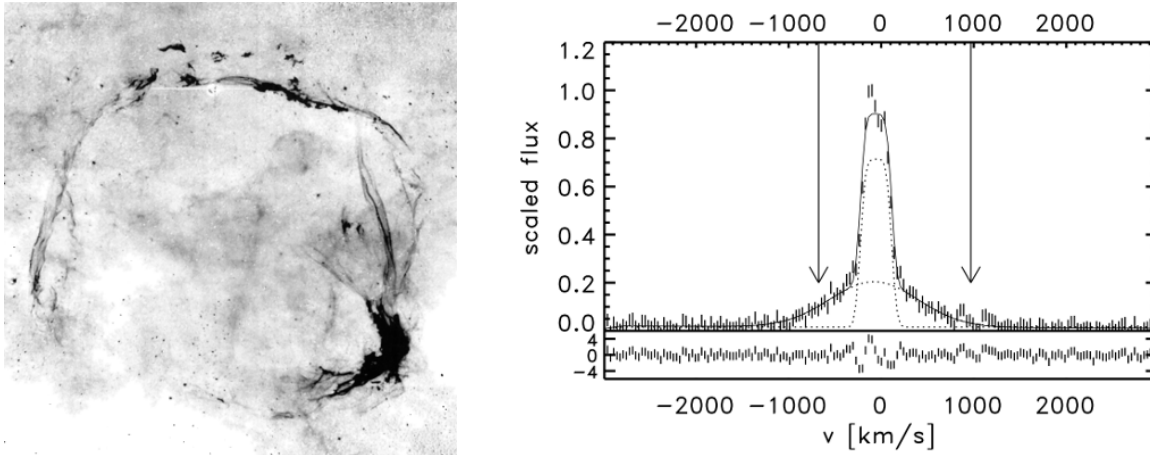


FIGURE 3.2 – (Gauche) Carte de RCW 86 en $H\alpha$. (Droite) Spectre de l'émission $H\alpha$ mesurée dans le Nord-Est de RCW 86. Figures extraites de [Smith \(1997\)](#) et [Heng \(2010\)](#), respectivement.

La raie d'émission $H\alpha$ peut parfois présenter deux composantes superposées : l'une étroite, correspondant au phénomène décrit précédemment, et l'autre plus large (cf. Figure 3.2–Droite). Cette seconde composante est due à l'échange de charge entre l'hydrogène neutre et l'hydrogène ionisé par le passage du choc ([Chevalier et al., 1980](#)). La densité post-choc peut alors être estimée à partir de la largeur de cette composante. Par ailleurs, le rapport de la largeur des deux composantes de l'émission $H\alpha$ est intimement lié à la vitesse du choc car la section efficace du processus d'échange de charge dépend de la vitesse des protons post-choc. Pour une revue sur les chocs dominés par la raie de transition $H\alpha$ (*Balmer-dominated shocks*), voir par exemple [Heng \(2010\)](#).

Rayons X

L'observation du rayonnement X provenant des SNRs donne accès à de précieuses informations tant sur la supernova que sur l'onde de choc qu'elle a engendrée. Allant de ~ 0.1 à ~ 100 keV, ce rayonnement peut être de deux natures : thermique et non-thermique.

L'émission thermique est produite par les éjectas dont la température atteint $10^6 - 10^7$ K. En plus d'un spectre continu produit par Bremsstrahlung (interactions électron-ion) et par la désexcitation des noyaux issus de la recombinaison d'ions, des raies d'émissions peuvent être présentes, trahissant la présence d'éléments bien spécifiques. La spectroscopie en rayons X offre un regard unique sur la constitution de l'étoile progénitrice et la nucléosynthèse qui se produit lors de la supernova (cf. Figure 3.3). L'étude des raies d'émission permet d'estimer l'abondance des éléments α (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ti) et des éléments proches du fer (essentiellement, Fe et Ni). Lorsque les éjectas présentent une forte présence d'oxygène, il est généralement suggéré que l'étoile progénitrice était une étoile massive qui a explosé en supernova par le mécanisme d'effondrement gravitationnel. Ainsi, la spectroscopie X peut être un moyen d'identifier la nature de la supernova. Les raies d'émission du Fe sont d'un grand intérêt car elles renseignent sur l'état d'ionisation du plasma du SNR (température, âge d'ionisation, etc.). Un autre élément est très intéressant,

le ^{44}Ti ($t_{1/2} = 85$ ans). Sa production est très sensible à la température et la quantité de particules α aux premiers instants suivant l'explosion. Cet élément est par ailleurs produit dans les couches les plus internes des éjectas, à la frontière entre l'étoile à neutrons et les éjectas. Aujourd'hui, le ^{44}Ti n'a été détecté que dans SN 1987A (Woodsley & Hoffman, 1991) et Cassiopée A (Grefenstette et al., 2017).

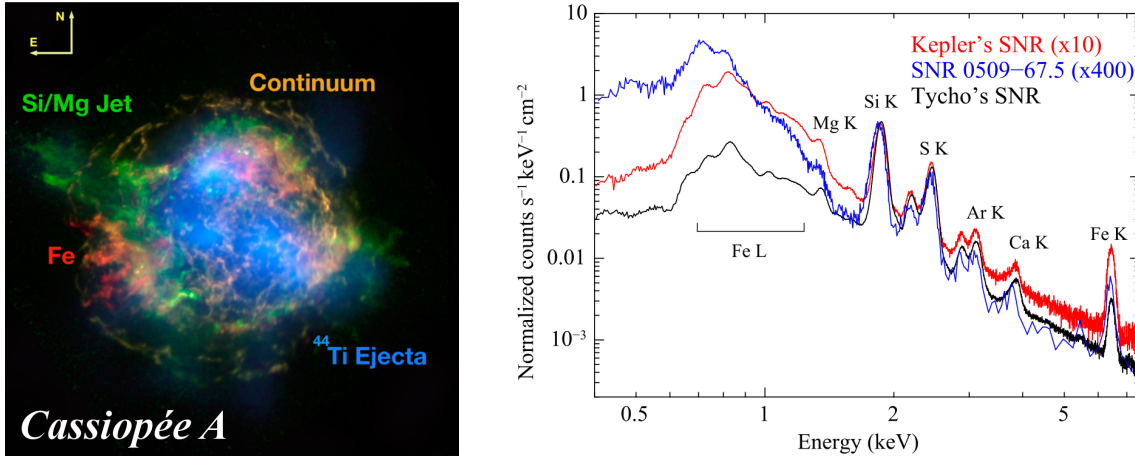


FIGURE 3.3 – (Gauche) Carte de Cassiopée A. Les couleurs représentent les différentes contributions du rayonnement X thermique. (Droite) Spectre X de trois jeunes SNRs présentant plusieurs raies d'émission. Ces images sont extraites de Grefenstette et al. (2017) et Katsuda et al. (2015b) respectivement.

L'émission non-thermique, quant à elle, correspond au rayonnement synchrotron émis par les électrons qui sont confinés et accélérés par l'onde de choc, atteignant ainsi des énergies de l'ordre de 10 – 100 TeV. Dans certains cas, la composante non-thermique domine la composante thermique. Une telle caractéristique a été observée pour la première fois dans le cas de SN 1006 (Koyama et al., 1995) puis dans une poignée d'autres SNRs : RX J1713.7–3946 (Koyama et al., 1997), RCW 86 (Pisarski et al., 1984), RX J0852.0–4622 (Aschenbach, 1998) et HESS J1731–347 (Tian et al., 2010). Comme nous le verrons par la suite, ces cinq SNRs présentent de nombreuses similarités. Ils sont notamment tous détectés au TeV et la morphologie observée corrèle très bien avec l'émission synchrotron X, ce qui confirme la présence de particules accélérées à très haute énergie. L'indice spectral mesuré pour l'émission synchrotron étant toujours plus mou dans le domaine des X ($\alpha \sim 1.5$) qu'en radio ($\alpha \sim 0.5$), le rayonnement X provient donc des électrons les plus énergétiques, proche du maximum de la distribution des particules. En étudiant ce rayonnement, nous pouvons estimer l'énergie de coupure de cette population d'électrons accélérés et ainsi évaluer l'efficacité d'accélération du choc (dans le cas où l'énergie maximale n'est pas limitée par les pertes radiatives). Par ailleurs, la largeur de l'émission synchrotron X est directement liée à l'intensité du champ magnétique : plus le champ magnétique est intense, plus les pertes d'énergie par rayonnement sont grandes ; les électrons perdent la majeure partie de leur énergie très proche du choc, avant d'avoir pu diffuser loin de celui-ci. Ainsi, la détection d'émission synchrotron sous la forme de filaments, par exemple dans SN 1006 et RCW 86, suggère une importante amplification du champ magnétique.

Rayons γ

Grâce aux dernières générations de télescopes Cherenkov (H.E.S.S., VERITAS, MAGIC) et du télescope spatial *Fermi*-LAT, nous savons maintenant que les SNRs rayonnent également à très haute énergie, dans le domaine des rayons γ . À ces énergies-là, l'émission est purement non-thermique et peut provenir de l'interaction des particules accélérées avec la matière du milieu interstellaire (Bremsstrahlung), de la diffusion Compton inverse des électrons sur les champs de photons de basse énergie ou de la désintégration de π^0

produits lors d'interactions hadroniques (voir §1.5). À titre d'exemple, la figure 3.4 montre les spectres γ obtenus en simulant ces différents processus.

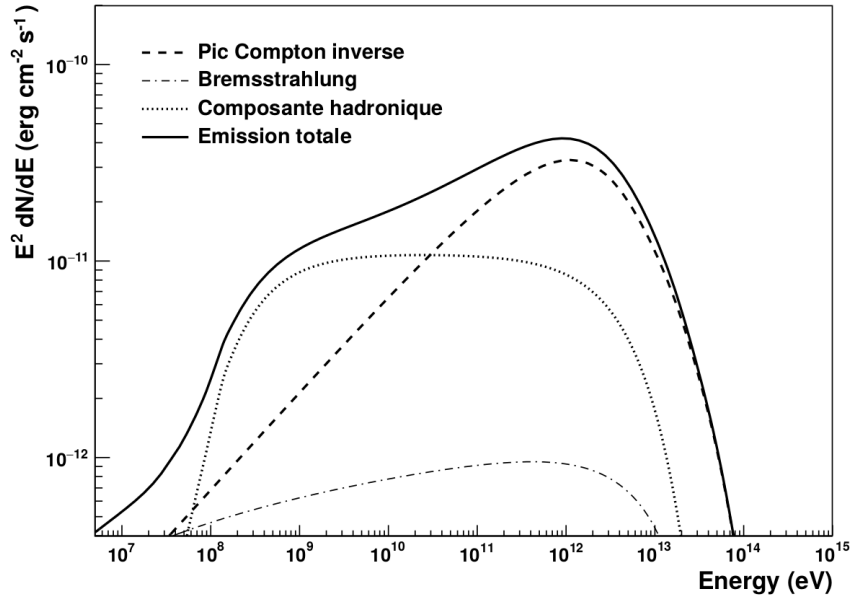


FIGURE 3.4 – Simulation de l'émission γ produite par l'effet Compton inverse (ligne tiretée), la désintégration de π^0 (ligne pointillée) et Bremsstrahlung (ligne tiret-point) pour une population d'électrons/protons d'indice 2.0, avec un rapport e/p de 0.01, un champ magnétique de $15 \mu\text{G}$ et une densité de matière de 1.0 cm^{-3} . La somme des trois contributions est représentée par la courbe en trait continu. Les valeurs de flux sont arbitraires.

La détection d'émission γ signale donc la présence de particules de haute énergie. Si le rayonnement a été émis par des électrons, il indique également la position d'un accélérateur actif de rayons cosmiques car les électrons ne peuvent pas s'échapper de l'onde de choc qui les accélère.

C'est d'ailleurs grâce au rayonnement synchrotron et Compton Inverse que de nombreux SNRs ont été identifiés. En revanche, comme les protons peuvent s'échapper de l'onde de choc et se propager dans le milieu interstellaire, l'émission γ d'origine hadronique n'indique pas nécessairement la présence d'une source de rayons cosmiques mais simplement la présence de hadrons qui interagissent avec un milieu dense en matière.

À l'instar du rayonnement X, l'émission dans le domaine du TeV sonde les particules de plus haute énergie. L'étude du rayonnement γ de très haute énergie permet donc d'évaluer l'énergie maximale à laquelle les particules sont accélérées.

3.4 Modélisation du rayonnement non-thermique

Dans la troisième partie de ce manuscrit, nous allons utiliser un code de modélisation pour reproduire le rayonnement non-thermique des SNRs, de la radio aux rayons γ de très haute énergie. Ce code simule le rayonnement émis par une population de particules accélérées via les différents mécanismes présentés dans le paragraphe 1.5. Nous allons maintenant décrire le code en question et présenter les hypothèses sur lesquelles il repose. Ce modèle a été initialement établi dans le cadre de la thèse de Lemoine-Goumard (2006).

Pour obtenir une vision réaliste du mécanisme d'accélération des particules et des différents effets qui en découlent, il est nécessaire de recourir à la magnétohydrodynamique et de prendre en compte les effets non-

linéaires de l'accélération diffuse par onde de choc. De telles simulations sont d'une grande complexité et nécessitent des ressources informatiques importantes pour que les temps de calcul soient raisonnables. Nos objectifs étant bien plus modestes, nous n'allons pas reproduire l'accélération des particules et simplement considérer le résultat, à savoir une distribution de particules de haute énergie au niveau de l'onde de choc du SNR.

Définition des populations de particules

Une première hypothèse est que nous avons supposé l'injection des électrons et des protons constante au cours du temps. Les populations de particules peuvent être définies par :

- une loi de puissance simple d'indice α suivie d'une coupure exponentielle à l'énergie E_{\max} :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\alpha} \times \exp\left(-\frac{E}{E_{\max}}\right) \quad (3.6)$$

- une loi de puissance brisée d'indices α et β , caractérisée par l'énergie de brisure E_b et également suivie d'une coupure exponentielle à l'énergie E_{\max} :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\alpha} \left[1 + \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\alpha+\beta}\right]^{-1} \times \exp\left(-\frac{E}{E_{\max}}\right) \quad (3.7)$$

Ces fonctions sont définies à partir de 511 keV pour les électrons et 1 GeV pour les protons.

Deux effets peuvent affecter la distribution des particules : les pertes d'énergies radiatives et l'échappement des particules hors de l'onde de choc. Pour les électrons, les pertes radiatives se font principalement par rayonnement synchrotron avec un temps caractéristique :

$$\tau_{\text{sync}} = 12.5 \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}}\right)^{-1} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}}\right)^{-2} \text{ ans} \quad (3.8)$$

Ainsi, les pertes par émission synchrotron sont d'autant plus importantes que le champ magnétique est intense. De plus, les pertes radiatives augmentent avec l'énergie des particules. Dans un champ magnétique de 10 μG , le temps caractéristique vaut 12500 ans pour un électron de 10 TeV et seulement 1250 ans pour un électron de 100 TeV. Pour les protons, les pertes radiatives se font par interactions proton-proton avec un temps caractéristique :

$$\tau_{\text{pp}} \simeq 1.4 \times 10^8 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{ ans} \quad (3.9)$$

Pour une densité de 1 cm^{-3} , τ_{pp} vaut 1.4×10^8 ans, ce qui est bien plus grand que la durée de vie des vestiges de supernovæ ($\sim 10^6$ ans). Les pertes radiatives seront donc négligées pour les protons.

La distribution des rayons cosmiques peut également être limitée par l'échappement des particules. Dans le cas d'un échappement par diffusion, le temps caractéristique τ_{diff} correspond au temps au bout duquel la particule aura dérivé d'une distance égale à l'épaisseur de la coquille ΔR , soit $\sqrt{2D_{\text{diff}}\tau_{\text{diff}}} = \Delta R$. Dans le cas du régime de Bohm (diffusion très efficace), le coefficient de diffusion s'écrit $D_{\text{diff}} = E/(3eB)$, d'où l'expression de τ_{diff} :

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{3eB}{2E} \Delta R^2 = 4523 \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}}\right)^{-1} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}}\right) \left(\frac{\Delta R}{1 \text{ pc}}\right)^2 \text{ ans} \quad (3.10)$$

L'échappement par convection est caractérisé par le temps τ_{conv} qui est donné par la relation :

$$\tau_{\text{conv}} = \frac{\rho \Delta R}{V_{\text{choc}}} \quad (3.11)$$

où ρ est le facteur de compression et V_{choc} la vitesse de l'onde de choc. En tenant compte de ces deux mécanismes, le temps caractéristique d'échappement des particules s'écrit :

$$\tau_{\text{ech}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{diff}}} + \frac{1}{\tau_{\text{conv}}} \right)^{-1} \quad (3.12)$$

Pour les électrons, le temps caractéristique de pertes radiatives est bien plus court que le temps caractéristique d'échappement. Ce dernier effet est donc négligé pour les électrons. En revanche, l'échappement des protons doit être pris en compte.

Processus d'émission

Une fois que la distribution des particules est obtenue, il faut calculer le rayonnement émis par les rayons cosmiques sur l'ensemble du spectre électromagnétique.

Nous avons vu dans le paragraphe 1.5 que les électrons rayonnent par effet Compton inverse, par Bremsstrahlung et par effet synchrotron. Ces trois processus ont été modélisés en utilisant les équations données dans le chapitre 3 de Lemoine-Goumard (2006). Pour la diffusion Compton inverse, nous avons considéré comme champs de photons cibles le fond diffus cosmologique, les photons infrarouge émis par les poussières interstellaires et les photons optiques émis par les étoiles. Les valeurs de densité d'énergie des champs de photons sont déterminées avec GALPROP (Porter et al., 2008) à la position des SNRs étudiés.

Quant aux protons, ils produisent des rayons γ grâce à la désintégration des π^0 produits lors d'interactions proton-proton. En plus des π^0 , des pions chargés (π^\pm) sont également créés et produisent par la suite des électrons et des positrons par le biais de muons. L'ensemble de ces interactions a été paramétrisé grâce à des simulations par Kelner et al. (2006). Si l'on note $N(E_p)$ la distribution de protons d'énergie E_p et σ_{pp} la section efficace d'interaction proton-proton, le flux de rayons γ émis s'écrit :

$$\phi_\gamma = cn \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{\text{pp}}(E_p) N(E_p) F_\gamma \left(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p \right) \frac{dE_p}{E_p} \quad (3.13)$$

avec $F_\gamma(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p)$ la fonction décrivant le spectre γ émis par un proton d'énergie E_p .

Les paramètres libres

Le modèle que nous avons brièvement décrit comporte un certain nombre de paramètres libres qui peuvent être ajustés à la main ou par un algorithme d'optimisation (par exemple, un ajustement en χ^2) :

- les indices Γ_e et Γ_p des distributions d'électrons et de protons ;
- l'énergie maximale des particules ($E_{\text{max,e}}$ et $E_{\text{max,p}}$) ;
- l'énergie injectée dans les électrons (W_e) et les protons (W_p) ;
- l'intensité du champ magnétique B ;
- la densité du milieu n ;
- la distance D de la source ;
- l'épaisseur ΔR de la coquille.

Comme nous le verrons dans la troisième partie, tous les paramètres ne seront pas systématiquement ajustés. Par exemple, la densité n du milieu pourra être fixée à des valeurs déterminées dans d'autres travaux. Les indices Γ_e et Γ_p pourront également prendre la même valeur afin de limiter l'espace des phases couvert par le modèle.

3.5 Le paradigme des SNRs

Pour conclure ce chapitre, nous allons revenir sur ce qui lie les rayons cosmiques, les vestiges de supernovæ et l'astronomie γ afin de souligner les aspects sur lesquels nous nous sommes concentrés lors de ce travail de thèse. L'objectif est d'exposer la problématique étudiée ainsi que l'état des connaissances au moment où ce travail a débuté.

Dans le chapitre 1, nous avons introduit la notion de rayons cosmiques et nous avons vu que leur nature chargée rendait impossible l'observation directe des objets qui les accélèrent. L'identification des sources de rayons cosmiques nécessite le recours à un vecteur d'information neutre et stable pour pouvoir les observer indirectement : les photons. Mais avant toute considération observationnelle, la question de l'origine des rayons cosmiques a été étudiée d'un point de vue théorique et quelques travaux majeurs ont permis d'élucider partiellement le problème à l'échelle de la Galaxie. Le premier pas vers la théorie moderne a été effectué par [Baade & Zwicky \(1934\)](#) lorsque les auteurs ont montré que les supernovæ pouvaient être responsable d'un flux de rayons cosmiques compatible avec celui obtenu expérimentalement sur Terre. Par la suite, Enrico Fermi a formulé un mécanisme d'accélération des particules menant au spectre des rayons cosmiques en loi de puissance qui est observé (voir §1.4.1). Enfin, [Blandford & Ostriker \(1978\)](#) ont établi la connexion entre le mécanisme de Fermi et les ondes de choc produites par les supernovæ, donnant ainsi naissance à la théorie DSA (*Diffusive Shock Acceleration*). Par ailleurs, un bilan énergétique montre que les supernovæ, compte tenu de la fréquence ν_{SN} à laquelle elles se produisent dans la Galaxie, permettent de maintenir aisément la densité d'énergie ε_{cr} des rayons cosmiques dans notre galaxie ($\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$). La puissance nécessaire pour maintenir une telle densité d'énergie dans le volume de la Galaxie V_{gal} s'écrit $P_{\text{cr}} = \varepsilon_{\text{cr}} V_{\text{gal}} / \tau_{\text{ech}}$, avec τ_{ech} le temps au bout duquel les rayons cosmiques s'échappent de la Galaxie. Avec $V_{\text{gal}} \sim 350 \text{ kpc}^3$ et $\tau_{\text{ech}} \sim 10^7$ ans (pour $E_{\text{cr}} = 1 \text{ GeV}$), P_{cr} vaut $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. La puissance P_{sn} produite par les supernovæ s'écrit $P_{\text{sn}} = E_{\text{sn}} \nu_{\text{sn}}$. En sachant que l'énergie libérée par une supernova est $\sim 10^{51} \text{ erg}$ et que $\nu_{\text{sn}} = 0.03 \text{ an}^{-1}$, on obtient $P_{\text{sn}} = 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ ([Ferrand, 2007](#)). Ainsi, si 10% de l'énergie libérée par chaque supernova est transférée à des particules via l'onde de choc qu'elle a créée, les supernovæ peuvent maintenir la densité d'énergie du rayonnement cosmique mesurée dans notre galaxie. À partir de ces différents arguments, le « paradigme des SNRs » a été établi : les puissantes ondes de choc produites par les supernovæ sont les principales sources de rayons cosmiques à l'échelle de la Galaxie et accélèrent des particules jusqu'au « genou », à $\sim 10^{15} \text{ eV}$. Cependant, il reste nécessaire de confirmer expérimentalement cette théorie. Pour cela, quatre points doivent être vérifiés :

1. Les SNRs accélèrent bien des particules ;
2. Les protons sont accélérés par les SNRs ;
3. Les protons sont accélérés au moins jusqu'au PeV ;
4. 10% de l'énergie de la supernova E_{SN} sont transférés aux particules accélérées.

Nous allons maintenant voir quel était l'état de la connaissance concernant ces quatre points au démarrage de ce travail.

Les SNRs, des accélérateurs de particules ?

Grâce au développement de la radioastronomie dans un premier temps puis de l'astronomie X quelques décennies plus tard, le premier point a été facilement vérifié. En effet, dès le début des années 60, de l'émission synchrotron a été détectée en provenance de plusieurs SNRs dans le domaine de la radio, apportant ainsi la preuve que des électrons y sont accélérés jusqu'au GeV. Dans les années 90, la détection de rayonnement synchrotron au-delà du keV a mis en évidence la présence d'électrons de plus grande énergie, de l'ordre de 10 – 100 TeV.

Des protons sont-ils également accélérés ?

En revanche, le deuxième point a posé davantage de problèmes. S'il est évident que des électrons sont très efficacement accélérés, il reste à prouver que les protons et les ions le sont également puisqu'ils constituent 99% du rayonnement cosmique. Les traces de la présence de protons de haute énergie sont à chercher dans le domaine des rayons γ et plus précisément au GeV. À ces énergies-là, les électrons rayonnent principalement par le mécanisme de diffusion Compton inverse tandis que les protons peuvent produire indirectement des rayons γ lors d'interactions hadroniques dans des régions denses en matière. En fonction du processus dominant l'émission γ , la forme spectrale ne sera pas la même. Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 1.5.4, l'émission γ d'origine hadronique mène à un spectre qui croît drastiquement à partir de ~ 100 MeV puis se stabilise avec un indice spectral $\Gamma = 2.0 - 2.2$ (en supposant que l'indice de la distribution de protons est également 2.0–2.2). Ainsi, pour vérifier que les protons sont également accélérés par les ondes de choc, il faut chercher cette forme spectrale dans l'émission γ des SNRs. Mais l'identification de l'origine de l'émission γ (leptonique ou hadronique) n'est pas évidente et dans de nombreux cas, la précision des données n'est pas suffisante pour favoriser avec certitude l'une ou l'autre. Grâce à l'accumulation des données enregistrées par le *Fermi*-LAT et une compréhension grandissante du fonctionnement du détecteur, d'importants progrès ont été fait sur ce point-là. En 2013, un article a rapporté la détection du fameux *pion bump* dans le spectre de deux SNRs, W44 et IC 443 (Ackermann et al., 2013). Dans le cas de Tycho (Giordano et al., 2012) et Cassiopée A (Abdo et al., 2010a; Yuan et al., 2013), le spectre plat observé pour $E > 1$ GeV favorise fortement une origine hadronique mais l'absence de points significatifs à plus basse énergie empêche de conclure avec certitude. Toutes ces sources ont un point commun : l'onde de choc est en interaction avec une région du milieu interstellaire très dense, ce qui offre une excellente cible pour les interactions hadroniques. Ainsi, le deuxième point semble être vérifié, autant dans des vieux SNRs (W44, IC 443) que dans des très jeunes vestiges (Tycho, Cassiopée A).

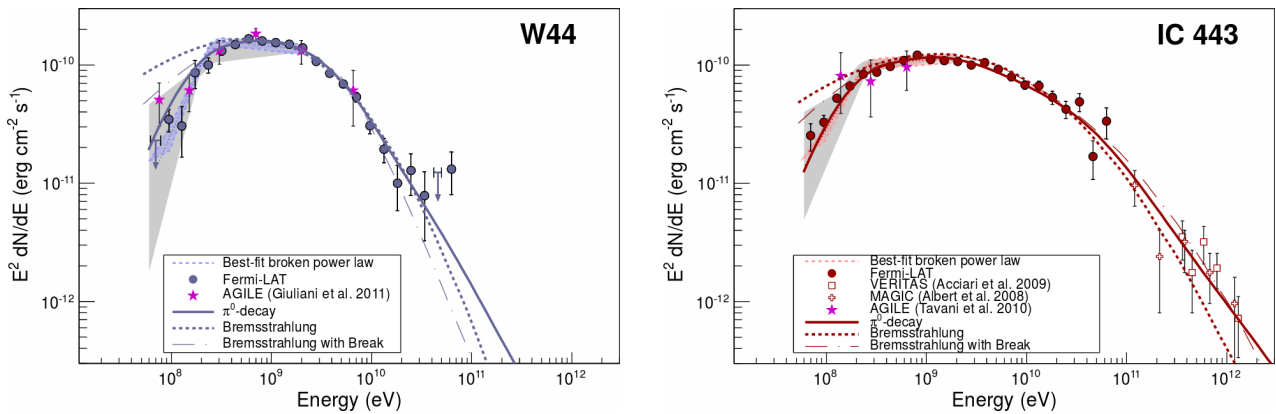


FIGURE 3.5 – Spectre γ des SNR W44 (gauche) et IC 443 (droite). Les figures sont extraites de Ackermann et al. (2013).

Énergie maximale des particules

Le troisième critère qui doit être observé pour vérifier le paradigme des SNRs est l'accélération de protons jusqu'à 10^{15} eV. L'énergie maximale atteinte par les particules peut être limitée par les pertes radiatives (dans le cas des électrons) mais surtout par la taille finie de l'onde de choc qui ne permet pas un confinement parfait des particules. Ainsi, à partir de la phase de Sedov-Taylor, le rayon de giration des protons devient comparable aux dimensions du SNR et les particules commencent à s'échapper du choc (Gabici, 2011; Dwarkadas et al., 2012). Jusqu'à présent, la plupart des spectres γ des SNRs connus, indépendamment de

leur âge, présentent une coupure exponentielle à moins de 100 TeV. Seul le spectre de Tycho semble se prolonger jusqu'à plusieurs centaines de TeV. D'un point de vue théorique, l'énergie maximale que peuvent atteindre les particules accélérées dans les SNRs a été calculée par [Lagage & Cesarsky \(1983\)](#) :

$$E_{\max} \sim 23 Z \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{-1/6} \text{ TeV} \quad (3.14)$$

Dans le cas de protons ($Z = 1$) soumis à un champ magnétique de $5 \mu\text{G}$ (une valeur caractéristique du milieu interstellaire), pour une énergie E de 10^{50} erg, une densité de 1 cm^{-3} et une masse d'éjecta égale à une masse solaire, l'énergie maximale atteinte est de l'ordre de 100 TeV. Mais d'après les résultats expérimentaux (ex : Tycho), cette valeur théorique pourrait être légèrement sous-estimée. Il a en effet été montré que des effets non-linéaires de l'accélération diffusive par onde de choc peuvent mener à une amplification importante du champ magnétique ([Bell & Lucek, 2001](#)), ce qui améliore l'efficacité d'accélération du mécanisme DSA (cf. 1.4.2). L'énergie maximale atteinte par les particules accélérées est ainsi supérieure à la valeur prédite par la théorie linéaire. Néanmoins, la question de l'énergie maximale des particules reste ouverte et davantage de résultats sont nécessaires pour vérifier si les SNRs sont bien capables de produire des rayons cosmiques jusqu'à 10^{15} eV.

La quantité d'énergie transférée aux rayons cosmiques

Les résultats expérimentaux sont également en tension avec la théorie sur ce point-là, les 10% de E_{SN} transférés aux protons n'étant pas toujours atteints. Par exemple, le spectre de RCW 86 est reproduit en injectant seulement $\sim 7\%$ de l'énergie de la supernova dans les protons ([Lemoine-Goumard et al., 2012](#)). En revanche, [Zirakashvili et al. \(2014\)](#) ont estimé que pour Cassiopée A l'énergie transférée aux protons pourrait atteindre 25% de E_{SN} . Il est important de noter que les résultats des modélisations peuvent grandement varier lorsque les paramètres du modèle changent. Notre connaissance de l'environnement des SNRs est généralement approximative et les effets non-linéaires de l'accélération diffusive par onde de choc peuvent fortement impacter les résultats. Mais nous discuterons à nouveau de ce point lors de l'étude des différentes sources, dans la troisième partie de ce manuscrit.

DEUXIÈME PARTIE



Le *Fermi* Large Area Telescope

CHAPITRE 4

Description du Large Area Telescope

Contents

4.1	Contexte et présentation générale	43
4.2	Structure du détecteur	45
4.2.1	Trajectographe	45
4.2.2	Calorimètre	46
4.2.3	Détecteur anti-coïncidence	47
4.3	Traitement des données à bord du satellite <i>Fermi</i>	49
4.4	Reconstruction des événements	49
4.5	Fonctions de réponse de l'instrument	50
4.6	Pass 8, ultime version des données du LAT	52

4.1 Contexte et présentation générale

Après le succès de la mission CGRO, avec à son bord le télescope EGRET (Hartman et al., 1992) qui effectua la première cartographie complète du ciel au-dessus de 50 MeV, la communauté scientifique souhaite poursuivre l'exploration du ciel des hautes énergies avec un nouvel instrument, bénéficiant de l'expérience acquise précédemment ainsi que des avancées technologiques. Initié au milieu des années 90 (Atwood & GLAST Collaboration, 1994), le projet *Gamma-ray Large Area Space Telescope* (GLAST) fut préparé pendant plus de 10 ans avant d'être lancé le 11 juin 2008 par une fusée Delta II depuis le centre spatial de Cap Canaveral (Figure 4.1). Une fois mis en orbite, il fut renommé *Fermi Gamma-Ray Telescope* (*Fermi*) en l'honneur du célèbre physicien Enrico Fermi qui proposa un mécanisme d'accélération des rayons cosmiques par onde de choc (cf. § 1.4.1). Les opérations scientifiques démarrèrent officiellement le 4 août 2008 après 2 mois durant lesquels les instruments furent mis à l'épreuve et leur bon fonctionnement vérifié. Des phénomènes particuliers comme l'Anomalie de l'Atlantique Sud ou l'influence de l'albédo terrestre furent également étudiés durant cette première phase pour compléter les modélisations réalisées avant le lancement.

À bord du satellite *Fermi* se trouvent deux instruments : le *Large Area Telescope* (LAT) et le *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM). Le premier est l'instrument principal de cette mission et a pour objectif d'observer l'ensemble du ciel gamma de haute énergie (de 30 MeV à plus de 500 GeV) et des sources qui rayonnent à ces énergies-là. Le GBM¹, quant à lui, est dédié à l'étude des phénomènes transitoires d'origine extragalactique, les sursauts γ (cf. § 2.3.3). Une description détaillée du LAT est publiée dans Atwood et al.

1. Le GBM ne sera pas décrit en détail dans ce manuscrit. Pour plus d'informations, voir Meegan et al. (2009).

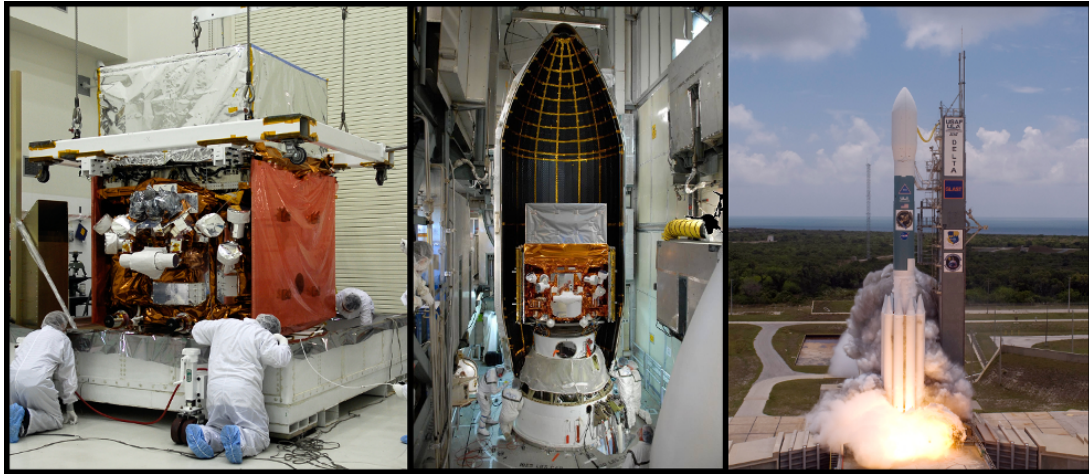


FIGURE 4.1 – Le satellite *Fermi* avant le lancement, lors de son intégration (Gauche) et une fois placé dans la tête du lanceur (Milieu). À droite, lancement de la fusée *Delta II* avec le satellite *Fermi* à son bord, le 11 juin 2008.

(2009) tandis que l'étalonnage et les performances de l'instrument en orbite sont présentés dans [Ackermann et al. \(2012b\)](#).

Le satellite *Fermi* orbite autour de la Terre dans un plan incliné à 26.6° par rapport au plan équatorial et à une altitude de 565 km. Afin d'exploiter au mieux le grand champ de vue (2.4 sr) dont dispose le LAT et qui lui permet d'observer à tout instant une large partie du ciel ($\sim 20\%$), le mode nominal de fonctionnement de l'instrument est le mode *balayage*. Dans cette configuration, la direction normale du télescope pointe successivement dans une direction à $+50^\circ$ et -50° par rapport au zénith. La bascule du satellite s'effectue à chaque nouvelle révolution, soit toutes les 96 minutes. Ainsi, le LAT observe une première moitié du ciel lors d'une révolution autour de la Terre puis la seconde moitié du ciel lors de la révolution suivante. De cette façon, l'ensemble du ciel est couvert en seulement trois heures, avec une exposition globalement uniforme. Le LAT peut également opérer en mode *pointé* et se focaliser temporairement sur une source présentant une activité inhabituelle ou observer un sursaut γ repéré par le LAT, le GBM ou par d'autres instruments comme INTEGRAL, RXTE ou *Swift*.

Comme les rayons γ de haute énergie ne peuvent être réfléchis ou même déviés (au contact de la matière, ils sont absorbés), le principe de détection du LAT repose sur la conversion des rayons γ en une paire e^+e^- par leur interaction avec la matière dans l'instrument. L'électron et le positron ainsi créés poursuivent leur propagation en produisant d'autres particules au sein du trajectographe qui enregistre pas-à-pas leurs trajectoires tandis que le calorimètre, en-dessous du trajectographe, sert à mesurer l'énergie de la gerbe électromagnétique. L'ensemble de ces informations est ensuite recombinaé pour déterminer la direction et l'énergie du rayon γ initial. Afin de rejeter le maximum de rayons cosmiques, le trajectographe est entouré d'un système capable de détecter le passage d'une particule chargée et de déclencher le rejet d'un événement détecté en coïncidence.

Les objectifs scientifiques du LAT sont nombreux : il vise tout d'abord à prolonger le travail d'EGRET en identifiant les sources précédemment révélées mais aussi à approfondir notre connaissance des mécanismes d'accélération de particules à haute énergie au sein d'objets galactiques (pulsars, nébuleuses de pulsars, restes de supernovæ) et extra-galactiques (noyaux actifs de galaxies) ainsi que la nature même de ces objets. La matière noire est également un thème étudié avec le LAT via la recherche d'émissions γ qui signaleraient sa conversion, dans l'hypothèse où celle-ci prendrait la forme de particules élémentaires nommées

WIMPs². Enfin, le LAT explore la physique à l'échelle de l'Univers et teste les modèles cosmologiques en observant des objets à très grande distance, avec un décalage vers le rouge $z \geq 0.6$.

Nous allons maintenant décrire plus en détail les trois éléments qui constituent le LAT : le trajectographe, le calorimètre et le détecteur anti-coïncidence.

4.2 Structure du détecteur

Le LAT est constitué d'un réseau de 4×4 tours identiques, le tout maintenu par une structure en aluminium de faible masse. Chaque tour est indépendante des autres et est formée d'un module du calorimètre sur lequel repose un module du trajectographe. Le détecteur anti-coïncidence entoure la partie haute de l'ensemble des tours, où se trouvent les trajectographes (Figure 4.2).

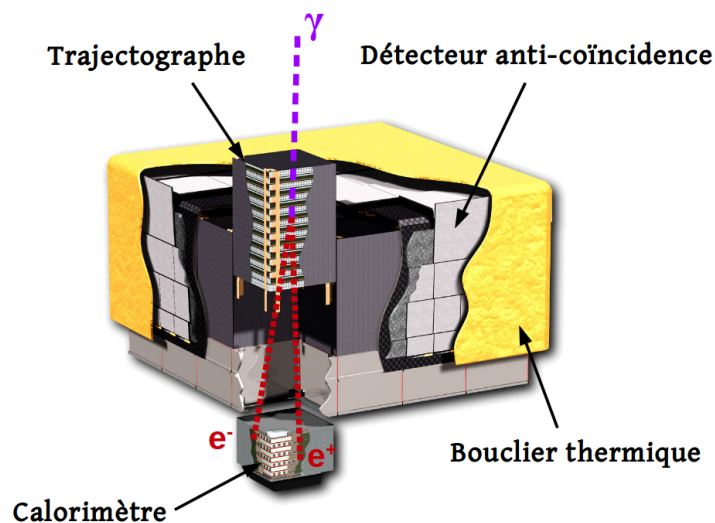


FIGURE 4.2 – Représentation schématique du LAT. Les trois principaux éléments constituant le détecteur (calorimètre, trajectographe et détecteur anti-coïncidence) sont indiqués par des flèches. L'interaction d'un rayon γ dans l'instrument et sa conversion en paire e^+e^- sont également représentées.

4.2.1 Trajectographe

Le trajectographe a deux fonctions : provoquer la conversion des rayons γ incidents et suivre la trajectoire des paires e^+e^- ainsi créées. Pour cela, chaque tour est fait de 18 plateaux (en anglais *tray*) contenant chacun deux couches de détecteurs à piste en silicium (appelés par la suite SSD pour *Silicon Strip Detector*). Dans les 16 premiers plateaux, les SSDs sont séparés par un empilement de feuilles de tungstène, un élément lourd ($Z = 74$), offrant une plus grande section efficace d'interaction et favorisant la conversion des rayons γ (cf. Figure 4.3). Pour obtenir un compromis entre surface efficace et résolution angulaire, les 12 couches de tungstène supérieures, formant la région *front*, sont plus fines (0.010 cm/feuille, soit ~ 0.03 longueurs de radiation³) que les 4 couches inférieures qui forment la région *back* (0.072 cm/feuille, soit

2. Acronyme de *Weakly Interacting Massive Particle*.

3. La longueur de radiation, notée X_0 , est une grandeur caractéristique de l'interaction d'un électron ou d'un positron de haute énergie avec la matière. Elle correspond à la distance au bout de laquelle la particule voit son énergie réduite d'un facteur e .

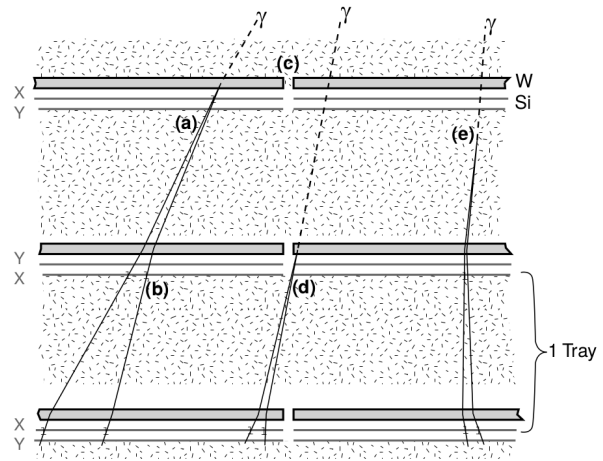
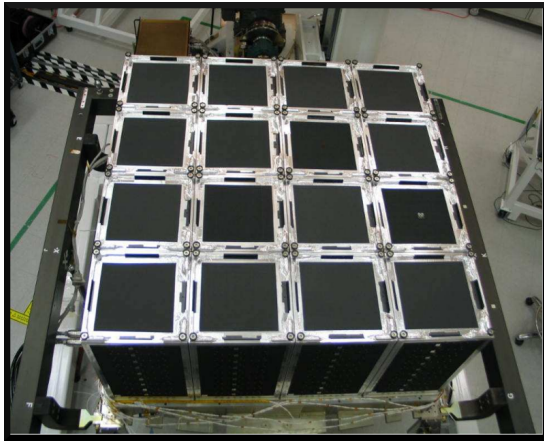


FIGURE 4.3 – (Gauche) Vue de l’ensemble des 16 modules du trajectographe avant l’ajout du détecteur anti-coïncidence. (Droite) Schéma de la structure interne du trajectographe. Les couches de tungstène et les détecteurs à piste en silicium sont indiqués par les symboles chimiques W et Si, respectivement. Pour une description plus complète de ce schéma, voir *Atwood et al. (2009)* dont il est extrait.

$\sim 0.2X_0$). En effet, une plus grande épaisseur augmente la probabilité de convertir les rayons γ incidents, offrant ainsi une meilleure surface efficace, mais augmente parallèlement la probabilité d’interaction des particules secondaires avec le tungstène, modifiant ainsi leur trajectoire. La diffusion multiple des électrons et positrons est un des principaux facteurs limitant de la résolution angulaire du détecteur, notamment à basse énergie où elle est proportionnelle à $1/E$.

La mesure de la position (x,y) d’une particule est rendue possible par la disposition particulière des plateaux, deux plateaux successifs étant orientés perpendiculairement l’un par rapport à l’autre. Ainsi, le SSD situé au bas d’un premier plateau mesure la position de la particule selon un axe (par exemple x) tandis que le SSD situé en haut du plateau du dessous, à une distance de 2 mm, mesure la position selon la direction perpendiculaire (axe y). Pour minimiser les zones « mortes » qui réduiraient la surface efficace, l’électronique d’acquisition est installée sur le côté des tours et est connectée aux SSDs par les angles.

La figure 4.3 de droite montre un schéma de la structure interne du trajectographe ainsi que plusieurs trajectoires possibles pour le passage d’un rayon γ . Dans le cas où le photon se convertit dans le tungstène ((a) et (d)), le passage de la paire e^+e^- créée est ainsi tout de suite détectée par les SSDs situés en-dessous et permet une excellente reconstruction de la direction du γ incident. Si le photon se matérialise en interagissant avec la structure (e), la direction reconstruite sera moins précise, avec une déviation angulaire par rapport à la direction incidente réelle plus grande.

Parmi l’ensemble des paramètres qui caractérisent ce trajectographe (voir Tableau 2 dans *Atwood et al., 2009*), on peut mentionner le rapport hauteur/largeur (0.4) qui offre au LAT son grand champ de vue ou encore l’efficacité de détection du passage d’une particule pour chaque SSD ($> 99\%$). Comme la direction du γ incident est reconstruite grâce à la détection des particules secondaires dans les multiples SSDs, une efficacité réduite d’un ou deux % pour chaque détecteur impliquerait une dégradation significative de l’efficacité globale.

4.2.2 Calorimètre

Situé en-dessous du trajectographe, chacun des 16 modules du calorimètre (un par tour) est constitué de 96 barreaux d’iodure de césium dopé avec du thallium, noté CsI(Tl), disposés en 8 couches de 12 barreaux. Comme pour les plateaux du trajectographe, deux couches de barreaux successives sont orientées

perpendiculairement l'une par rapport à l'autre pour former un réseau (x, y) . Une vue éclatée d'un module du calorimètre est présentée en Figure 4.4.

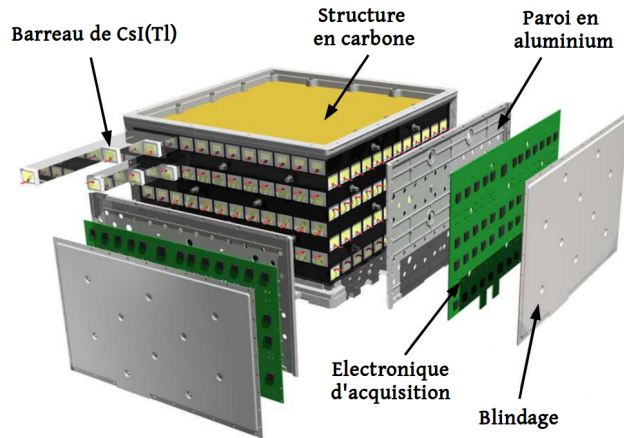


FIGURE 4.4 – Vue éclatée d'un module du calorimètre. Figure adaptée de *Atwood et al. (2009)*.

Le rôle du calorimètre est de mesurer l'énergie de la gerbe électromagnétique résultant de la conversion d'un rayon γ et d'en créer une image afin de fournir un critère de sélection pour discriminer les différents types d'interaction.

Le passage d'une particule chargée dans un cristal de CsI(Tl) ionise le milieu qui, en se désexcitant, émet de la lumière par scintillation. Celle-ci est détectée et enregistrée par des photodiodes situées à chaque extrémité du barreau. Pour couvrir une large gamme en énergie, deux types de diodes sont utilisés : des photodiodes avec une surface de collection de 147 mm^2 , sensibles à des énergies comprises entre 2 MeV et 1.6 GeV, et des plus petites, d'une surface de 25 mm^2 , qui couvrent l'intervalle en énergie 100 MeV–70 GeV.

La position du dépôt d'énergie dans le calorimètre est déterminée par trois coordonnées spatiales : les deux premières correspondent à la position du barreau touché tandis que la troisième est obtenue par la mesure, à chaque extrémité du barreau, de la lumière produite par l'ionisation du milieu. La différence des intensités lumineuses mesurées permet d'évaluer la position du dépôt d'énergie au sein du barreau, avec une précision de quelques millimètres pour un dépôt d'énergie de $\sim 10 \text{ MeV}$ et inférieure à 1 mm pour des énergies supérieures à 1 GeV. Cette propriété est causée par l'atténuation de la lumière dans le CsI.

La dimension des barreaux ($2.7 \text{ cm} \times 2.0 \text{ cm} \times 32.6 \text{ cm}$) est un compromis entre la volonté de minimiser le nombre de voies d'acquisition et la nécessité d'une segmentation du calorimètre suffisamment fine pour permettre une reconstruction précise de la géométrie de la gerbe électromagnétique. La profondeur verticale du calorimètre est de 8.6 longueurs de radiation (pour un total de $10.1 X_0$ sur l'ensemble du LAT) et permet un développement suffisant des gerbes pour estimer correctement l'énergie de la particule incidente.

4.2.3 Détecteur anti-coïncidence

De par sa conception, le LAT est très sensible au rayonnement cosmique qui est fait de particules chargées. Celles-ci interagissent abondamment dans le détecteur et déclenchent le système d'acquisition comme le font les particules secondaires résultant de la matérialisation d'un photon γ . De fait, les rayons cosmiques constituent une source de nuisance importante qu'il est nécessaire de prendre en compte. Pour cela, le LAT dispose d'un détecteur anti-coïncidence (ACD pour *anticoïncidence detector*) qui a pour fonction de repérer le passage d'une particule chargée avant son entrée dans le trajectographe et de bloquer

l'acquisition des données liées à cet événement. Ce détecteur permet de rejeter en amont un grand nombre d'événements parasites et complète l'analyse de la forme géométrique de la gerbe électromagnétique produite dans le calorimètre pour discriminer un événement « gamma » d'un événement « rayon cosmique ».

Le principe de l'ACD consiste à entourer le trajectographe de scintillateurs plastiques qui, au passage d'une particule chargée, vont produire un signal lumineux suite à l'ionisation du milieu. Ce signal est ensuite acheminé par des fibres optiques à des photomultiplicateurs (PM) qui l'amplifient et le transforment en signal électrique.

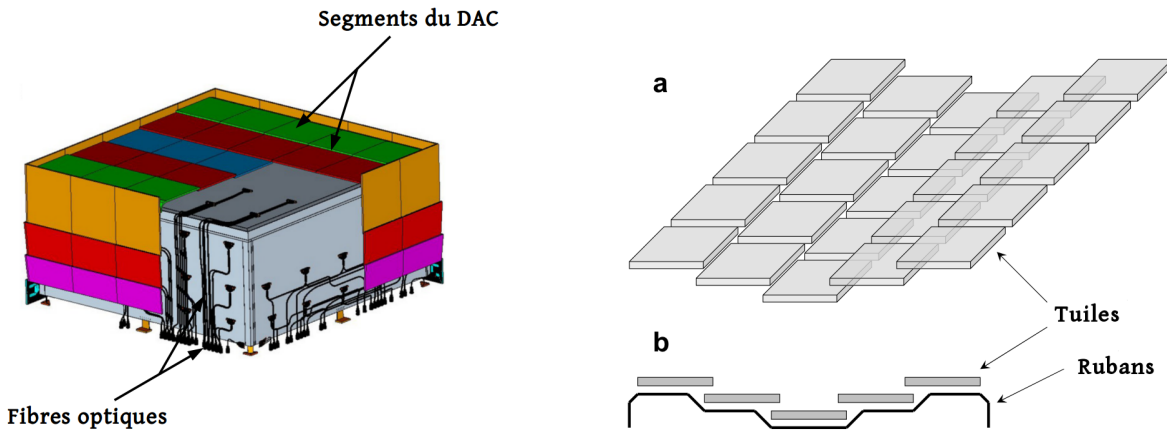


FIGURE 4.5 – (Gauche) Représentation schématique de l'ACD. (Droite) Disposition des segments de l'ACD sur le haut du LAT. Images originales extraites de *Moiseev et al. (2007)*.

L'ACD a été pensé de façon à corriger une faiblesse de celui qui équipait EGRET, le prédécesseur de *Fermi*. Dans la configuration d'EGRET, le phénomène de *backsplash* provoquait un *self-veto* : l'ACD était déclenché par l'interaction via diffusion Compton de particules secondaires rétro-diffusées (majoritairement des photons de 100 keV–1 MeV) issues des gerbes électromagnétiques qui se développaient dans le calorimètre (*Esposito et al., 1999*). Ainsi, le rejet d'événements γ suite à un déclenchement de l'ACD dégradait significativement l'efficacité de détection de l'instrument au-dessus de 1 GeV. Pour éviter ce problème dans le cas du LAT, le détecteur anti-coïncidence a été segmenté en 25 tuiles couvrant la partie supérieure du LAT et 16 tuiles par côté, pour un total de 89 tuiles. Seuls les modules proches de la trajectoire qui a déclenché le trajectographe sont considérés, ce qui réduit drastiquement la surface de l'ACD qui peut contribuer à l'effet de *backsplash*. La segmentation de l'ACD ne suit pas l'agencement des tours du trajectographe pour éviter d'aligner les espaces vides séparant chaque élément de ces sous-systèmes et de renforcer les zones « mortes » du LAT. Comme le montre la Figure 4.5–Droite, les tuiles se chevauchent selon une direction pour limiter l'espacement entre chacune d'elle et offrir une meilleure protection du LAT. L'espacement entre les tuiles le long de la direction perpendiculaire (~ 2.5 mm) est comblé grâce à l'utilisation de fibres scintillantes, appelées rubans. Ces rubans bénéficient d'une efficacité de détection moindre mais ne représentent qu'une faible fraction de la surface totale couverte par l'ACD ($< 1\%$).

L'épaisseur des tuiles a été contrainte par deux phénomènes indésirables. Premièrement, l'ACD constitue une couche de matière pouvant servir de cible aux rayons γ et provoquer leur conversion en paire e^+e^- avant d'entrer dans le trajectographe, dégradant ainsi la précision de la reconstruction de la direction incidente. Deuxièmement, les rayons cosmiques peuvent également interagir avec l'ACD et entraîner la production de rayons γ via les particules secondaires (par exemple, par la désintégration de π^0). Pour limiter ces deux phénomènes, l'épaisseur des tuiles est de 10.0 mm, correspondant à 0.06 X_0 . En terme de performances, l'efficacité de détection des tuiles de l'ACD dépasse 99.97% pour atteindre l'objectif d'une

efficacité de réjection des rayons cosmiques de 99.999% lorsque l'ensemble des sous-systèmes du LAT sont combinés.

Pour une discussion détaillée sur la conception de l'ACD et ses caractéristiques, voir [Moiseev et al. \(2007\)](#).

4.3 Traitement des données à bord du satellite *Fermi*

Bien que le véritable travail de reconstruction des événements soit effectué sur Terre, après transmission des données, le LAT est équipé de deux modules d'analyse (EPU, pour *Event Processor Units*) qui permettent un traitement rapide et immédiat de l'information enregistrée par les sous-systèmes. Le premier objectif est de rejeter autant que possible les signaux induits par l'interaction de rayons cosmiques ou des rayons γ en provenance de l'albédo terrestre et réduire ainsi le lot de données à transmettre sur Terre, étant donnée la largeur restreinte de la bande-passante allouée à la mission. En effet, avant tout traitement des données, le nombre de déclenchements par seconde dans le LAT est de 2–4 kHz. Grâce à un algorithme embarqué (en anglais *onboard filter*), ce nombre est ramené à ~ 400 Hz. Le second objectif est de permettre une détection et une localisation rapides de GRBs afin de repositionner, si besoin, le LAT pour observer l'émission rémanente. Les coordonnées de l'objet peuvent ensuite être transmises à la communauté scientifique étudiant les GRBs via le *Gamma-Ray burst Coordinate Network* (GCN) et ainsi permettre à d'autres instruments de pointer sur la région du ciel concernée.

Le système de déclenchement du LAT (appelé par la suite GEM, pour *Global-trigger Electronics Module*) s'appuie sur un ensemble de sous-systèmes de déclenchement propres aux différents éléments de l'instrument. Ainsi, le trajectographe, le calorimètre et l'ACD ont leurs propres critères pour déclencher l'envoi d'un signal au GEM qui va amorcer l'acquisition des données. Les critères individuels peuvent être modifiés selon le programme d'observation. Le mode de déclenchement principal pour la physique des γ est le suivant : dans le cas du trajectographe, une demande de déclenchement sera envoyée au GEM dès lors que trois couples de SSDs (x, y) successifs auront été touchés. Dans le cas du calorimètre, le signal sera envoyé quand un barreau de CsI(Tl) aura enregistré un dépôt d'énergie dépassant un des seuils en énergie préalablement établis. Enfin, l'ACD peut également transmettre une requête au GEM lorsque l'un des 89 scintillateurs est traversé par une particule chargée. Pour le trajectographe, la durée entre deux déclenchements est de 2.3–2.4 μs , ce temps mort étant principalement dû à la partie analogique de l'électronique d'acquisition. Au total, le temps mort entre l'acquisition de deux événements est de $\sim 26.5 \mu\text{s}$.

4.4 Reconstruction des événements

Une fois les données transmises au sol et avant de disposer d'une version exploitable des données enregistrées par le LAT, une étape cruciale est la reconstruction des événements, un *événement* étant défini comme l'interaction d'une particule de haute énergie (photon ou particule chargée) dans le LAT. Dans le cas d'un photon, l'interaction primaire se traduit par sa conversion en une paire e^+e^- qui se propage dans le trajectographe. En fonction de la position du point d'impact dans le trajectographe et de l'énergie du photon incident, l'électron et le positron peuvent engendrer un début de gerbe électromagnétique dans le trajectographe lui-même, donnant lieu à plusieurs traces différentes pour un seul et même événement. L'information totale de l'événement (énergie, direction incidente, temps d'arrivée) est ainsi disséminée dans l'ensemble du détecteur. L'étape de reconstruction consiste à rassembler les informations recueillies par les différents sous-systèmes du LAT et les combiner pour former des événements uniques et distincts en déterminant la valeur des grandeurs qui les caractérisent. Une description détaillée du processus de reconstruction des événements peut être trouvée dans [Atwood et al. \(2009\)](#).

Reconstruction de la trajectoire

La trace d'un événement est reconstruite grâce à un algorithme qui agrège, un à un, des dépôts d'énergie mesurés dans le trajectographe et retrace progressivement le cheminement des particules secondaires produites par la particule initiale. On considère qu'une trajectoire est définie par une position initiale (le point d'impact de la particule incidente) et une direction (axe selon lequel la gerbe électromagnétique se développe). Comme plusieurs interactions peuvent se produire en même temps, tous les dépôts d'énergie ne sont pas forcément associés au même événement. L'algorithme teste donc différentes combinaisons possibles et ne garde que celles en cohérence avec les paramètres supposés de la trace. La détermination de ces paramètres s'effectue grâce à deux algorithmes différents, selon la situation :

- (a) Dans le cas où le calorimètre a enregistré un dépôt d'énergie, l'image de la gerbe obtenue dans celui-ci est utilisée comme point de départ pour reconstruire la trace d'un événement. L'algorithme cherche alors un dépôt d'énergie selon l'axe de la gerbe dans la couche du trajectographe la plus éloignée du calorimètre. Les couches suivantes sont ensuite scannées et d'autres dépôts d'énergie sont progressivement associés à l'événement. Pour les événements de haute énergie (> 1 GeV), la recherche du premier dépôt d'énergie dans le trajectographe est limitée à un cône étroit autour de l'axe de la gerbe, ce qui reflète la précision de l'imagerie de la gerbe à ces énergies-là. Cet algorithme est appelé *Calorimeter-Seeded Pattern Recognition (CSPR)*.
- (b) En cas d'absence de signal dans le calorimètre, c'est l'algorithme *Blind Search Pattern Recognition (BSPR)* qui entre en jeu. Dans ce cas, les deux dépôts d'énergie utilisés pour déterminer la direction hypothétique de l'événement sont choisis aléatoirement dans la plus haute et la plus basse couche du trajectographe. Cette trajectoire initiale est ensuite projetée dans les autres couches et, si des dépôts d'énergie sont trouvés à une distance suffisamment proche de celle-ci, ils sont associés à l'événement.

Quel que soit le cas de figure considéré, la reconstruction s'achève en combinant les différentes traces qui auront été gardées (au minimum deux, une pour l'électron et une pour le positron) afin d'obtenir une intersection correspondant au point d'interaction de la particule initiale (*vertex* en anglais). En plus de la trajectoire, la quantité d'énergie déposée dans le trajectographe est estimée en se basant sur le nombre de diffusions subies par la paire e^+e^- au passage des SSDs. Pour les photons de basse énergie (~ 100 MeV), le phénomène de diffusions multiples est important et l'énergie déposée dans le trajectographe peut s'élever à $\sim 50\%$ de l'énergie totale de l'événement.

Reconstruction de l'énergie

De par la profondeur verticale du trajectographe et du calorimètre, respectivement 1.5 et $8.6 X_0$, la majeure partie de l'énergie d'un événement est déposée dans ce dernier. Dans le calorimètre, l'énergie est déterminée en sommant tout d'abord les signaux enregistrés aux deux extrémités des cristaux de CsI(Tl) pour obtenir l'énergie déposée dans chaque cristal. Cette opération résulte en une distribution tridimensionnelle de l'énergie au sein du calorimètre. Dans un second temps, la géométrie de la gerbe est ajustée grâce à trois algorithmes qui tiennent en même temps compte de l'information fournie par le trajectographe. L'excellente connaissance théorique du développement de gerbes électromagnétiques permet d'estimer avec une grande précision l'énergie associée à la gerbe ainsi reconstruite. L'énergie totale d'un événement est obtenue en sommant l'énergie mesurée dans le calorimètre et celle estimée par le trajectographe.

4.5 Fonctions de réponse de l'instrument

Dans les premières sections de ce chapitre, nous avons présenté le LAT, tant sur le plan matériel avec la description des différents éléments qui le constituent que sur le plan algorithmique en décrivant le pro-

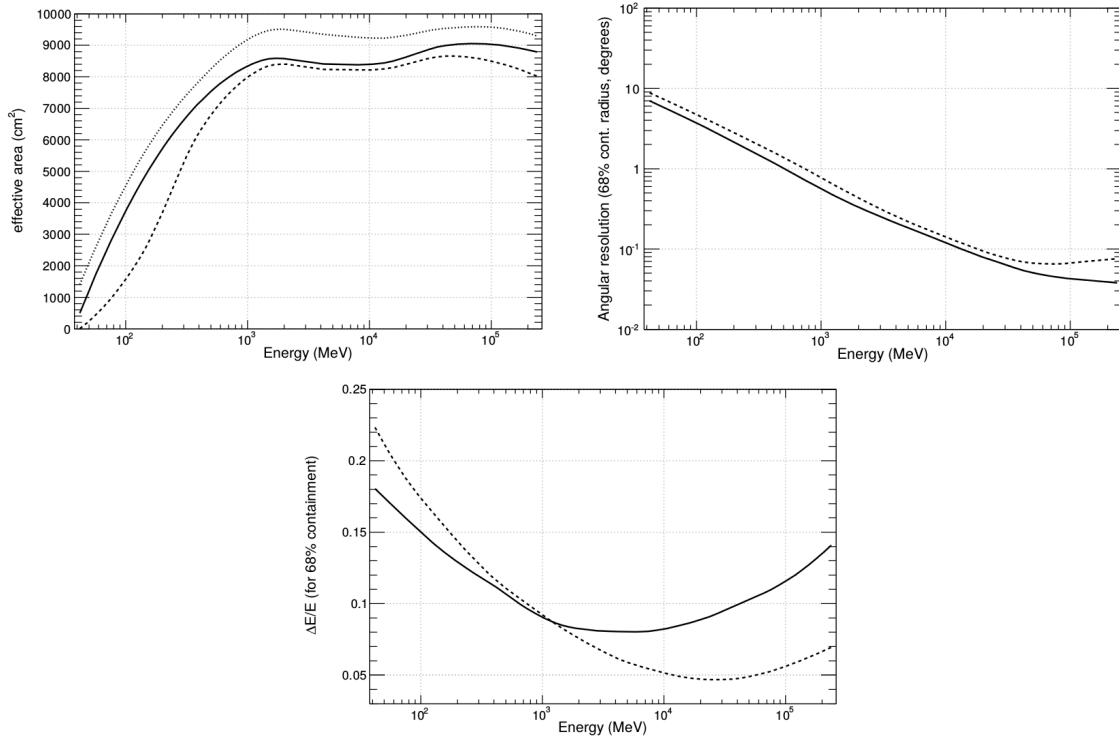


FIGURE 4.6 – Évolution de la surface efficace du LAT (Haut-Gauche), de la résolution angulaire (Haut-Droite) et de la dispersion en énergie (Bas) en fonction de l'énergie pour une incidence normale. La surface efficace est donnée pour les trois classes d'événements : diffuse (ligne tiretée), source (trait continu), transient (ligne pointillée). Pour les figures montrant l'évolution de la résolution angulaire et de la dispersion en énergie, le trait plein correspond à une incidence normale tandis que la ligne tiretée correspond à une incidence de 60° par rapport à la normale. Images extraites de *Atwood et al. (2009)*.

cessus de traitement des données enregistrées, avant et après transmission de celles-ci au sol. Ces deux aspects participent ensemble aux performances globales du détecteur et sont représentées par les *fonctions de réponse de l'instrument* (notées IRFs, pour *Instrument Response Functions* en anglais). Les IRFs correspondent à la paramétrisation de la réponse réelle du détecteur et peuvent être décrites par un ensemble de trois grandeurs : la surface efficace, la résolution angulaire et la dispersion en énergie. Ces trois quantités sont supposées indépendantes et peuvent donc être traitées séparément :

- La **surface efficace** mesure la capacité du LAT à détecter un rayon γ et est définie comme le produit de la surface géométrique de matière exposée, de la probabilité de conversion d'un photon γ et de l'efficacité d'une coupure⁴ donnée. Comme le montre la figure 4.6 (Haut-Gauche), la surface efficace est maximale sur l'intervalle 1–100 GeV et chute drastiquement en-dessous de 1 GeV, avec une variation entre les différentes classes d'événements. En plus de varier fortement avec l'énergie, la surface efficace dépend également de l'angle d'inclinaison du photon incident.
- La **résolution angulaire**, ou *Point Spread Function* (PSF), désigne l'incertitude avec laquelle la direction d'un photon est connue. Elle est définie comme la différence δp entre la direction reconstruite \hat{p}' et la direction réelle du photon incident \hat{p} . À basse énergie ($E < 1$ GeV), la PSF est dominée par l'effet de diffusion multiple des électrons et positrons tandis qu'à plus haute énergie (au-dessus de quelques GeV), elle est déterminée par la résolution angulaire du trajectographe (voir Figure 4.6,

4. Une coupure est un critère de sélection permettant de définir différentes classes d'événements. Elle peut porter sur une ou plusieurs des variables qui caractérisent un événement, comme l'énergie, la qualité de reconstruction de la trajectoire, etc.

Haut–Droite).

- La **dispersion en énergie**, quant à elle, est définie comme la différence δE entre l'énergie reconstruite E' et l'énergie réelle du photon E , le tout divisé par l'énergie réelle E . Comme le montre la figure 4.6 du bas, la dispersion en énergie est minimale ($< 1\%$) entre 1 GeV et 10 GeV.

4.6 Pass 8, ultime version des données du LAT

Les algorithmes de reconstruction des événements que nous avons décrits précédemment ont été développés et optimisés de façon itérative grâce à des simulations Monte Carlo avant le lancement de *Fermi*, les différentes versions portant le nom de *Passes*. Une fois le satellite mis en orbite, l'étude du fonctionnement du LAT dans les conditions réelles d'observations a permis de mettre en évidence des faiblesses dans la gestion des informations. Pour cette raison, des modifications substantielles ont été apportées aux IRFs à plusieurs reprises, nécessitant de retraiter la totalité des données du LAT. La version Pass 6 des données correspond au lancement de *Fermi* et fut rendue publique un an après le début des opérations du LAT (Atwood et al., 2009). Deux ans plus tard, en août 2011, l'ensemble des données furent retraitées et mis à disposition de la communauté scientifique sous le nom de Pass 7 (Ackermann et al., 2012b). Enfin, la dernière version des données, Pass 8 (Atwood et al., 2013), vit le jour courant 2015, améliorant significativement les performances du LAT comme nous allons le voir par la suite.

Le principal problème observé dès le début des opérations est le phénomène d'événements fantômes (*ghost events* en anglais), des traces résiduelles du passage d'une particule dans le trajectographe quelques μs avant le passage d'une autre particule provoquant le déclenchement du LAT. La présence de ces faux signaux a pour effet de compliquer la reconstruction et la classification des événements, détériorant significativement les performances de l'instrument (surface efficace réduite de $\sim 10\%$ au-dessus 1 GeV et jusqu'à 20% à plus basse énergie).

De fait, un important travail a été effectué pour gérer la présence de ces événements fantômes. Ainsi, après la version Pass 7 des données qui améliorait déjà la surface efficace (Ackermann et al., 2012b), l'équipe du LAT a rendu publique Pass 8, ultime version des données du LAT (Atwood et al., 2013). Pour cette nouvelle itération, la chaîne de reconstruction des événements a été profondément repensée. Dans le paragraphe 4.4, nous avons expliqué le fonctionnement de l'algorithme de reconstruction du trajectographe, basé sur une reconnaissance de la trace par analyse combinatoire. Ce principe présente plusieurs inconvénients : une direction initiale et un point d'impact associé sont nécessaires pour entamer le processus de reconstruction et la qualité de cette reconstruction dépend de la qualité de l'image de la gerbe électromagnétique fournie par le calorimètre. Par ailleurs, la conversion d'un photon produit rarement un couple de deux traces clairement identifiables. En effet, en se propageant dans le trajectographe, les électrons et les positrons interagissent avec la matière du détecteur et génèrent eux-mêmes d'autres traces. Dans le cas de larges dépôts d'énergie dans le calorimètre, des particules secondaires peuvent revenir dans le trajectographe, provoquant ainsi des interactions dans les SSDs des plans inférieurs du trajectographe (phénomène de *backsplash*). De ces caractéristiques résultent une dégradation de la PSF ainsi qu'une perte des événements dont la reconstruction a échoué ou étant suffisamment mauvaise pour qu'un rayon γ soit classifié comme un événement de fond.

Pour pallier ces problèmes, la reconstruction dans le trajectographe de Pass 8 intègre deux principales améliorations. La première consiste à considérer la conversion d'un photon dans le trajectographe dans son ensemble, sous la forme d'une gerbe électromagnétique, et non plus comme un simple couple de deux traces associées à l'électron et au positron. Ainsi, chaque événement est modélisé par une structure semblable à un arbre, faite de deux trajectoires principales auxquelles s'ajoutent des ramifications correspondants aux diffusions multiples des électrons/positrons sur la matière. Une fois l'arbre terminé, l'axe principal est déterminé et peut ensuite être associé à une trace enregistrée par le calorimètre. D'après des simulations Monte Carlo et les données réelles, cette nouvelle méthode de reconnaissance des traces permet d'augmenter l'acceptance

à haute énergie de 15 à 20%.

La reconstruction des événements dans le calorimètre a également été complètement repensée, la présence des événements fantômes affectant grandement la précision de la mesure de l'énergie et de la géométrie de la gerbe. Contrairement aux versions précédentes qui considéraient que l'ensemble du signal enregistré par le calorimètre était dû à un seul et même événement, Pass 8 introduit un traitement par regroupement de cristaux (*clustering* en anglais) afin d'identifier les parties du signal associées à des événements fantômes et de les séparer du reste de la gerbe électromagnétique. Cette nouvelle gestion des informations du calorimètre engendre une amélioration de 5 à 10% de la surface efficace au-dessus de 1 GeV et davantage à plus basse énergie où l'effet des événements fantômes est encore plus dramatique. Des modifications dans la méthode de reconstruction de l'énergie ont également été apportées afin d'étendre le domaine en énergie jusqu'à ~ 3 TeV (Bruehl & Fermi-LAT Collaboration, 2012).

En plus des modifications apportées à la reconstruction des événements dans les trois sous-systèmes du LAT, Pass 8 contient de nombreuses autres améliorations, notamment de nouvelles classes d'événements permettant une sélection plus fine des données. Les photons peuvent maintenant être répartis en quatre catégories nommées PSF0, PSF1, PSF2 et PSF3, en fonction de la qualité de la reconstruction de leur direction d'origine. Ainsi, PSF0 correspond aux 25% d'événements les moins bons tandis que PSF3 contient les 25 meilleurs pourcents. Le choix d'utiliser ou de rejeter une catégorie en particulier dépend de la volonté de privilégier la statistique ou la résolution angulaire. De la même façon, les classes EDISP0, EDISP1, EDISP2 et EDISP3 permettent de sélectionner les événements en fonction de la qualité de la reconstruction de leur énergie.

La figure 4.7 montre l'évolution de la surface efficace (gauche) et de la résolution angulaire (droite) en fonction de l'énergie, pour les deux versions des données Pass 7 et Pass 8. Si une amélioration globale des performances du LAT est observée, cet effet est d'autant plus important à haute ($E > 1$ GeV) et très haute énergie ($E > 1$ TeV).

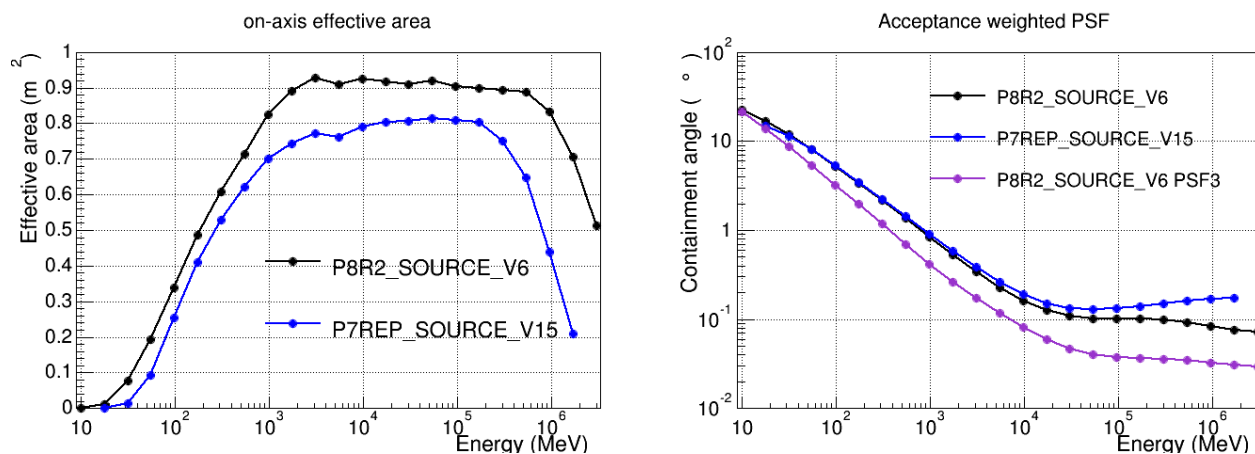


FIGURE 4.7 – Comparaison des performances de la version actuelle de l'algorithme de reconstruction (Pass 8) par rapport à la précédente version (Pass 7 Reprocessed). Evolution de la surface efficace (Gauche) et de la PSF (Droite) en fonction de l'énergie.

CHAPITRE 5

Analyse des données du Large Area Telescope

Contents

5.1	Format des données	55
5.2	Principe de l'analyse	56
5.3	Méthode du maximum de vraisemblance	56
5.3.1	Définition de la vraisemblance	56
5.3.2	Comparaison de modèles	57
5.4	Préparation des données	58
5.4.1	Sélection des données – <code>gtselect</code>	58
5.4.2	Filtres de qualité – <code>gtmktime</code>	58
5.5	Construction d'un modèle	59
5.5.1	Modélisation du spectre	60
5.5.2	Modélisation de la géométrie	61
5.6	Analyse des données	61
5.6.1	Analyse spectrale avec <code>gtlike</code>	61
5.6.2	Étude morphologique avec <code>pointlike</code>	63
5.6.3	Visualisation de la région du ciel étudiée	64
5.7	Estimation des incertitudes	65
5.7.1	Erreurs statistiques	65
5.7.2	Erreurs systématiques	66

Après avoir décrit la structure du satellite *Fermi* et du LAT dans le Chapitre 4, nous allons maintenant nous attacher à présenter les outils et méthodes d'analyse permettant d'exploiter les données enregistrées par ce détecteur, ainsi que les sources d'erreurs systématiques à prendre en compte.

5.1 Format des données

Les données de haut-niveau mises à disposition de la communauté scientifique, prêtes à être analysées, consistent en une simple liste de photons γ (aussi appelés « événements ») caractérisés par un ensemble de paramètres (énergie, direction d'origine, temps d'arrivée, classe et type, etc.) et stockés dans des fichiers au format FITS (*Flexible Image Transport System*), un format largement répandu dans le domaine de l'astronomie. Au sein des fichiers FITS, les données sont regroupées dans des *extensions* qui sont définies par un tableau contenant les données en langage binaire et un en-tête au format ASCII. L'intérêt de cet en-tête est qu'il contient, sous la forme de mot-clés facilement compréhensibles, des informations appelées

métadonnées permettant de comprendre la nature et le contenu de l’extension considérée : le nom du télescope ayant enregistré les données, le système de coordonnées utilisé, les dimensions de la région du ciel observée, la date, etc. Ainsi, l’ensemble des fichiers d’entrée et de sortie des outils d’analyse sont traités au format FITS. L’analyse des données du LAT s’effectue à l’aide des *Fermi Science Tools*, un ensemble d’outils diffusé par le *Fermi Science Support Center* (FSSC)¹, un organisme qui sert d’interface entre la collaboration *Fermi* et la communauté scientifique.

5.2 Principe de l’analyse

Comme pour EGRET (Mattox et al., 1996), l’analyse des données du LAT repose sur une méthode de maximum de vraisemblance qui calcule la probabilité d’un modèle à reproduire les données expérimentales (Wilks, 1938; Cash, 1979). À partir d’un modèle initial qui reproduit la distribution des sources γ dans le ciel, l’algorithme calcule la vraisemblance et, en suivant l’évolution de celle-ci, ajuste les paramètres libres du modèle de façon à reproduire le plus fidèlement les données (maximisation de la vraisemblance). Cette optimisation du modèle est réalisée par les outils `gtlike` et `pointlike` dont nous parlerons un peu plus loin.

Avec `gtlike`, le traitement des événements peut se faire dans le cadre d’une analyse *binnée* ou *non-binnée*. Dans le premier cas, les événements sont répartis dans différents intervalles (communément appelés *bins*, d’après la dénomination anglaise) en fonction de leur direction d’incidence et leur énergie. En regroupant les événements par paquets, cette méthode permet de les traiter plus rapidement que s’ils étaient considérés un par un. Ce gain de temps se fait au détriment de la précision de l’analyse puisque l’on sacrifie une partie de l’information, que ce soit sur la direction ou l’énergie des photons. Lorsque le lot de données est très important, il est malheureusement inévitable d’utiliser la méthode binnée. En revanche, lorsque le nombre de photons étudiés est raisonnable, en restreignant par exemple l’analyse à une petite région du ciel ou en prenant une énergie seuil élevée, il est possible d’appliquer la méthode non-binnée. Dans ce cas, les photons sont traités un par un. Si la méthode binnée permet de gagner du temps et se comporte très bien dans la majorité des cas, la méthode non-binnée assure une meilleure précision et une meilleure estimation du rapport signal/bruit lors de l’étude d’une source faible. Nous appliquerons cette seconde méthode lors de l’étude de HESS J1731–347 et SN 1006 (Chapitres 7 et 8) pour réussir à détecter un signal significatif en provenance de ces deux sources.

5.3 Méthode du maximum de vraisemblance

5.3.1 Définition de la vraisemblance

La vraisemblance, notée \mathcal{L} (de l’anglais *likelihood*), mesure la probabilité de reproduire les données réelles à partir d’un certain modèle. Dans le cas d’une analyse *Fermi*, les données se présentent sous la forme d’une liste de photons et sont réparties en différents bins dans lesquels les photons suivent une distribution de Poisson. Quant au modèle, il s’agit d’une distribution de sources caractérisées par une forme spatiale et une forme spectrale (cf. § 5.5) et vise à reproduire le ciel en γ .

Si l’on nomme p_i la probabilité de détecter un nombre m_i de photons (modèle) dans un bin i qui en contient réellement n_i (données), la vraisemblance \mathcal{L} est alors le produit de toutes les probabilités p_i :

1. Le FSSC dépend du *Goddard Space Flight Centre* (GSFC), l’un des principaux centres d’opérations de la NASA : <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>

$$\mathcal{L} = \prod_i p_i = \prod_i m_i^{n_i} \frac{e^{-m_i}}{n_i!} \quad (5.1)$$

En regroupant et en factorisant les termes dépendant des données réelles (n_i), on obtient :

$$\mathcal{L} = \prod_i e^{-m_i} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} = e^{-\sum_i m_i} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (5.2)$$

Comme la somme sur i de m_i correspond au nombre total de photons prédit par le modèle, noté N_{pred} , la vraisemblance s'écrit finalement :

$$\mathcal{L} = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (5.3)$$

Cette expression s'applique dans le cas d'une analyse binnée où une partie de l'information physique est perdue lors de l'échantillonnage. Pour ajuster les données avec une plus grande précision, il est alors possible d'affiner l'échantillonnage pour que chaque bin ne contienne au maximum qu'un seul photon. La vraisemblance est alors donnée par l'expression :

$$\mathcal{L} = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_i m_i \quad (5.4)$$

5.3.2 Comparaison de modèles

Lorsque l'on confronte un modèle aux données, la méthode du maximum de vraisemblance permet d'optimiser ce modèle en faisant varier les paramètres libres jusqu'à obtenir la meilleure configuration. Cependant, la valeur de vraisemblance ainsi obtenue ne nous indique pas si le modèle est lui-même le plus adapté pour décrire les données. Il peut par exemple être nécessaire d'ajouter une nouvelle source ou de modifier la forme spectrale d'une autre déjà présente dans le modèle. Il est donc fréquent d'ajuster les données avec différents modèles et de comparer les vraisemblances obtenues avec chacun d'entre eux. L'amélioration qu'apporte un modèle par rapport à un autre est évaluée par une grandeur nommée Test Statistique (TS, [Abdo et al., 2009b](#)) qui est définie comme :

$$\text{TS} = 2 [\ln(\mathcal{L}_1) - \ln(\mathcal{L}_0)] \quad (5.5)$$

avec \mathcal{L}_1 la vraisemblance obtenue pour le modèle que l'on teste et \mathcal{L}_0 la vraisemblance obtenue pour le modèle de référence (appelé *hypothèse nulle*). Le modèle test contient généralement plus de degrés de liberté que le modèle de référence. Dans le cas où l'on veut tester la présence d'une source, on compare alors un modèle contenant la source (\mathcal{L}_1) à un modèle ne la contenant pas (\mathcal{L}_0). Pour une source ponctuelle (deux paramètres spatiaux) dont le spectre est modélisée par une loi de puissance (deux paramètres spectraux), le TS doit être supérieur à 25 pour que la source soit considérée comme significativement détectée. Avec quatre degrés de libertés, un TS de 25 se traduit par une significativité légèrement supérieure à 4σ . Autrement dit, l'hypothèse qu'une source ayant un TS de 25 soit due à une fluctuation de fond (par exemple, l'émission diffuse galactique) est rejetée à plus de 4σ (niveau de confiance de 99.9937%). Cette comparaison des modèles peut également intervenir lorsque l'on souhaite évaluer l'amélioration apportée par une forme spectrale par rapport à une autre ayant moins de paramètres, comme par exemple une parabole logarithmique vis-à-vis d'une loi de puissance (voir [Paragraphe 5.5.1](#)). Dans ce cas-là, l'ajout d'un paramètre supplémentaire est justifié si le TS obtenu est supérieur à 9, correspondant à une significativité de 3σ .

5.4 Préparation des données

Avant de pouvoir procéder à l'analyse d'une source, il faut s'assurer de sélectionner un ensemble de données de qualité et en adéquation avec l'étude que l'on souhaite mener. De plus, certains fichiers comme les cartes d'exposition doivent être préalablement générés pour optimiser le temps de calcul. À cette fin, les *Science Tools* fournies par le FSSC contiennent plusieurs outils destinés à préparer l'analyse.

5.4.1 Sélection des données – `gtselect`

Le principal outil pour sélectionner le lot de données à analyser est `gtselect`. À partir d'un ensemble de données initial, cet outil extrait un sous-ensemble de données en fonction des paramètres qui lui sont fournis : sélection en fonction de l'énergie (`emin`, `emax`), du temps (`tmin`, `tmax`), choix de la région du ciel à étudier définie par une position (`ra`, `dec`) et un rayon (`rad`) ou encore rejet d'événements par rapport à leur angle zénithal (`zmax`), notamment pour réduire la contamination due à l'albédo terrestre. C'est également avec `gtselect` que s'effectue le choix de la classe (`transient`, `source` ou `diffuse`) ainsi que le type d'événements. La classe d'événements `transient` est la moins restrictive et souffre donc d'une contamination de bruit de fond plus élevée que les autres classes : elle ne s'utilise que pour l'étude d'événements de courte durée (par exemple, les GRBs). À l'inverse, la classe `diffuse` dispose d'un meilleur rejet du bruit de fond mais dispose d'une moins bonne surface efficace. La classe `source` représente un choix intermédiaire entre les classes précédentes, un bon compromis entre statistique et contamination par le bruit de fond. C'est cette classe d'événements que nous avons utilisée dans les analyses qui seront présentées dans la troisième partie de ce manuscrit. Quant au type des événements, jusqu'aux données Pass 7, seule la séparation entre les événements FRONT et BACK dans le trajectographe (voir le paragraphe 4.2.1) était possible. Avec Pass 8, il est maintenant possible d'affiner la sélection en classifiant les événements selon leur résolution en énergie (EDISP0, EDISP1, EDISP2, EDISP3) ou la qualité de la reconstruction de leur direction d'origine (PSF0, PSF1, PSF2, PSF3). PSF0 regroupe les 25% d'événements les moins bien reconstruits et PSF3 les 25% les mieux reconstruits. Les bornes de l'intervalle en temps `tmin` et `tmax` sont exprimées au format MET (*Mission Elapsed Time*), *i.e* le nombre de secondes écoulées depuis le début de la mission *Fermi* défini au 1^{er} janvier 2001 à 0^h00^m00^s.

Toutes les informations de cette étape de sélection sont enregistrées dans l'en-tête du fichier FITS de sortie afin d'être réutilisées par la suite par les différents outils d'analyse.

5.4.2 Filtres de qualité – `gtmktime`

Après avoir sélectionné un lot de données avec `gtselect`, l'outil `gtmktime` est utilisé pour définir les « bons » intervalles de temps, *i.e* ceux pour lesquels les données sont considérées comme étant de bonne qualité et utilisables pour des analyses. La principale source de nuisance est l'Anomalie de l'Atlantique Sud (AAS), un phénomène lié au champ magnétique terrestre qui forme dans l'espace deux zones toroïdales appelées ceintures de Van Allen. La plus proche (entre ~ 1000 et 10000 km d'altitude), nommée ceinture intérieure, est particulièrement proche de la Terre dans le sud de l'Amérique latine et de l'océan atlantique. Or, ces ceintures de Van Allen contiennent une grande quantité de particules chargées de haute énergie qui y sont piégées par les lignes de champ. Le satellite *Fermi* qui orbite à ~ 565 km d'altitude traverse donc régulièrement cette région et subit à ce moment-là une exposition au rayonnement cosmique particulièrement élevée. Pour éviter une dégradation du matériel, les instruments sont désactivés à chaque passage du satellite dans l'AAS. Pour que le temps d'exposition soit correctement calculé en amont de l'analyse, ces intervalles de temps doivent être exclus. Par ailleurs, il peut être également nécessaire de rejeter les intervalles de temps pendant lesquels le Soleil et la Lune se trouvaient dans le champs de vue.

En effet, comme nous l'avons vu au Chapitre 2, ces deux astres sont des sources de rayons γ . Enfin, l'outil `gtmktime` applique un filtre qui assure la bonne qualité des données : `DATA_QUAL>0 && LAT_CONFIG==1`.

Pour rejeter les intervalles de temps indésirables, l'outil `gtmktime` se base sur un fichier FITS contenant les informations du satellite (appelé FT2), à savoir sa position et sa direction de pointé pour des intervalles de temps de 30 secondes. De cette façon, il est possible de savoir à quel moment le satellite traversait par exemple l'AAS ou si la Lune et le Soleil étaient dans le champ de vue du détecteur. Les bons intervalles de temps ainsi retenus sont par la suite utilisés pour calculer le temps d'exposition.

5.5 Construction d'un modèle

Enregistré au format XML (*Extensible Markup Language*), un modèle de région se présente sous la forme d'une liste de sources qui sont définies par une forme spatiale décrivant la géométrie de l'objet et une forme spectrale décrivant l'évolution du flux en fonction de l'énergie. Étant donné que le LAT souffre d'une large PSF (à 100 MeV, 68% des photons proviennent d'une région de $\sim 3.5^\circ$ autour de la position considérée), il est nécessaire de prendre en compte les sources localisées dans les environs de la source étudiée. La taille de la région dans laquelle l'analyse va être effectuée, nommée « région d'intérêt », dépend de l'énergie à partir de laquelle les photons sont sélectionnés et doit être supérieure à la taille caractéristique de la PSF. La taille typique d'une ROI est de 10° pour une énergie seuil de 1 GeV et 20° pour 100 MeV. L'exemple suivant montre la déclaration d'une source ponctuelle nommée « 3FGL J1557.0–4225 » dont le spectre est modélisé par une loi de puissance :

```
<source name="3FGL J1557.0-4225" type="PointSource">
  <spectrum type="PowerLaw">
    <parameter free="1" max="1e5" min="1e-5" name="norm" scale="1e-11" value="1.0" />
    <parameter free="1" max="5" min="0" name="index" scale="1" value="2.0" />
    <parameter free="0" max="1e3" min="1e3" name="scale" scale="1e3" value="1.0" />
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="1" max="360" min="-360" name="RA" scale="1" value="239.264" />
    <parameter free="1" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1" value="-42.421" />
  </spatialModel>
</source>
```

Par le biais de l'attribut `free`, chaque paramètre peut être fixé (`free="0"`) ou laissé libre (`free="1"`) lors de l'ajustement. Dans le cas où le paramètre est libre, sa valeur varie dans les limites de l'intervalle défini au préalable avec les attributs `min` et `max`. Nous verrons par la suite qu'une source étendue est déclarée en donnant la valeur `DiffuseSource` à l'attribut `type` de l'élément `source`. L'attribut `type` de l'élément `spatialModel` renseigne sur la géométrie exacte de la source (disque, anneau, modèle physique...). De la même façon, le spectre peut être changé en modifiant la valeur de l'attribut `type` de l'élément `spectrum`.

Comme de nombreux catalogues de sources ont déjà été publiés par la collaboration *Fermi*, le modèle initial est construit à partir de l'un de ces catalogues, le plus utilisé étant le troisième catalogue de sources *Fermi*-LAT (ou *Third Fermi Source Catalog*), noté par la suite 3FGL (Acero et al., 2015b). Basé sur quatre ans de données entre 100 MeV et 300 GeV, le 3FGL contient plus de 3000 sources ponctuelles ou étendues et permet donc de prendre en compte dès la première analyse un grand nombre de sources γ présentes dans le ciel. Par la suite, d'autres sources peuvent être ajoutées pour modéliser des régions d'émissions γ résiduelles.

En plus des sources individuelles, deux sources diffuses sont présentes dans le modèle pour prendre en compte l'émission diffuse d'origine Galactique (EDG) et l'émission diffuse isotrope. Le première résulte de la contribution des sources Galactiques non-résolues et de la mer de rayons cosmiques emplissant la

Galaxie et produisant des rayons γ en interagissant dans les nuages de gaz interstellaires. La seconde provient de la population de sources extra-Galactiques non-résolues mais aussi d'une contamination engendrée par l'interaction de rayons cosmiques dans le LAT qui sont ensuite considérés à tort comme des rayons γ^2 . L'EDG s'avère particulièrement importante à proximité du Plan Galactique et du Centre Galactique et peut constituer un sérieux obstacle à la détection et la caractérisation d'une source faible dans ces régions. Elle doit donc être prise en compte. Lors des analyses présentées dans la partie 3 de ce manuscrit, nous utiliserons le fichier `gll_iem_v06.fits` pour modéliser la morphologie de l'EDG et une loi de puissance pour son spectre. Le diffus extra-Galactique étant une émission isotrope, il est quant à lui modélisé spatialement par une valeur constante et son spectre par un fichier dans lequel sont tabulées ses valeurs (`iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt`). Les modèles d'émissions diffuses sont disponibles sur le site du FSSC³.

5.5.1 Modélisation du spectre

La fonction mathématique la plus couramment utilisée pour modéliser le spectre d'une source est la loi de puissance (PowerLaw) :

$$\frac{dN}{dE} = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^\Gamma \quad (5.6)$$

où K est le facteur de normalisation, E_0 un facteur d'échelle et Γ l'indice spectral. Avec deux paramètres libres (K et Γ), il s'agit d'une forme simple qui modélise assez bien la plupart des spectres et est utilisée en première approximation lors de la détection d'une nouvelle source. Dans le cas où le spectre se révèle plus complexe, d'autres fonctions peuvent être utilisées comme :

- une loi de puissance brisée (BrokenPowerLaw), où Γ_1 et Γ_2 caractérisent deux régimes différents du spectre délimités par l'énergie de coupure E_b :

$$\frac{dN}{dE} = K \times \begin{cases} (E/E_b)^{\Gamma_1} & \text{si } E < E_b \\ (E/E_b)^{\Gamma_2} & \text{si } E \geq E_b \end{cases} \quad (5.7)$$

- une loi de puissance « doucement » brisée (SmoothBrokenPowerLaw), similaire à la fonction précédente mais intégrant un paramètre supplémentaire β pour ajuster la transition entre les deux régimes du spectre :

$$\frac{dN}{dE} = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\Gamma_1} \left[1 + \left(\frac{E}{E_b} \right)^{\frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{\beta}} \right]^{-\beta} \quad (5.8)$$

- une parabole logarithmique (LogParabola), avec α et β deux paramètres décrivant la courbure du spectre :

$$\frac{dN}{dE} = K \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-[\alpha + \beta \log(E/E_b)]} \quad (5.9)$$

La parabole logarithmique établit ainsi une dépendance entre l'indice spectral et l'énergie E . Bien qu'elle soit principalement utilisée pour modéliser le spectre des blazars, elle peut également servir à évaluer la qualité d'un ajustement par une simple loi de puissance et tester l'hypothèse d'une courbure du spectre.

Lors de l'étude des différents vestiges de supernovæ dans la troisième partie du manuscrit, nous utiliserons principalement des lois de puissance et des lois de puissance brisée (avec le paramètre de transition β).

2. Une description plus détaillée de ces deux composantes diffuses peut être trouvée au paragraphe 2.3.4.

3. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

5.5.2 Modélisation de la géométrie

Bien que les dimensions des objets étudiés soient physiquement très grandes, leur morphologie est rarement *résolue* par le LAT, *i.e* leur taille angulaire est plus petite que la résolution angulaire de l'instrument. Le LAT ne peut donc pas distinguer les structures spatiales de la source. La plupart des sources sont donc simplement repérées spatialement par des coordonnées qui indiquent leur position : on parle alors de sources *ponctuelles*. Dans le cas où la taille de la source est supérieure à la résolution angulaire du LAT, on parle de source *étendue*. Sa géométrie est alors décrite par une fonction analytique (disque, anneau, gaussienne) ou par un modèle spatial issu d'observations à d'autres longueurs d'ondes (H.E.S.S., *XMM-Newton*, etc.).

Les outils d'analyse *pointlike* et *gtlike*, dont nous parlerons plus en détail dans le paragraphe suivant, proposent plusieurs fonctions pour modéliser la géométrie d'une source étendue, à savoir : une fonction gaussienne, un disque uniforme et un anneau. Le Tableau 5.1 présente les caractéristiques de chaque modèle. Dans le cas de l'anneau, le paramètre *Radius* correspond au rayon externe (R_{ext}) de l'anneau tandis que *Fraction* est le rapport du rayon interne (R_{int}) sur le rayon externe $R_{\text{int}}/R_{\text{ext}}$ et varie entre 0 et 1. Dans le cas limite où le paramètre *Fraction* tend vers 0, l'anneau tend alors vers le modèle du disque. De façon similaire, le disque s'apparente à une source ponctuelle lorsque son rayon tend vers 0. Ces trois modèles (point, disque, anneau) étant imbriqués les uns dans les autres, il est possible de les comparer directement en prenant en compte la variation de la vraisemblance et le nombre de degrés de liberté pour chaque modèle.

	Paramètres	N_{par}	Nom du modèle	
			<i>pointlike</i>	<i>gtlike</i>
Point	RA, Dec	2	SkyDirFunction	SkyDirFunction
Gaussienne	RA, Dec, Sigma	3	Gaussian	SpatialGaussian
Disque	RA, Dec, Radius	3	Disk	RadialDisk
Anneau	RA, Dec, Radius, Fraction	4	Ring	–

TABLE 5.1 – *Listes et caractéristiques des différentes fonctions analytiques permettant de modéliser la géométrie d'une source. N_{par} indique le nombre de paramètres de chaque modèle.*

Si l'on souhaite comparer directement les données du LAT avec des observations à d'autres longueurs d'ondes, il est possible d'utiliser un fichier FITS obtenu à partir d'une carte du ciel produite par une autre expérience, par exemple H.E.S.S. ou *XMM-Newton*. Dans ce cas-là, il n'y a aucun paramètre libre pour la partie spatiale de la source, sa position n'étant pas optimisée.

5.6 Analyse des données

Pour appliquer la méthode du maximum de vraisemblance, nous disposons de deux outils : *gtlike* et *pointlike*. Le premier est l'outil officiel pour analyser les données du LAT et est distribué par le FSSC dans les *Fermi Science Tools*. Le second est un code développé par des membres de la collaboration *Fermi-LAT* et optimisé pour la recherche et l'étude de sources étendues que nous aborderons dans la partie 5.7.2.

5.6.1 Analyse spectrale avec *gtlike*

L'outil *gtlike* peut aussi bien traiter les données dans le cadre d'une analyse binnée que dans celui d'une analyse non-binnée. Quelque soit le mode considéré, certaines quantités nécessaires à l'analyse doivent être pré-calculées afin d'en optimiser le temps d'exécution.

Étapes préliminaires

Il convient tout d'abord de calculer le « temps d'exposition » qui dépend de la position du LAT dans le ciel et de l'angle « hors-axe », défini entre l'axe z du détecteur et une position donnée du ciel. Pour déterminer le flux d'une source donnée, il faut donc connaître le temps durant lequel celle-ci a été observée et avec quel angle hors-axe. Ainsi, l'outil `gtltcube` calcule le temps d'exposition en fonction de ces deux paramètres en se basant sur le fichier FT2 qui contient les informations relatives au télescope et le fichier FT1 qui contient les informations relatives aux données, notamment les intervalles de temps retenus. Comme il n'est pas possible d'obtenir le temps d'exposition comme une fonction continue de la position et de l'angle hors-axe, le ciel est fractionné en régions de surfaces identiques selon la méthode *HEALPix*⁴ (*Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization*). Le fichier de sortie, appelé *livetime cube*, est ensuite utilisé tout au long de l'analyse.

À ce stade-là, les étapes préparatoires dépendent de la nature de l'analyse. Pour une analyse binnée, le *livetime cube* est utilisé pour calculer une carte d'exposition⁵ dépendant de l'énergie avec l'outil `gtexpcube2`. Les paramètres `xref`, `yref`, `nxpix`, `nypix` et `binsz` définissent la position et la taille de la carte tandis que `emin`, `emax` et `enumbins` déterminent l'intervalle en énergie total ainsi que le nombre de sous-intervalles pour lesquels l'exposition est calculée. Enfin, l'outil `gtsrcmaps` permet de convoluer les différentes composantes diffuses du modèle d'émission présentes dans le fichier XML avec les fonctions de réponse de l'instrument. Le temps de calcul pour les sources ponctuelles étant beaucoup plus important, les cartes en coups ne sont pas pré-calculées pour celles-ci et sont produites lors du lancement de `gtlike`. Dans le cas d'une analyse non-binnée, l'approche est différente : pour chaque source diffuse, l'outil `gtdiffrsp` calcule l'intégrale du modèle spectral en fonction de l'angle solide et en tenant compte des IRFs de l'instrument. Cette information est ajoutée en tant qu'extension dans le fichier FT1. On fait ensuite appel à la commande `gtexmap` pour calculer les cartes d'exposition utilisées par la suite pour prédire le nombre de photons émis par les sources diffuses présentes dans le modèle de la région.

Ajustement du modèle et résultats

Pour ajuster le modèle aux données et déterminer le maximum de vraisemblance, `gtlike` dispose de plusieurs algorithmes d'optimisation dont DRMNFB et MINUIT⁶. DRMNFB est généralement utilisé pour un premier ajustement rapide du modèle avant d'affiner l'analyse avec MINUIT qui est plus précis mais demande davantage de temps de calcul. L'outil `pointlike`, décrit dans le paragraphe suivant, peut être utilisé à la place de DRMNFB. Une fois le modèle optimisé, `gtlike` fournit un certain nombre de résultats : la valeur finale de la vraisemblance, le modèle final de la région au format XML et pour chaque source son flux (flux intégré exprimé en $ph/cm^2/s$ ou flux en énergie donné en $MeV/cm^2/s$), son TS et le nombre de photons qui lui est associé (noté N_{pred}). Il est également possible d'obtenir le « papillon » des spectres, c'est-à-dire l'enveloppe formée par l'erreur statistique calculée en chaque point du spectre (voir Figure 5.1). Dans le cas où une source n'est pas significativement détectée, `gtlike` peut fournir une limite supérieure sur son flux pour l'intervalle en énergie considéré. Pour cela, il existe deux méthodes : une méthode basée sur le profil de la vraisemblance et une méthode « Bayésienne ». La première consiste à suivre l'évolution de la quantité $-2 \times \ln(\mathcal{L})$ et d'identifier la valeur du flux pour laquelle cette quantité est réduite d'un certain facteur correspondant au niveau de confiance recherché. Le flux ainsi obtenu constitue une limite au-delà de laquelle le flux réel de la source ne peut pas se trouver. Cette méthode ne peut s'appliquer que dans le cas où un signal, bien que faible, est présent, c'est-à-dire si on dispose d'un échantillon de photons détectés non-nul (Rolke et al., 2005). Dans le cas contraire, la méthode Bayésienne doit être utilisée. Cette seconde

4. <http://healpix.jpl.nasa.gov/>

5. L'exposition est obtenue en multipliant la surface efficace par le temps d'observation.

6. Pour plus d'informations sur ces deux algorithmes, voir la documentation de `gtlike` :

<https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/help/gtlike.txt>

méthode consiste à intégrer la fonction de vraisemblance jusqu'à une valeur qui contient $(1-\alpha)\%$ de la probabilité totale, α correspondant au niveau de confiance recherché ($\alpha = 0.0455$ pour un niveau de confiance de 2σ). De plus amples explications peuvent être trouvées dans Helene (1983).

Distribution spectrale en énergie

Pour visualiser plus précisément la forme spectrale d'une source, il convient de tracer l'évolution du flux dN/dE en fonction de l'énergie, appelée « distribution spectrale en énergie » et notée SED (pour l'anglais *Spectral Energy Distribution*). Pour cela, l'intervalle en énergie sur lequel a été effectuée l'analyse est divisé en n sous-intervalles (ou *bins*) logarithmiquement espacés dans lesquels est appliquée une nouvelle fois la méthode du maximum de vraisemblance avec `gtlike`. Le nombre n de bins est choisi en fonction de la statistique dont on dispose et de la largeur de la bande en énergie étudiée. Pour que la SED ne dépende pas de la fonction choisie pour modéliser le spectre de la source sur l'ensemble de l'intervalle en énergie, le spectre est ajusté par une loi de puissance dont l'indice est fixé à 2. En plus du préfacteur de la source étudiée, le spectre des sources les plus proches et celui des sources les plus brillantes est également ajusté, ainsi que celui des composantes diffuses Galactique et isotropique.

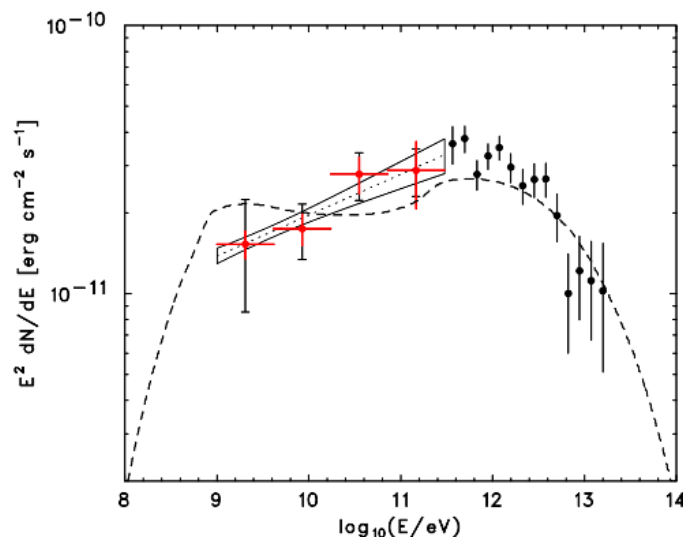


FIGURE 5.1 – Exemple de distribution spectrale en énergie, ici celle du vestige de supernova RX J0852.0–4622 (Tanaka et al., 2011).

La Figure 5.1 montre un exemple de SED, ici dans le cas du vestige de supernova RX J0852.0–4622 (Tanaka et al., 2011). Il est courant de montrer les points spectraux obtenus à partir des données *Fermi* dans le domaine du GeV (en rouge sur la figure) accompagnés des données spectrales issues des expériences Cherenkov à plus haute énergie, dans le domaine du TeV (en noir sur la figure). Le polygone en trait plein noir (appelé « papillon ») représente l'intervalle de confiance (68%) sur l'ajustement du spectre par une loi de puissance (ligne tiretée noire). Lorsque le flux de la source n'est pas significativement détecté dans un bin, une limite supérieure est calculée suivant la méthode décrite précédemment. Les erreurs systématiques doivent également être évaluées pour chaque intervalle (cf. Paragraphe 5.7).

5.6.2 Étude morphologique avec `pointlike`

L'outil `pointlike` a été développé pour répondre au besoin d'ajuster simultanément la forme spatiale et la forme spectrale d'une source, ce dont `gtlike` est incapable. En effet, celui-ci n'ajuste que les paramètres

spectraux, les coordonnées spatiales de la source étant fixées. Si un autre outil, `gtfindsrc`, permet d’optimiser la position, il n’est pas capable de tester en même temps l’hypothèse d’une source étendue. De fait, l’optimisation de la position et de l’extension d’une source avec les outils standard de *Fermi* nécessite une approche itérative et laborieuse pour converger vers la meilleure morphologie.

Comme `gtlike`, `pointlike` est basé sur une méthode de maximum de vraisemblance mais bénéficie d’une rapidité d’exécution accrue obtenue au prix d’une légère perte en précision. Le traitement des données est optimisé grâce à un échantillonnage spatial du ciel par la méthode *HEALPix* et en regroupant les photons par paquets en fonction de leur énergie. Un des atouts de `pointlike` est que la pixellisation s’adapte à la PSF qui dépend elle-même de l’énergie. Cette corrélation permet d’améliorer les performances de calcul à basse énergie tout en bénéficiant d’une bonne précision à haute énergie. Outre l’intérêt en soi d’un gain de temps de calcul, la rapidité d’exécution de `pointlike` offre la possibilité de mener des études à grandes échelles, par exemple la recherche de sources étendues sur l’ensemble du ciel. Le développement de `pointlike` a été décrit en détail dans la thèse [Kerr \(2010\)](#) et a fait l’objet d’une publication dans le cadre d’une recherche systématique de sources étendues à partir du 2FGL ⁷ ([Lande et al., 2012](#)).

Lors de l’étude des vestiges de supernovæ réalisée au cours de cette thèse, l’outil `pointlike` a été systématiquement utilisé pour optimiser la position et l’extension des sources. En revanche, l’analyse spectrale a été effectuée avec `gtlike`.

Détection d’une source étendue

Comme nous l’avons expliqué précédemment, le principal intérêt de `pointlike` est qu’il permet d’estimer très facilement l’extension d’une source et d’en mesurer sa significativité. Pour cela, la source étudiée est modélisée par un disque uniforme tel que nous l’avons défini dans le paragraphe 5.5.2. Lors de la recherche de l’extension, les trois paramètres du modèle (les coordonnées RA et Dec du centre, ainsi que le rayon Rad) sont ajustés simultanément, en plus des paramètres spectraux. La position du centre du cercle est généralement initialisée à la position du principal pic d’émission identifié par `pointlike` lorsque la source est étudiée en tant que source ponctuelle. Une fois que le maximum de vraisemblance a été atteint, `pointlike` retourne les résultats de l’ajustement, à savoir la valeur finale de la vraisemblance, le TS de la source ainsi qu’une autre quantité appelée TS_{ext} qui mesure la significativité de l’extension. Le TS_{ext} est défini comme :

$$TS_{\text{ext}} = 2 [\ln(\mathcal{L}_{\text{ext}}) - \ln(\mathcal{L}_{\text{pt}})] \quad (5.10)$$

où \mathcal{L}_{ext} et \mathcal{L}_{pt} sont les valeurs de vraisemblance obtenues respectivement pour une source étendue et ponctuelle. L’utilisation d’un disque comme modèle spatial apporte un degré de liberté en plus (le rayon) par rapport à une source ponctuelle. La source est donc considérée comme significativement étendue lorsque $TS_{\text{ext}} > 16$, correspondant à une significativité de 4σ .

5.6.3 Visualisation de la région du ciel étudiée

Que ce soit avant l’analyse (recherche d’une source « à l’œil ») ou après l’analyse (étude des résidus), il est souvent utile de produire des cartes pour regarder directement la région du ciel étudiée. Pour cela, deux choix sont possibles : une carte en coups et une carte en Test Statistique (TS).

Pour obtenir la première, il suffit de projeter les événements qui constituent notre lot de données dans un plan, en fonction de leurs coordonnées spatiales. L’outil `gtbin` permet de créer une telle carte. Il peut également ajouter une dimension, l’énergie, et créer ainsi un empilement de cartes 2D pour un intervalle en énergie découpé en plusieurs sous-intervalles (appelé *cube*). Une carte en TS, quant à elle, permet de

7. Le 2FGL est le catalogue de source *Fermi* précédant le 3FGL.

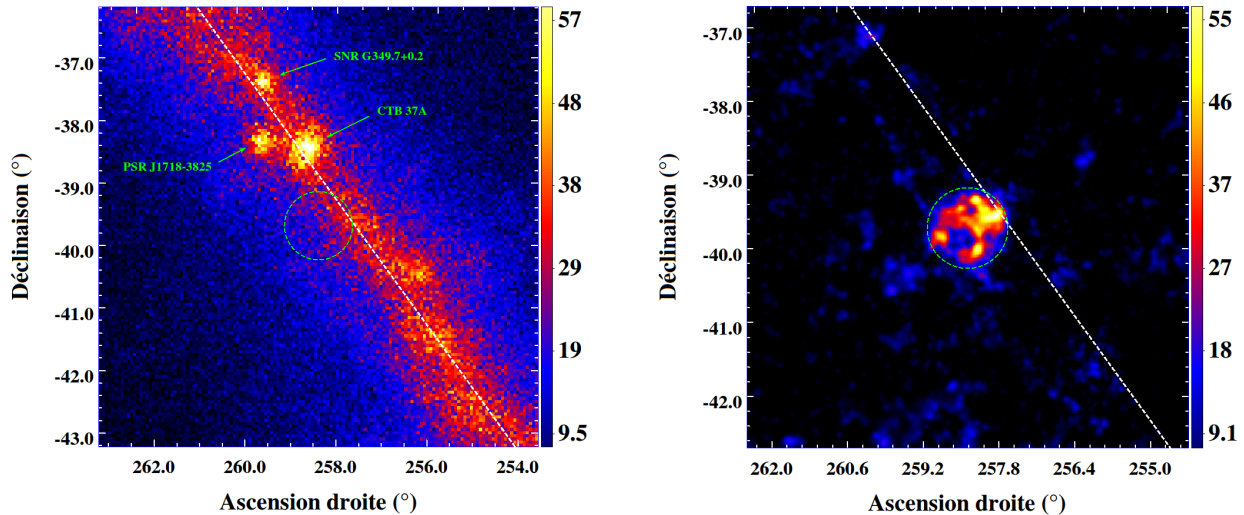


FIGURE 5.2 – Exemple de carte en coups (gauche) et de carte en TS (droite). La région prise pour exemple est celle du SNR RX J1713.7–3946 l’intervalle en énergie 1 GeV–2 TeV.

visualiser la significativité d’un signal hypothétique sur l’ensemble d’une région. La procédure est bien plus longue que pour une simple carte en coups : l’algorithme place une source ponctuelle dans chaque pixel de la carte et, après ajustement du modèle, évalue la valeur du TS de la source. Ainsi, plus la carte est pixellisée, plus l’opération sera longue. Toutes les cartes en TS que nous présenterons par la suite ont été obtenues avec `pointlike`. Cet outil est programmé pour modéliser le spectre de la source test avec une loi de puissance d’indice 2.0. Il est donc possible que la carte en TS surestime ou sous-estime le signal d’une source selon que son indice réel est plus dur ou plus mou.

La figure 5.2 présente un exemple de carte en coups (gauche) et de carte en TS (droite). La carte en coups offre une vue directe du signal γ détecté par le LAT dans la région du ciel observée et dans l’intervalle en énergie considéré. L’émission diffuse Galactique y est bien visible (trait discontinu blanc) ainsi que plusieurs sources brillantes, indiquées par les flèches vertes. À cause de la prépondérance de l’émission diffuse, une source de faible intensité ne peut pas être repérée sur une carte en coups (le cercle en trait discontinu vert indique la position de RX J1713.7–3946). En revanche, la carte en TS ne montre que les signaux en excès par rapport au modèle que l’on a ajusté aux données. Ainsi, la figure 5.2 de droite montre l’émission en excès provenant du SNR RX J1713.7–3946 et permet de révéler sa présence.

5.7 Estimation des incertitudes

Pour rendre compte de la précision avec laquelle les résultats sont obtenus, il est nécessaire d’évaluer les incertitudes de mesure. Celles-ci sont de deux types : statistiques et systématiques.

5.7.1 Erreurs statistiques

L’erreur statistique est liée à la taille de l’échantillon considéré : elle est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons analysés. Ainsi, disposer d’un plus grand nombre de photons améliore la précision d’une mesure en réduisant l’incertitude statistique. Cette erreur est directement évaluée par l’algorithme utilisé (par exemple, `MINUIT`) qui estime l’incertitude statistique pour chaque paramètre ajusté. Pour calculer la matrice d’erreur (appelée matrice de « covariance »), `MINUIT` dispose de plusieurs algorithmes : `MIGRAD`, `HESSE` et `MINOS`. Les deux premiers prennent en compte les corrélations qui existent entre

les paramètres mais pas les non-linéarités. MINOS tient compte des deux effets, calculant ainsi des erreurs asymétriques, mais au prix d'un temps de calcul bien supérieur à celui nécessaire à MIGRAD et HESSE pour converger. Il est donc fréquent de calculer l'erreur statistique de l'ensemble des paramètres du modèle avec MIGRAD et de ne faire appel à MINOS que pour évaluer l'erreur sur les paramètres de la source étudiée, une fois que le modèle global est optimisé.

5.7.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques, quant à elles, trouvent leur origine dans la modélisation de l'émission diffuse Galactique (EDG), l'étalonnage du détecteur (IRFs) ou encore le choix du modèle spatial utilisé pour l'analyse spectrale d'une source. Pour prendre en compte les deux premières sources d'erreurs, la collaboration *Fermi* a mis en place des procédures que nous allons maintenant détailler.

Modèle de l'émission diffuse Galactique

La modélisation de l'EDG repose sur notre connaissance de la répartition du gaz interstellaire dans notre galaxie. Celle-ci étant imparfaite, cette modélisation constitue une importante source d'incertitudes qui se répercutent sur les résultats de l'analyse. À proximité du plan Galactique, cette émission est particulièrement intense et une très faible variation de son flux se traduit par un grand nombre de photons pris en compte ou non dans l'émission diffuse. De cet effet peut dépendre la détection ou la forme spectrale des sources localisées à des faibles latitudes. Il est donc nécessaire d'évaluer l'impact d'une variation du modèle de diffus sur les résultats obtenus pour les sources étudiées. L'EDG ayant un spectre mou ($\Gamma \sim 2.7$), elle domine principalement à basse énergie ($E < 1$ GeV). De fait, les sources dont le spectre est dur ($\Gamma < 2$) sont moins affectées par les erreurs systématiques dues à l'EDG car la majorité de leur émission se trouve à plus haute énergie ($E > 1$ GeV).

Pour estimer l'incertitude due à la modélisation de l'EDG, une première méthode consiste à fixer la normalisation de l'EDG à $\pm 6\%$ de sa valeur standard et de comparer les paramètres obtenues dans ce cas-là. Cette méthode simple, déterminée lors de l'étude de la région de W49B (Abdo et al., 2010a), présente cependant un inconvénient : elle ne prend en compte que l'incertitude sur l'intensité de l'EDG et pas sur la modélisation des structures spatiales. Pour y remédier, une méthode alternative a été mise au point à l'occasion du premier catalogue *Fermi* de vestiges de supernovæ (Acero et al., 2016b) : l'incertitude liée à la modélisation de l'EDG est estimée en utilisant un ensemble de modèles alternatifs⁸ obtenus grâce à GALPROP, un code modélisant la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie (Ackermann et al., 2012a). Ces modèles alternatifs ont été créés en jouant sur trois paramètres :

- La distribution des sources de rayons cosmiques dans la galaxie, notée D_s , qui peut suivre la population des vestiges de supernovæ (SNR) ou celle des pulsars (Lorimer) ;
- La taille du halo galactique où les rayons cosmiques sont confinés, noté z_h , qui peut mesurer 4 kpc ou 10 kpc ;
- La température de spin de l'hydrogène atomique, notée T_s , qui peut valoir 150 K ou 100000 K.

Chacun de ces paramètres pouvant prendre deux valeurs distinctes, la combinaison des différentes configurations donne naissance à huit modèles alternatifs. Comme pour le modèle de diffus Galactique standard, les modèles alternatifs sont constitués de plusieurs composantes, à savoir :

- l'émission issue des nuages d'hydrogène atomique (H I), tracés par la raie d'émission $\lambda = 21$ cm,
- l'émission des nuages d'hydrogène moléculaire (H II), identifiés par la raie d'émission du CO ($J = 1 - 0$),
- l'émission Compton inverse des rayons cosmiques sur les champs de photons ambiants,

8. Ces modèles alternatifs sont accessibles sur le site du FSSC :

https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/1st_SNR_catalog/

- l'émission diffuse isotropique d'origine extra-Galactique,
- l'émission provenant des Bulles de *Fermi* (Su et al., 2010),
- l'émission d'une structure locale appelée *Loop I* (Casandjian et al., 2009).

Pour modéliser les composantes HI et CO, la Galaxie a été divisée en quatre anneaux concentriques (0 – 4 kpc, 4 – 8 kpc, 8 – 10 kpc, 10 – 30 kpc), formant quatre régions dans lesquelles a été ajustée l'émission γ due à l'interaction des rayons cosmiques avec les nuages de matière du milieu interstellaire. Au total, chaque modèle de diffus alternatif est donc constitué de douze composantes indépendantes dont les paramètres spectraux sont réajustés lors de l'analyse. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3.4, le modèle de diffus Galactique standard est également construit à partir de ces différentes composantes mais celles-ci sont ensuite rassemblées en une seule composante, avec un spectre en loi de puissance unique pour l'ensemble des contributions. Les modèles alternatifs, en conservant les composantes indépendantes les unes des autres, permettent un ajustement plus fin en optimisant une par une les différentes composantes diffuses mais au prix d'un temps de calcul très long et de problèmes de convergence pour des sources faibles (voir Acero et al., 2016b).

Ainsi, les paramètres spectraux des sources sont ajustés par la méthode du maximum de vraisemblance en utilisant les huit modèles de l'émission diffuse alternatifs. L'erreur systématique d'un paramètre P s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \text{Err}_{\text{syst}}(\text{EDG}) &= \left[(\langle P_{\text{alt}} \rangle - P_{\text{std}})^2 + \sigma_P^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \\ &= \left[(\langle P_{\text{alt}} \rangle - P_{\text{std}})^2 + \frac{1}{8} \sum_{i=0}^7 (P_i - \langle P_{\text{alt}} \rangle)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5.11)$$

où $\langle P_{\text{alt}} \rangle$ est la moyenne des valeurs obtenues avec les modèles de diffus alternatifs et P_{std} celle obtenue avec le modèle standard.

Fonctions de réponse du détecteur

Une autre source d'erreur provient de la détermination des fonctions de réponse du détecteur qui caractérise le comportement de l'instrument dans les conditions réelles de fonctionnement. Mesurer l'impact de la mauvaise modélisation des IRFs revient à mesurer l'incertitude sur la surface efficace. C'est ce qui a été fait en comparant les distributions des grandeurs physiques reconstruites à partir des données et des simulations (Ackermann et al., 2012b). La Figure 5.3 montre l'évolution de l'incertitude sur la surface efficace en fonction de l'énergie. Cette incertitude dépend de la classe d'événements choisie et de la dispersion en énergie qui, lorsqu'elle est prise en compte, en réduit l'importance.

Pour estimer l'impact de l'incertitude de la surface efficace sur la valeur obtenue pour un paramètre, on renouvelle l'analyse en appliquant une fonction correctrice qui augmente ou réduit le temps d'exposition pour chaque source ajustée du modèle. La fonction correctrice correspond à la borne supérieure et inférieure de l'intervalle de confiance présenté en Figure 5.3 et dépend de l'énergie. On obtient de cette façon deux valeurs alternatives pour le paramètre considéré et l'erreur systématique associée à la surface efficace pour ce paramètre est donnée par :

$$\text{Err}_{\text{syst}}(A_{\text{eff}}) = \sqrt{(P_{\text{max}} - P_{\text{std}})^2 + (P_{\text{min}} - P_{\text{std}})^2} \quad (5.12)$$

où P_{min} et P_{max} correspondent respectivement à la valeur du paramètre obtenue en diminuant ou en augmentant la surface efficace. Le terme P_{std} est quant à lui la valeur du paramètre pour les IRFs non-modifiées.

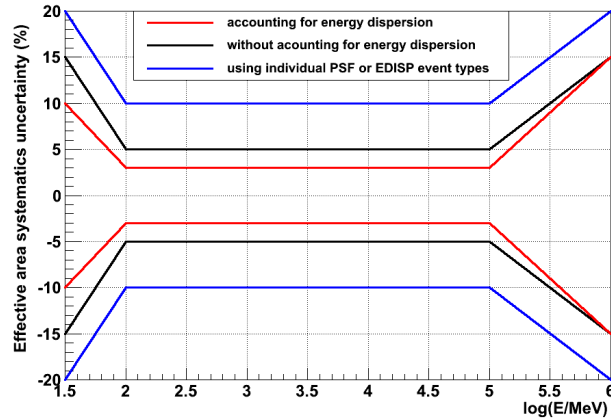


FIGURE 5.3 – Évolution de l'incertitude sur la surface efficace en fonction de l'énergie. Les courbes rouge et noire correspondent à une analyse de l'ensemble des événements, sans distinction de classes, selon que la dispersion en énergie est prise en compte (rouge) ou pas (noire). Comme l'indique la courbe bleue, l'incertitude sur la surface efficace augmente significativement lorsqu'un seul type d'événements (EDISP ou PSF) est choisi.

Choix du modèle spatial

La dernière source d'erreurs systématiques que nous prendrons en compte concerne uniquement les sources étendues, ce qui est le cas des objets étudiés dans le cadre de cette thèse. Il s'agit de l'incertitude sur la forme et la taille de la source en question. Comme nous le verrons par exemple dans le cas de SN 1006, la valeur des paramètres spectraux peut grandement varier en fonction de la forme spatiale qui est utilisée pour modéliser la source. Pour prendre en compte cette variation, les paramètres spectraux sont mesurés avec les modèles spatiaux qui peuvent être légitimement utilisés. Dans le cas d'une source détectée comme largement étendue, on pourra par exemple comparer un modèle créé à partir de la morphologie H.E.S.S. et un disque uniforme de taille équivalente. En revanche, le spectre obtenu avec une source ponctuelle ne sera pas pris en compte car il est évident que ce modèle ne décrit pas correctement l'ensemble de la source.

TROISIÈME PARTIE



Étude du rayonnement γ de vestiges de supernovæ en coquille

CHAPITRE 6

RCW 86, une nouvelle coquille détectée par le LAT

Contents

6.1	Présentation de la source	71
6.2	Distribution du gaz aux abords de RCW 86	73
6.3	Réduction des données et méthode d'analyse	75
6.4	Les sources γ proches de RCW 86	75
6.5	Étude du vestige dans son ensemble	77
6.5.1	Analyse spatiale	77
6.5.2	Analyse spectrale	79
6.5.3	Modélisation et discussion	80
6.6	Étude des régions Nord-Est et Sud-Ouest de RCW 86	84
6.6.1	Observations avec <i>Fermi</i>	84
6.6.2	Observations dans le domaine de la radio	84
6.6.3	Observations en rayons X	85
6.6.4	Modélisation et discussion	86
6.7	Conclusions	87

RCW 86 est le premier vestige de supernova à avoir été étudié dans le cadre de cette thèse. Ce projet a été l'occasion de collaborer avec plusieurs chercheurs externes à la collaboration *Fermi* afin de bénéficier de leurs expertises dans l'analyse de données à d'autres longueurs d'onde. Ainsi, les données radio présentées dans ce chapitre ont été obtenues par David. A. Green de l'université de Cambridge, l'analyse dans le domaine des rayons X est l'œuvre de Jacco Vink, professeur associé à l'Université d'Amsterdam, et l'étude de la distribution du HI autour de RCW 86 a été réalisée par Gloria Dubner, Elsa Giacani et Laura Duvidovich de l'Université de Buenos Aires. Les résultats obtenus pour cette source ont été publiés dans *The Astrophysical Journal* (Ajello et al., 2016).

6.1 Présentation de la source

Au cours des derniers millénaires, des astronomes du monde entier ont rapporté par écrit avoir observé l'apparition puis la disparition de nouvelles étoiles particulièrement brillantes, des événements aujourd'hui identifiés comme des supernovae. Qualifiée d'historique, la plus ancienne de ces supernovæ est celle ayant explosé en l'an 185 (Stephenson & Green, 2002). Un peu moins de deux mille ans plus tard, nous observons très probablement son vestige, communément appelé RCW 86¹ suite à sa découverte dans le domaine de

1. RCW 86 est aussi désigné sous le nom de G315.4–2.3, d'après ses coordonnées Galactiques, ou encore MSH 14–63 pour son appellation en radio (Mills et al., 1961).



FIGURE 6.1 – Morphologie de RCW 86 à différentes longueurs d’onde. De gauche à droite : radio, infrarouge, rayons X et TeV.

l’optique par [Rodgers et al. \(1960\)](#). Si RCW 86 est bien le vestige de SN 185, il s’agit alors d’un jeune SNR (~ 1800 ans). Comme nous allons le voir par la suite, d’autres éléments soutiennent un jeune âge comme par exemple l’orientation radiale du champ magnétique, la vitesse élevée de propagation de l’onde de choc et une forme relativement sphérique. En effet, ce vestige de supernova est détecté sous la forme d’une large coquille ($\sim 40'$), complète bien qu’asymétrique en radio, infrarouge, optique, rayons X et rayons γ de très haute énergie (voir Figure 6.1). De fait, nous disposons d’une quantité conséquente d’informations sur cette source et son environnement grâce aux observations qui ont été effectuées à ces différentes énergies.

RCW 86 a été détecté pour la première fois en radio par le *Molonglo Observatory Synthesis Telescope* (MOST) à 843 MHz ([Mills et al., 1961](#)) sous le nom de MSH 14–63. En mesurant le flux de la source à 408 MHz (86 Jy) et à 5 GHz (18.2 Jy), [Caswell et al. \(1975\)](#) ont évalué l’indice spectral à -0.62 , ce qui suggère une origine non-thermique (rayonnement synchrotron) et donc la présence d’électrons accélérés. Par ailleurs, [Hill \(1967\)](#) a mesuré une polarisation de $2.9 \pm 0.5 \%$ et a noté que l’orientation du champ magnétique était principalement radiale. Dans le domaine des rayons X, la première détection de RCW 86 a été rapportée par [Naranan et al. \(1977\)](#) et confirmée un an plus tard par [Winkler \(1978\)](#). Il a cependant fallu attendre 1984 pour avoir une image de la morphologie de RCW 86 dans ce domaine en énergie grâce au satellite *Einstein* ([Pisarski et al., 1984](#)). Des observations plus récentes ont permis de cartographier la source avec une grande précision et pour différents intervalles en énergie, séparant ainsi le rayonnement X thermique ($0.5 - 1$ keV) du rayonnement X non-thermique ($2 - 5$ keV) ([Vink et al., 2006](#); [Yamaguchi et al., 2011](#)). La présence d’émission synchrotron dans le domaine des X est un important résultat car elle met en évidence la présence d’électrons accélérés à haute énergie, comme [Koyama et al. \(1995\)](#) l’a montré dans le cas de SN 1006. De plus, l’épaisseur des filaments synchrotron étant directement liée à l’intensité du champ magnétique post-choc ([Vink, 2006](#)), la finesse de l’émission X détectée dans la partie Nord-Ouest (NO) suggère une accélération de particules très efficace au niveau du choc. La détection de rayonnement γ en provenance de RCW 86 a confirmé les résultats précédents. Le SNR a en effet été détecté et étudié au TeV par le réseau de télescopes Cherenkov H.E.S.S. ([Aharonian et al., 2009](#); [H. E. S. S. Collaboration et al., 2016b](#)). Au GeV, [Lemoine-Goumard et al. \(2012\)](#) ont tout d’abord obtenu des limites supérieures sur le flux de la source avant que [Yuan et al. \(2014\)](#) ne rapportent la détection du SNR en tant que source ponctuelle et avec un indice spectral très dur ($\Gamma \sim 1.4$) entre 400 MeV et 300 GeV.

La distance entre RCW 86 et la Terre a été estimée une première fois à $2.0 - 3.5$ kpc ([Milne, 1970](#)) à partir de la relation² $\Sigma - D$, bien que la fiabilité de cette méthode ait été remise en question par [Green \(1991\)](#). En suggérant que le SNR soit associé à un groupe d’étoiles de type OB, [Westerlund \(1969\)](#) a proposé une distance de 2.5 kpc, une valeur compatible avec la précédente estimation. En revanche, [Ruiz \(1981\)](#) et [Pisarski et al. \(1984\)](#) ont évalué une plus faible distance, ~ 1 kpc. Par la suite, [Rosado et al. \(1996\)](#) ont

2. Cette relation relie la brillance de surface Σ au diamètre D de la source, généralement sous la forme : $\Sigma \propto D^{-n}$.

replacé la source à une distance de 2.8 kpc et [Helder et al. \(2013\)](#) à 2.5 ± 0.5 kpc. Nous verrons par la suite que nous retrouvons une valeur identique (~ 2.5 kpc) en étudiant la distribution du gaz neutre aux abords de RCW 86 et c'est cette distance que nous avons adoptée dans la suite de ce travail.

À cette distance, le diamètre de RCW 86 est de ~ 30 pc. Une taille aussi grande pour un SNR aussi jeune (~ 1800 ans) suscite de nombreuses interrogations, notamment concernant la nature de la supernova ayant donné naissance au SNR et l'environnement dans lequel elle s'est produite. De par l'absence d'objet compact au cœur de RCW 86, il a été suggéré que SN 185 soit d'origine thermonucléaire et la découverte d'une importante quantité de fer dans les éjecta ([Ueno et al., 2007](#)) a renforcé cette hypothèse. Concernant la vitesse du choc, celle-ci varie grandement selon la région étudiée : dans le Nord-Est (NE), [Helder et al. \(2009\)](#) a estimé cette vitesse à 6000 ± 2800 km s⁻¹ tandis que [Long & Blair \(1990\)](#) ont mesuré des valeurs beaucoup moins élevées dans le Nord-Ouest (NO) et le Sud-Ouest (SO) ($\sim 600 - 800$ km s⁻¹). Cette variation de la vitesse de propagation du choc s'accompagne d'une variation de la densité du milieu, comme l'a montré [Williams et al. \(2011\)](#) : il semblerait que le choc se propage dans un milieu plus ténu dans le NE ($\sim 0.1 - 0.3$ cm⁻³) que dans le SO (~ 2.0 cm⁻³). Grâce à des simulations de l'évolution du SNR, [Williams et al. \(2011\)](#) ont proposé un scénario selon lequel RCW 86 serait issu d'une supernova de type Ia (système binaire composé d'une naine blanche et d'une étoile compagnon massive) ayant explosé dans une cavité de faible densité creusée par le vent de l'étoile massive du système binaire progéniteur. De plus, l'asymétrie observée pourrait être due à une explosion à une position décalée par rapport au centre de la bulle.

Avant d'aborder l'analyse des données *Fermi*, nous allons présenter dans le paragraphe suivant une étude de l'environnement de RCW 86 que nous avons réalisée à partir de données HI.

6.2 Distribution du gaz aux abords de RCW 86

La connaissance de la répartition du gaz et de sa densité dans l'environnement proche d'un SNR est cruciale pour pouvoir comprendre l'évolution de l'onde de choc et l'origine du rayonnement observé à haute énergie. Dans un scénario hadronique, une corrélation spatiale devrait se dessiner entre l'émission γ et la distribution de matière. Mais contrairement à d'autres vestiges de supernovæ comme RX J1713.7-3946 ou HESS J1731-347, RCW 86 n'a pas fait l'objet d'étude approfondie sur ce sujet-là. Notre connaissance de l'environnement se résume aux observations réalisées dans l'infrarouge avec le télescope spatial *Spitzer* et le *Wide Infrared Survey Explorer* (WISE) par [Williams et al. \(2011\)](#). Afin d'enrichir notre connaissance de l'environnement dans lequel évolue RCW 86, nous avons étudié la distribution de gaz neutre autour du SNR à partir d'observations en radio.

Étude de la répartition de l'hydrogène atomique autour de RCW 86

L'étude de la répartition de l'hydrogène atomique a été réalisée en réanalysant les données radio ($\lambda = 21$ cm) acquises par le réseau de télescopes ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) en mars 2002. Ces données ATCA ont été combinées dans le plan u-v avec des observations effectuées par le radiotélescope de Parkes pour compléter le spectre en fréquence. Les données finales ont été arrangées dans un cube couvrant des vitesses radiales³ allant de -120.00 à $+126.00$ km s⁻¹, avec une résolution de 0.82 km s⁻¹. Le cube a été scrupuleusement inspecté pour essayer d'identifier une empreinte dans le milieu interstellaire qui pourrait avoir été produite par une supernova ou son progéniteur. Ce genre d'événements peut laisser différentes signatures comme des cavités creusées par le vent de l'étoile progénitrice, des bulles entourées par une coquille de gaz neutre de grande densité, etc. Ces caractéristiques ont été identifiées pour plusieurs vestiges de supernovæ Galactiques (voir par exemple [Park et al., 2013](#)). Dans le cas de RCW 86, une cavité

3. Les vitesses dont nous parlerons dans la suite de ce paragraphe sont les vitesses radiales mesurées dans le référentiel LSR (*Local Standard of Rest*).

allongée d'une longueur de 1.5° , le long du plan Galactique, a été détectée pour une vitesse radiale comprise entre -38 et -33 km s^{-1} . Dans cet intervalle de vitesse, et plus précisément entre -35 et -33 km s^{-1} , le SNR semble être entouré par une coquille de HI ténue et approximativement circulaire, d'une intensité variable. Ces caractéristiques morphologiques sont en très bon accord avec les prédictions faites à partir des observations en radio, rayons X et infrarouge, ainsi qu'à partir de modélisations hydrodynamiques (Vink et al., 1997; Dickel et al., 2001; Williams et al., 2011; Broersen et al., 2014). En appliquant un modèle de rotation de la Galaxie, la distance entre la coquille de HI et la Terre a été estimée à $2.5 \pm 0.3 \text{ kpc}$. Cette valeur est en excellent accord avec la distance obtenue pour RCW 86 à partir de la mesure de mouvements propres en optique (Helder et al., 2013) et suggère donc que le gaz est situé à la même distance que le SNR. La figure 6.2 de gauche présente la distribution de HI aux alentours de RCW 86, pour une vitesse radiale de -34 km s^{-1} . Les contours blancs correspondent à l'émission radio détectée à 843 MHz par MOST. La figure 6.2 de droite montre le profil radial le long de la ligne continue visible sur la carte. Les flèches fines et larges indiquent où se situent approximativement les bords de la coquille et les parois de la cavité respectivement.

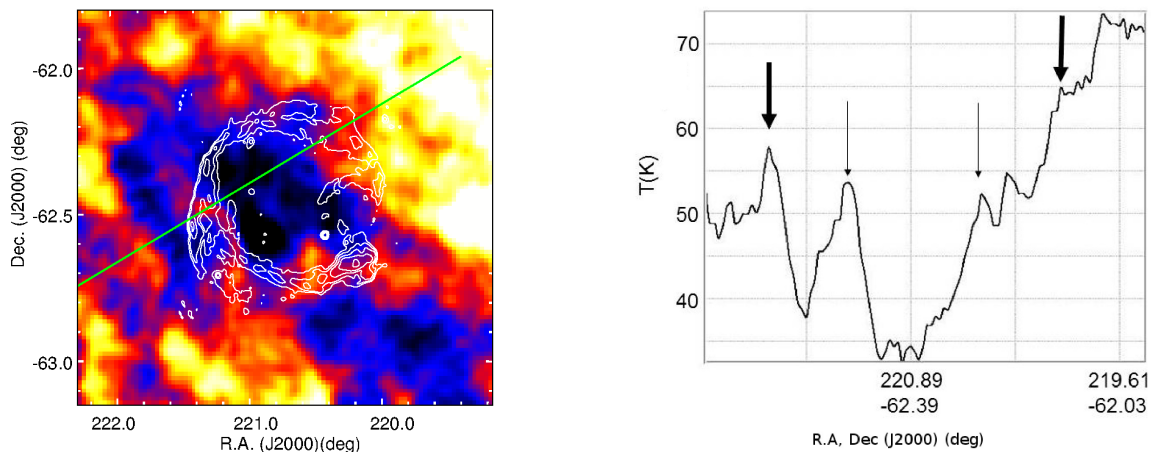


FIGURE 6.2 – (Gauche) Distribution de l'hydrogène atomique aux alentours de RCW 86, pour une vitesse radiale de -34 km s^{-1} . Les contours blancs correspondent à l'émission radio à 843 MHz. (Droite) Profil radial tracé le long de la ligne continue visible sur la carte. Les flèches fines et larges indiquent où se situent approximativement les bords de la coquille et les parois de la cavité respectivement.

Les observations en HI peuvent être utilisées pour estimer la densité volumique de matière aux abords du SNR. Pour cela, deux aspects doivent être considérés : la contribution du signal en arrière-plan qui prend en compte l'émission pouvant provenir du gaz détecté dans le même intervalle de vitesses mais étant localisé plus loin que le SNR, et la géométrie du gaz que l'on étudie. Pour traiter le premier aspect, nous avons soustrait une émission de fond uniforme pour une température de 25 K, une valeur estimée à partir d'une région dans laquelle aucune structure n'était apparente. Cette hypothèse nous semble raisonnable étant donnée la distance de la position étudiée au plan Galactique ($\sim 2.3^\circ$). Concernant la géométrie du gaz autour de RCW 86, nous avons testé les deux géométries qui sont généralement considérées : un cylindre creux dont la profondeur est égale au diamètre du SNR (le cas où le gaz accompagne un SNR en forme de tonneau) et une coquille sphérique entourant le vestige de supernova. Ce dernier cas est en accord avec la géométrie suggérée par les filaments d'émission H α qui entourent presque complètement la périphérie de RCW 86 (Smith, 1997). En effet, il est connu que ce genre de filaments émerge lorsqu'une onde de choc traverse une région de gaz partiellement neutre avec une grande vitesse. Il semble alors naturel de supposer que la distribution d'hydrogène atomique suit la morphologie du SNR observée dans le domaine de l'optique.

Néanmoins, nous avons considéré les deux géométries et avons obtenu des résultats très similaires. Les valeurs données par la suite correspondent à la moyenne des deux résultats.

En appliquant la méthode que nous venons de décrire, nous avons évalué la densité de HI dans quatre régions (Nord-Est, Sud-Est, Sud-Ouest et Nord-Ouest) définies comme les quatre quadrants d'un anneau dont les rayons intérieur et extérieur s'ajustent à la coquille vue en radio, l'intérieur de la coquille étant ainsi exclu. La densité a été estimée à $\sim 1.5 \text{ cm}^{-3}$ pour le NO, $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ pour le NE et le SE et $\sim 1.2 \text{ cm}^{-3}$ pour le SO. L'erreur, de l'ordre de 30%, prend en compte l'incertitude sur la distance et l'estimation approximative de l'émission de fond qui a été soustraite. Pour l'intérieur de la coquille, la densité a été évaluée à $\sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$.

6.3 Réduction des données et méthode d'analyse

Pour l'étude de RCW 86 dans le domaine des rayons γ , nous avons sélectionné les photons détectés entre le 4 août 2008 et le 31 janvier 2015 pour une énergie reconstruite allant de 100 MeV à 500 GeV dans une région d'intérêt de $15^\circ \times 15^\circ$ autour de la source étudiée. Avec l'outil `gtselect`, nous avons ensuite appliqué une coupure sur l'angle zénithal ($z_{\max} = 100^\circ$) afin d'éviter toute contamination en provenance de l'albédo terrestre. Pour garantir la bonne qualité des données, nous avons rejeté les intervalles de temps pendant lesquels le satellite *Fermi* traversait l'Anomalie Magnétique de l'Atlantique Sud et nous avons appliqué les filtres standards de qualité (`DATA_QUAL>0`) && (`LAT_CONFIG==1`) avec `gtmktime`.

Tous les photons ont été traités de la même façon (une seule fonction de vraisemblance) dans le cadre d'une analyse binnée. Lors de l'utilisation de l'outil `pointlike`, nous avons considéré une région circulaire de 15° de rayon centrée en ($l = 315.4$, $b = -2.3$) tandis que nous avons travaillé sur une région carrée de 15° de côté, centrée sur la même position, pour les analyses faites avec `gtlike`. Dans les deux cas, nous avons laissés libres les paramètres spectraux de l'ensemble des sources situées dans un rayon de 5° autour de RCW 86, ainsi que ceux de la composante diffuse Galactique (normalisation et indice) et isotropique (normalisation seulement).

Le tableau 6.1 résume les différents critères de sélection des données ainsi que les détails de l'analyse.

Intervalle en énergie	100 MeV – 500 GeV
Intervalle en temps	4 août 2008 – 31 janvier 2015 (MET 239557417 – 444355203)
Angle zénithal	$< 100^\circ$
Filtre de qualité	(<code>DATA_QUAL>0</code>) && (<code>LAT_CONFIG==1</code>)
Type d'analyse	<code>pointlike</code> : binnée <code>gtlike</code> : binnée
Région d'intérêt	<code>pointlike</code> : $R = 15^\circ$ (région circulaire) <code>gtlike</code> : $15^\circ \times 15^\circ$ (région carrée)
Version des <i>Science Tools</i>	<code>pointlike</code> : v10r00p05 <code>gtlike</code> : v10r00p05
IRFs	P8R2_V6

TABLE 6.1 – Critères de sélection des données du LAT et détails de l'analyse de RCW 86.

6.4 Les sources γ proches de RCW 86

Avant d'étudier en détail RCW 86, nous nous sommes assurés que l'ensemble des sources γ environnantes étaient bien prises en compte afin d'éviter une mauvaise estimation de l'émission diffuse Galactique

ou la contamination du spectre de RCW 86 par des photons qui ne devraient pas lui être associés. Pour cela, nous avons calculé une carte en Test Statistique⁴ (TS) de $8^\circ \times 8^\circ$ centrée sur la position de RCW 86 pour $E > 1$ GeV. Pour modéliser les sources déjà identifiées dans la région, nous avons construit un modèle de départ à partir du catalogue 3FGL⁵ en incluant toutes les sources localisées à moins de 25° de RCW 86. Comme la carte a mis en évidence la présence de nombreux excès d'émission γ , des nouvelles sources ponctuelles ont été placées dans les régions ayant un TS supérieur à 25 (voir Figure 6.3—Gauche). Après avoir ajusté leurs positions avec `pointlike` et vérifié leur significativité avec `gtlike`, nous avons définitivement adopté 12 sources supplémentaires dans le modèle. Dans le cas de 'S1' dont le TS est légèrement inférieur à 25, la source a été gardée dans le modèle du fait de sa proximité au SNR. Les paramètres spatiaux et spectraux de ces sources sont résumés dans le tableau 6.2.

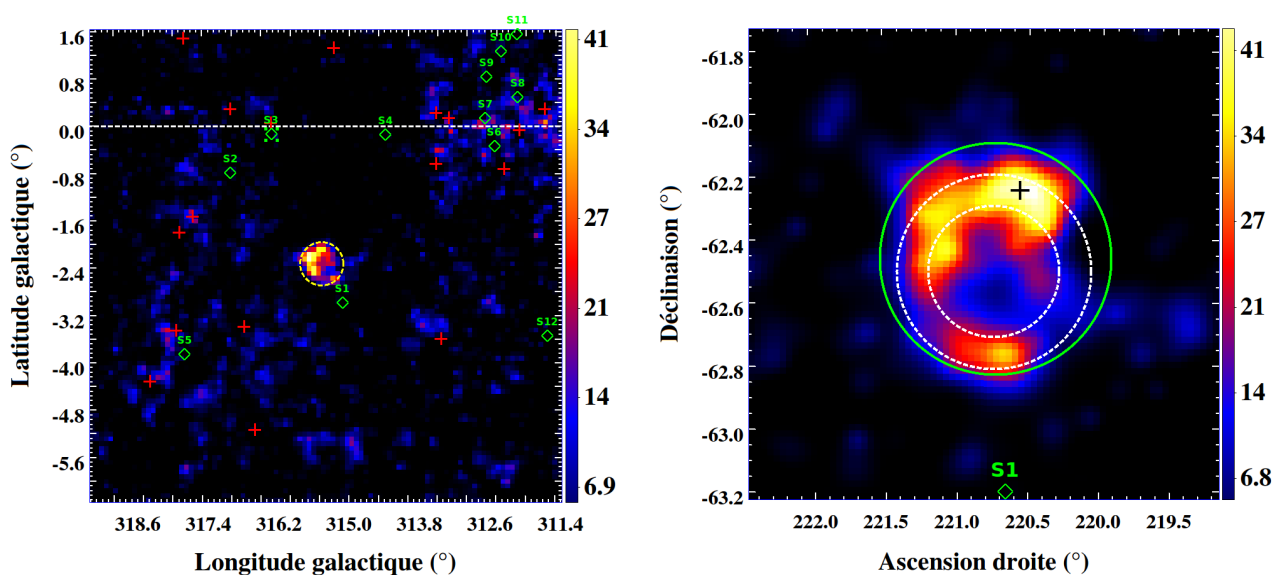


FIGURE 6.3 – Cartes en TS centrées sur la position de RCW 86. (Gauche) Région de $8^\circ \times 8^\circ$ en coordonnées galactiques. Les croix rouges indiquent la position des sources du catalogue 3FGL tandis que les losanges verts correspondent aux sources additionnelles qui ont été ajoutées au modèle. (Droite) Région de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ en coordonnées équatoriales. La croix noire montre la position optimale pour une source ponctuelle, le cercle vert correspond aux contours du meilleur disque et les contours en pointillés blancs représentent le meilleur anneau. La source additionnelle S1 est visible dans le champ de vue (losange vert).

Aucune contrepartie évidente n'a été trouvée pour les sources S1, S2, S9, S10, S11 et S12 à d'autres longueurs d'onde. En revanche, S3 se trouve à proximité ($d \sim 0.1^\circ$) d'un vestige de supernova détecté en radio, G316.3+0.0 (Shaver & Goss, 1970) et de la source *Fermi* 3FGL J1441.5–5955c ($d \sim 0.19^\circ$). S4 est la contrepartie GeV de la source HESS J1427-608. Celle-ci n'était pas présente dans le 3FGL mais a récemment fait l'objet d'une publication (Guo et al., 2017). S5 est proche d'une autre source TeV, HESS J1507-622, qui était détectée comme une source ponctuelle dans le 3FGL. Dans un autre catalogue de sources étendues détectées par le LAT au-dessus de 10 GeV qui a été publié très récemment (The Fermi LAT Collaboration et al., 2017), une source étendue de rayon 0.36° (FGES J1507.9–6228) a été identifiée dans cette région et englobe la source du 3FGL et S5. Cette dernière source est donc probablement le résidu de la source TeV lorsque celle-ci est partiellement ajustée par la source ponctuelle du 3FGL. Enfin, les sources S6, S7 et S8 sont également incluses dans une large source étendue (FGES J1409.1–6121) dont la

4. Voir le paragraphe 5.6.3 pour plus d'informations sur cette procédure.

5. Le catalogue 3FGL a été établi à partir de 4 années de données Pass 7.

Source	R.A. (°)	Dec. (°)	TS	Γ
S1	220.68 ± 0.02	-63.20 ± 0.02	22.6	1.93 ± 0.13
S2	222.33 ± 0.04	-60.40 ± 0.03	57.8	2.75 ± 0.19
S3	220.52 ± 0.02	-60.07 ± 0.01	61.7	2.18 ± 0.10
S4	216.96 ± 0.02	-60.87 ± 0.02	47.4	2.10 ± 0.10
S5	226.78 ± 0.04	-62.74 ± 0.03	28.2	2.17 ± 0.15
S6	213.45 ± 0.02	-61.66 ± 0.01	82.3	2.29 ± 0.08
S7	213.47 ± 0.02	-61.06 ± 0.02	47.1	2.20 ± 0.10
S8	212.00 ± 0.03	-60.94 ± 0.02	39.4	2.10 ± 0.11
S9	212.95 ± 0.03	-60.50 ± 0.02	30.6	1.72 ± 0.10
S10	212.28 ± 0.05	-60.20 ± 0.03	25.9	1.78 ± 0.12
S11	211.54 ± 0.04	-59.93 ± 0.03	32.7	2.49 ± 0.15
S12	213.83 ± 0.02	-64.98 ± 0.02	36.5	2.32 ± 0.14

TABLE 6.2 – Paramètres des sources ajoutées dans le modèle pour prendre en compte les excès de γ significativement détectés dans les environs de RCW 86. Les indices spectraux et les TS ont été obtenus avec `gtlike` pour $E > 100$ MeV. Seules les erreurs statistiques sont montrées.

nature n'est pas connue.

6.5 Étude du vestige dans son ensemble

6.5.1 Analyse spatiale

Pour caractériser la forme spatiale de RCW 86, nous avons appliqué la méthode du maximum de vraisemblance en modélisant la source avec différents modèles spatiaux, certains étant purement géométriques (point, disque, anneau) et d'autres étant construits à partir de la morphologie observée à d'autres longueurs d'onde (radio, rayons X, TeV). Pour les modèles géométriques, les paramètres spatiaux ont été optimisés avec l'outil `pointlike` en ajustant simultanément les paramètres spectraux et les valeurs de TS des différents modèles ont été obtenues avec `gtlike`. Cette étude a été effectuée au-dessus de 1 GeV afin de bénéficier d'une bonne PSF sans pour autant réduire trop drastiquement la statistique de la source.

Modèle spatial	R.A. (°)	Dec. (°)	R_{ext} (°)	R_{int} (°)	TS	N_{ddl}
Point	220.56 ± 0.07	-62.25 ± 0.02	–	–	34	4
Disque	220.73 ± 0.04	-62.47 ± 0.03	0.37 ± 0.02	–	97	5
Anneau	220.74 ± 0.02	-62.51 ± 0.02	0.31 ± 0.02	0.21 ± 0.02	104	6
MOST (843 MHz)	–	–	–	–	77	2
XMM-Newton (0.5 – 1 keV)	–	–	–	–	62	2
XMM-Newton (2 – 5 keV)	–	–	–	–	91	2
H.E.S.S.	–	–	–	–	98	2

TABLE 6.3 – Comparaison des différents modèles spatiaux pour $E > 1$ GeV. Les paramètres spatiaux des modèles géométriques ont été déterminés avec `pointlike` tandis que les valeurs de TS ont été obtenues avec `gtlike`. Les erreurs présentées dans ce tableau sont d'origine statistique uniquement. N_{ddl} indique le nombre de paramètres libres pour chaque modèle.

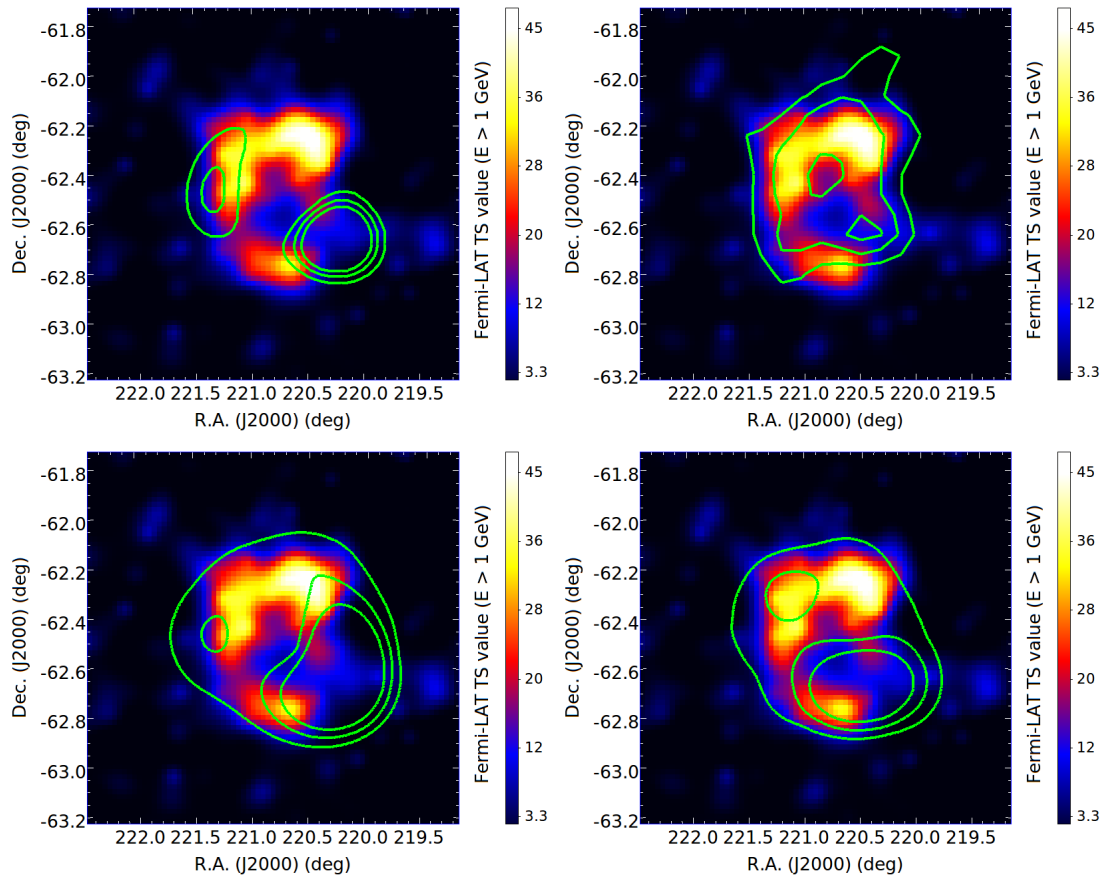


FIGURE 6.4 – Contours des modèles spatiaux issus d’observations à d’autres longueurs d’onde convolués avec la PSF du LAT et surposés à une carte en TS de RCW 86. HAUT-GAUCHE : radio (MOST, 843 MHz) – HAUT-DROIT : TeV (H.E.S.S.) – BAS-GAUCHE : rayons X thermiques (XMM-Newton, 0.5 – 1 keV) – BAS-DROIT : rayons X non-thermiques (XMM-Newton, 2 – 5 keV).

La première partie du tableau 6.3 présente les résultats obtenus pour ces trois modèles tandis que la figure 6.3 de droite montre la position et les contours des meilleurs modèles superposés à une carte en TS de RCW 86 : la position obtenue pour une source ponctuelle est indiquée par la croix noire, le meilleur disque est montré en trait vert continu et l’anneau en trait blanc discontinu. L’ajustement de RCW 86 avec une source ponctuelle nous montre que le pic d’émission le plus important vient de la région Nord du vestige, comme le montre la carte en TS. Lorsque l’on modélise la source par un disque uniforme, le rayon converge vers $0.37^\circ \pm 0.02_{\text{stat}}^\circ$. Cette valeur est en accord avec la taille de la source observée en radio (Kesteven & Caswell, 1987), en infrarouge (Williams et al., 2011), en rayons X (Pisarski et al., 1984) et au TeV (H. E. S. S. Collaboration et al., 2016b). Avec un TS_{ext} de 63⁶, RCW 86 est détectée pour la première fois comme une source étendue, avec un rayon supérieur à la PSF du LAT dans cet intervalle en énergie ($\sim 0.27^\circ$). Comme la source est détectée sous la forme d’une coquille aux autres longueurs d’onde, nous avons testé le modèle de l’anneau. Pour un paramètre supplémentaire par rapport au disque (le rayon interne), la différence de TS n’est que de 5 : l’amélioration de la vraisemblance n’est pas significative et ne justifie donc pas d’utiliser un modèle plus complexe que le disque uniforme.

Les données *Fermi* ont également été ajustées en utilisant des modèles multi-longueurs d’onde pour définir la forme spatiale de RCW 86. Nous avons ainsi construit un modèle à partir des observations radio

6. Rappelons que le TS_{ext} est défini comme la différence entre le TS obtenu pour un modèle de source étendue et celui obtenu pour une source ponctuelle.

effectuées avec le *Molonglo Observatory Synthesis Telescope* (MOST) à 843 MHz, à partir des données en rayons X acquises par le satellite *XMM-Newton* ainsi que des observations faites par H.E.S.S. au TeV (voir Figure 6.4). Afin de comparer les données du LAT aux données X thermiques et non-thermiques séparément, nous avons créés deux modèles à partir des observations de *XMM-Newton* : l'un pour l'intervalle 0.5 – 1 keV et l'autre pour l'intervalle 2 – 5 keV. Comme le montre la deuxième partie du tableau 6.3, les données du LAT corrélient bien mieux avec les données X non-thermique ($TS = 91$) qu'avec les données X thermiques ($TS = 62$). Dans l'hypothèse où l'émission au GeV est d'origine leptonique, ce résultat n'est pas surprenant : les rayons X non-thermiques sont produits par les électrons subissant une accélération radiale (rayonnement synchrotron). Ces mêmes électrons émettent en même temps dans le domaine du GeV en diffusant sur les champs de photons de basse énergie (émission Compton inverse). À l'inverse, l'émission X thermique est émise par les éjectas et le milieu interstellaire choqué : aucun rayonnement γ n'est attendue en lien avec ces émissions-là. La corrélation avec l'émission radio n'est pas non plus excellente alors qu'il s'agit pourtant d'émission synchrotron. L'explication pourrait provenir de la géométrie de la source : l'émission radio forme une coquille quasiment complète, avec un maximum d'émission dans la partie Sud-Ouest de RCW 86 alors que la source est détectée au GeV comme une demi-coquille avec un maximum d'émission dans le Nord-Est. Enfin, la corrélation entre les données GeV et TeV semble être la meilleure, avec un TS de 98. Comme les émissions détectées par *Fermi* et H.E.S.S. ont très probablement la même origine, il n'est pas surprenant d'obtenir le meilleur TS avec ce modèle-là.

Du point de vue du TS, l'émission γ provenant de RCW 86 est aussi bien modélisée par un disque uniforme et le modèle H.E.S.S.. Si l'on prend en compte le nombre de degrés de liberté, le second est mathématiquement favorisé (seulement deux degrés de liberté). Nous avons donc sélectionné le modèle H.E.S.S. pour procéder à l'analyse spectrale de RCW 86. Par ailleurs, ce choix est judicieux car il permettra par la suite de comparer directement les données spectrales du GeV et du TeV.

6.5.2 Analyse spectrale

Contrairement à l'analyse spatiale qui a été réalisée au-dessus de 1 GeV, l'analyse spectrale a été effectuée à partir de 100 MeV afin d'avoir une large vue du spectre de RCW 86 dans le domaine en énergie couvert par le LAT. Nous avons tout d'abord ajusté le spectre de la source avec une loi de puissance, puis nous avons testé l'hypothèse d'un spectre courbé en le modélisant par une parabole logarithmique. Dans le premier cas, l'indice spectral a convergé vers $1.42 \pm 0.10_{\text{stat}} \pm 0.06_{\text{syst}}$ pour un TS de 99. Dans le second cas, le TS a atteint 105. Avec un degré de liberté supplémentaire, la parabole logarithmique apporte une amélioration de la vraisemblance de 2.5σ seulement. La valeur de l'indice spectral obtenu avec la loi de puissance est en accord avec celle publiée dans Yuan et al. (2014), à savoir $1.38 \pm 0.18_{\text{stat}}$ pour un disque de rayon 0.4° . Avec cette forme spectrale, le flux en énergie a été estimé à $(2.91 \pm 0.80_{\text{stat}} \pm 0.12_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ entre 100 MeV et 500 GeV. Pour estimer les erreurs systématiques sur l'indice spectral et le flux, nous avons ajusté le spectre de RCW 86 en utilisant des modèles de diffus alternatifs ainsi que des IRFs modifiées. Nous avons également pris en compte la variation spectrale due au choix du modèle spatial. Pour plus d'informations sur les erreurs systématiques, se reporter au paragraphe 5.7.2.

Pour calculer la distribution spectrale en énergie (SED) de RCW 86, nous avons divisé l'intervalle 100 MeV–500 GeV en 9 sous-intervalles de tailles logarithmiquement identiques et avons appliqué la méthode du maximum de vraisemblance dans chacun d'eux. La morphologie de la source a été définie avec le modèle H.E.S.S. et la forme spectrale par une loi de puissance dont l'indice spectral a été fixé à 2.0. La figure 6.5 présente la SED ainsi construite. Comme aucun signal n'a été détecté dans les trois premiers intervalles, ceux-ci ont été fusionnés pour calculer une seule et unique limite supérieure, avec un niveau de confiance de 95% (2σ). En revanche, la source a été détectée dans les six autres intervalles et nous avons pu obtenir des points spectraux. Sur la figure 6.5, les triangles noirs au-dessus de 500 GeV correspondent aux données TeV issues de H. E. S. S. Collaboration et al. (2016b). La courbe noire passant par ces points montre

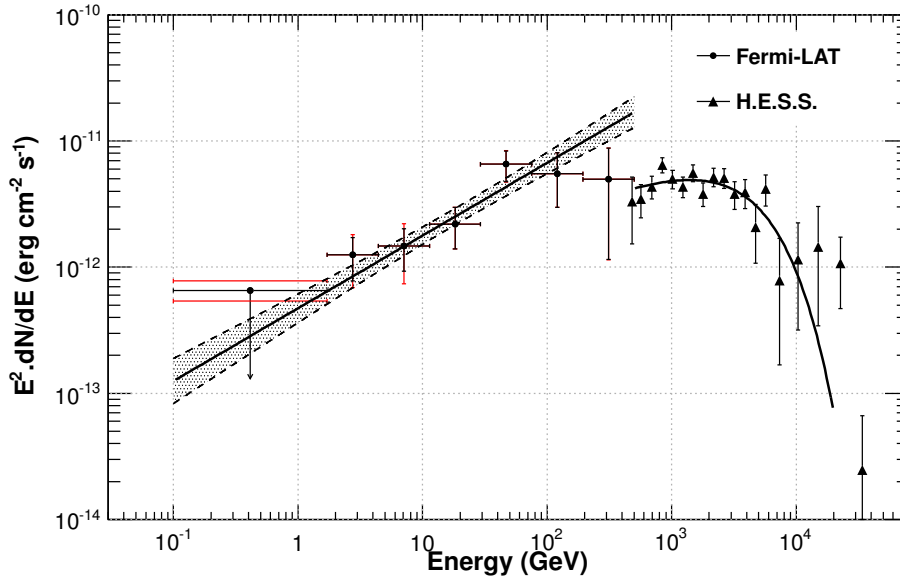


FIGURE 6.5 – *Distribution spectrale en énergie de RCW 86. Les points et les triangles correspondent aux données Fermi et H.E.S.S. respectivement. Le meilleur ajustement des données GeV est représenté par la ligne droite noire tandis que la zone grisée correspond à l'intervalle de confiance de l'ajustement (incertitude statistique à 1σ).*

l'ajustement obtenu pour une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Nous pouvons constater que le raccordement entre les données GeV et TeV à 500 GeV est excellent. Cependant, il semble clair qu'une simple loi de puissance n'est pas le meilleur modèle pour ajuster les données du LAT, en particulier à haute énergie. Les erreurs statistiques étant larges, cette fonction est considérée comme satisfaisante d'un point de vue mathématique. Mais la prise en compte des données H.E.S.S. montre qu'une fonction plus complexe serait nécessaire. Nous avons déjà vu qu'une parabole logarithmique décrit légèrement mieux les données qu'une loi de puissance. En voyant la SED, nous avons également voulu tester la fonction en loi de puissance doucement brisée⁷. Dans ce cas-là, le TS pour RCW 86 est de 106, soit un ΔTS de 7 par rapport à une loi de puissance pour deux degrés de liberté supplémentaires (l'énergie de brisure et un deuxième indice spectral). Sans surprise, l'amélioration n'est pas suffisante pour clamer qu'une fonction plus complexe que la simple loi de puissance est suffisante pour décrire le spectre de RCW 86 dans la gamma en énergie de *Fermi* mais un tel résultat sera très probablement obtenu lorsque la statistique disponible à haute énergie permettra de réduire suffisamment les incertitudes.

6.5.3 Modélisation et discussion

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le rayonnement γ provenant des vestiges de supernovæ peut être produit par différents mécanismes : la diffusion Compton inverse des électrons ultra-relativistes sur les champs de photons ambiants, la désintégration des pions neutres créés par l'interaction de protons de haute énergie avec le milieu interstellaire et le rayonnement de freinage des particules chargées au travers de la matière. Si la discussion se résume souvent à déterminer quel processus est à l'origine du rayonnement γ observé, il est probable qu'au moins deux processus coexistent et contribuent ensemble au rayonnement observé (par exemple, l'émission Compton inverse et la composante hadronique). De fait, l'identification

7. Rappelons que cette fonction est définie par deux indices spectraux Γ_1 et Γ_2 , d'une énergie de brisure E_b séparant les deux régimes et d'un paramètre β définissant la douceur de la transition (voir Paragraphe 5.5.1).

du mécanisme dominant n'est pas aisé et une bonne connaissance du SNR et de son environnement est indispensable pour pouvoir comprendre l'origine de son rayonnement γ . Précédemment, cette question a déjà été abordée dans [Lemoine-Goumard et al. \(2012\)](#). En se basant sur les limites supérieures obtenues dans la bande en énergie couverte par le LAT, les auteurs ont conclu qu'une origine leptonique était favorisée. En effet, l'interprétation hadronique implique un spectre relativement plat ($\Gamma \sim 2.0$) au GeV alors qu'un indice spectral supérieur à 1.8 semble être rejeté. [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2016b\)](#) ont également réalisé une modélisation du spectre de RCW 86 et les auteurs sont arrivés à la même conclusion.

Pour tenter d'enrichir la discussion, nous avons procédé à une nouvelle modélisation de l'émission non-thermique de RCW 86 sur l'ensemble du spectre électromagnétique en utilisant la totalité des données multi-longueurs d'ondes disponibles, en plus des données que nous avons obtenues au GeV. Dans le domaine de la radio, les flux proviennent de [Caswell et al. \(1975\)](#) (MOST, 408 MHz) et [Lemoine-Goumard et al. \(2012\)](#) (Parkes, 5 GHz) et les limites inférieures de [Whiteoak & Green \(1996\)](#) (MOST, 843 MHz) et [Dickel et al. \(2001\)](#) (ATCA, 1.43 GHz). Dans le domaine des X, les données ont été acquises par les satellites *ASCA* et *RXTE* ([Lemoine-Goumard et al., 2012](#)). Enfin, les données du TeV sont issues de [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2016b\)](#). En tentant de reproduire ces données observationnelles, nous avons simulé le rayonnement émis par une population de particules accélérées par l'onde de choc du SNR pour un âge donné. Les distributions de particules ont été décrites par une loi de puissance, avec un indice Γ identique pour les électrons et les protons, et suivie d'une coupure exponentielle caractérisée par l'énergie maximale E_{\max} atteinte par les particules :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma} \times \exp\left(-\frac{E}{E_{\max}}\right) \quad (6.1)$$

L'échappement des particules accélérées a été pris en compte en supposant une coquille de 0.1° d'épaisseur. Cette valeur a été obtenue en ajustant les données du LAT avec un anneau et est compatible avec la valeur donnée dans [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2016b\)](#). Pour plus de détails sur le code de modélisation, se reporter au paragraphe 3.4.

Dans les différents modèles que nous allons présenter, nous avons considéré que le rayonnement γ est largement dominé par l'émission Compton inverse (scénario leptonique). Un scénario purement hadronique nécessite des paramètres en désaccord avec les observations ou difficile à justifier d'un point de vue théorique. En effet, pour que l'émission γ soit dominée par sa composante hadronique, il faut que l'émission d'origine leptonique soit négligeable. Et pour cela, un champ magnétique intense ($> 100 \mu\text{G}$) est nécessaire : la production d'émission synchrotron dans le domaine des rayons X devient alors très efficace et nécessite une faible injection d'électrons ce qui entraîne une faible émission Compton inverse à haute énergie. Or, il a été montré que le champ magnétique est globalement faible dans RCW 86, de l'ordre de $10\text{--}20 \mu\text{G}$ (voir [Lemoine-Goumard et al., 2012](#)). Il n'est pas impossible que des champs magnétiques intenses existent dans des régions restreintes du SNR, notamment au niveau de l'onde de choc où la compression des lignes de champ peut mener à une amplification importante, mais il est très improbable d'avoir des champs magnétiques aussi intenses sur l'ensemble du vestige. Par ailleurs, le spectre détecté au GeV est très dur ($\Gamma \sim 1.4$). En mesurant la dégradation de la vraisemblance lorsque l'indice spectral est fixé à des valeurs plus grandes que 1.4, nous avons exclu à plus de 3σ un indice spectral supérieur à 1.7. Un tel spectre est difficilement reproductible dans le cadre d'un modèle hadronique sans recourir à un indice d'injection des protons également dur ($\Gamma < 1.8$), ce qui est très éloignée de la valeur standard prévue par la théorie ($\Gamma \sim 2.0$). Pour ces raisons, nous nous sommes contentés d'interpréter l'ensemble du rayonnement non-thermique émis par RCW 86 dans un cadre leptonique. Il est important de noter qu'un scénario leptonique n'exclut pas la présence de protons accélérés mais postule simplement que l'émission γ observée est « dominée » par sa composante leptonique. D'ailleurs, nous prenons en compte les protons dans notre modèle dit leptonique afin d'apporter une contrainte sur l'énergie injectée dans les protons, en supposant que l'indice d'injection des protons est identique à celui des électrons.

Pour obtenir les différents modèles, nous avons tout d'abord procédé à un ajustement du χ^2 des données en ne considérant que l'émission d'origine leptonique (rayonnement synchrotron, Bremsstrahlung et Compton inverse), les paramètres libres étant l'indice d'injection Γ_e des électrons accélérés et l'énergie maximale $E_{\max,e}$ qu'ils atteignent, l'énergie W_e transférée dans les électrons et l'intensité du champ magnétique B . Dans un second temps, nous avons ajouté la contribution hadronique et maximisé l'énergie injectée dans les protons tout en restant en accord avec la limite supérieure que nous avons calculée à ~ 1 GeV. Dans le but de donner une estimation conservative de W_p , l'émission Compton inverse a été calculée pour un seul champ de photons, celui du fond diffus cosmologique dans le domaine des micro-ondes. La densité du milieu n a été quant à elle fixée.

Modèle 1 : une seule population d'électrons

Dans ce premier modèle, nous avons supposé que l'ensemble du spectre est produit par une seule et unique population d'électrons rayonnant de la radio aux rayons γ de très haute énergie (modèle dit « à une zone »). Le panneau supérieur de la figure 6.6 présente le résultat obtenu dans le cadre de ce premier modèle et les valeurs des paramètres peuvent être trouvées dans le tableau 6.4. Bien qu'un des points *Fermi* semble incompatible à $\sim 3\sigma$ avec le modèle, l'ensemble des données est raisonnablement bien ajusté dans le cadre d'un scénario purement leptonique. Le champ magnétique résultant est de l'ordre de $\sim 10\mu\text{G}$ et $(3.8 \pm 0.50) \times 10^{49}$ erg est transférée dans les électrons. Pour pouvoir ajuster les points radio, l'indice d'injection des électrons Γ_e doit être relativement mou (~ 2.37) ce qui favorise les électrons de basse énergie et induit une composante Bremsstrahlung importante. Une densité de 1 cm^{-3} n'est d'ailleurs pas possible si l'on souhaite rester en accord avec la limite supérieure à ~ 1 GeV. Nous avons donc fixé la densité du milieu à 0.1 cm^{-3} . Cette valeur est compatible avec Williams et al. (2011) qui ont estimé n à $\sim 0.1 - 0.3 \text{ cm}^{-3}$ dans le NE de RCW 86, région d'où provient principalement l'émission détectée par le LAT. Pour cette densité et pour un indice d'injection de 2.37, la limite supérieure à ~ 1 GeV autorise une énergie transférée aux protons par l'onde de choc de 2×10^{49} erg, soit 2% de l'énergie totale d'une supernova de type Ia ($E_{\text{SN}} = 10^{51}$ erg).

		Γ_e	$E_{\max,e}$ (TeV)	W_e (erg)	Γ_p	$E_{\max,p}$ (TeV)	W_p (erg)	B (μG)	n (cm^{-3})
Modèle 1	Radio/X	2.37 ± 0.03	75 ± 5	$(3.8 \pm 0.50) \times 10^{49}$	2.37	75	2×10^{49}	10.2 ± 0.5	0.1
Modèle 2	Radio	2.2	2	3.0×10^{47}	—	—	—	24	1.0
	X	2.21 ± 0.10	67 ± 4	$(3.7 \pm 0.2) \times 10^{48}$	2.21	67	2×10^{49}	10.5 ± 0.7	1.0

TABLE 6.4 – Valeurs des paramètres des deux modèles reproduisant l'émission non-thermique de RCW 86.

Modèle 2 : deux populations d'électrons différentes

Nous avons ensuite considéré un second modèle dans lequel l'émission non-thermique est produite par deux populations d'électrons différentes, une population émettant en radio et une population émettant en X/ γ . Ce modèle dit « à deux zones » est justifié par la différence observée entre les morphologies radio et X (voir par exemple Lemoine-Goumard et al., 2012). L'introduction d'une seconde population d'électrons a pour principal effet de relâcher la contrainte sur l'indice d'injection des électrons. Γ_e prend alors une valeur plus raisonnable (~ 2.2) et nous pouvons augmenter la densité du milieu à 1.0 cm^{-3} , une valeur compatible avec notre estimation. Comme dans le modèle précédent, l'énergie injectée dans les protons s'élève à un maximum de 2×10^{49} erg.

Ainsi, nous pouvons voir qu'un modèle leptonique permet de reproduire aisément l'ensemble des données observationnelles. En tenant compte de la différence existante entre les morphologies radio et X, le second modèle (avec deux populations d'électrons) semble le plus pertinent et rejoint les conclusions de Lemoine-Goumard et al. (2012). La valeur du champ magnétique est très faible par rapport aux estimations

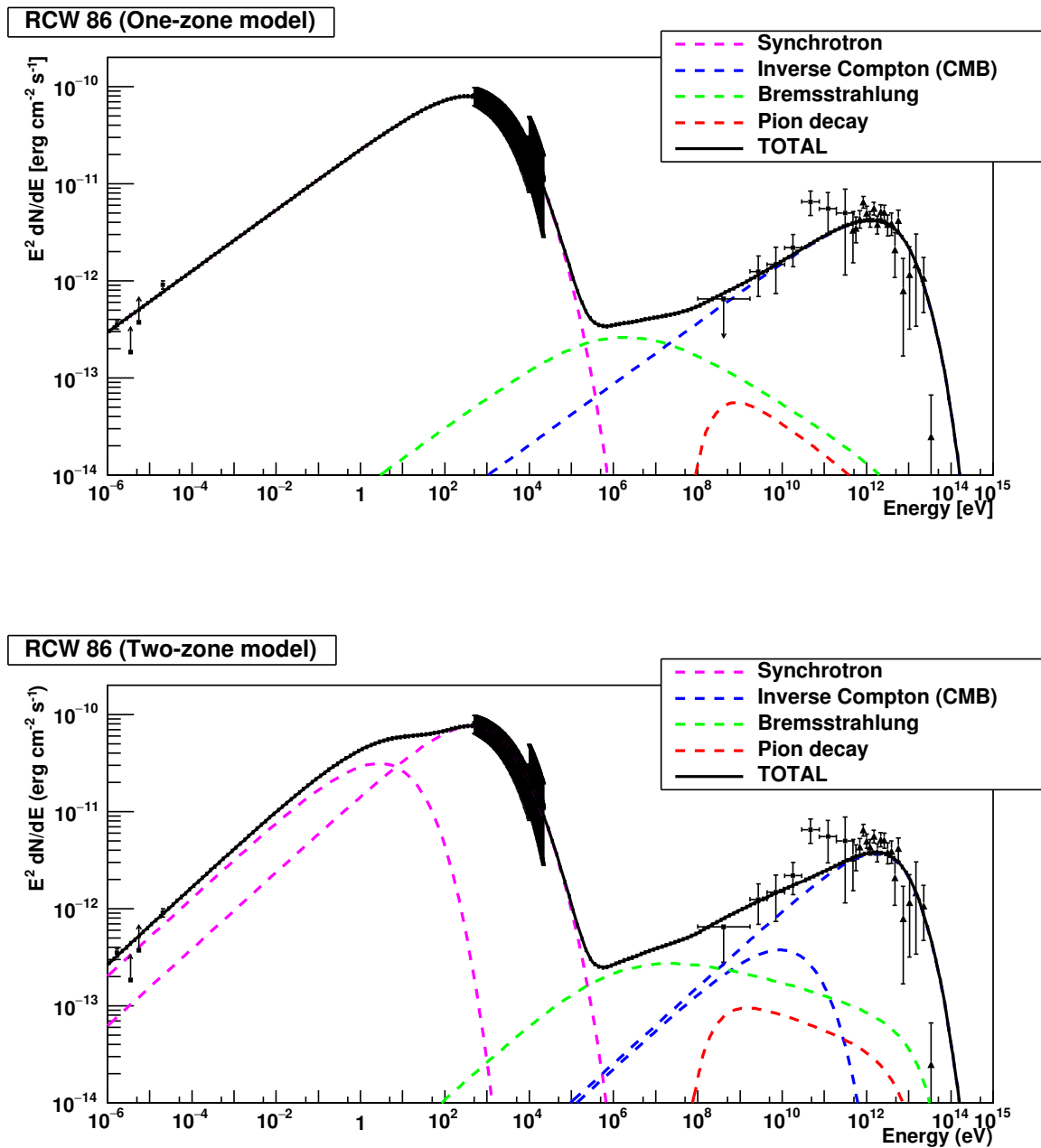


FIGURE 6.6 – Modélisation du rayonnement non-thermique de RCW 86 sur une large gamme en énergie. En haut, la totalité du spectre est produit par une unique population d'électrons. En bas, nous avons considéré deux populations, l'une rayonnant en radio et l'autre en X/γ . Sur les deux figures, l'émission synchrotron est représentée en rose, le Bremsstrahlung en vert, la contribution hadronique en rouge et l'émission Compton inverse en bleu. La courbe noire correspond à la somme des différentes contributions.

issues des observations dans le domaine des X. Rappelons toutefois que cette valeur ($\sim 10\mu\text{G}$) est une moyenne pour l'ensemble du vestige et n'exclut pas des valeurs plus élevées dans des régions restreintes du SNR. Nos modèles placent une contrainte sur W_p plus forte ($< 2 \times 10^{49}$ erg) que celle publiée dans Lemoine-Goumard et al. (2012), à savoir $< 4 \times 10^{49}$ erg.

6.6 Étude des régions Nord-Est et Sud-Ouest de RCW 86

6.6.1 Observations avec *Fermi*

Dans l'introduction de ce chapitre, nous avons vu que RCW 86 présentait des caractéristiques différentes entre les régions NE et SO (vitesse de propagation du choc, densité du milieu). La morphologie observée en optique, en rayons X et en infrarouge présente une asymétrie très marquée tout comme celle révélée par le LAT, la majorité du signal provenant du nord de la coquille. Nous avons donc étudié la source en divisant les modèles en deux moitiés afin de vérifier si l'ajustement des données *Fermi* ne serait pas meilleur en ajustant séparément les deux moitiés du SNR. Bien que nous aurions pu définir un axe de symétrie « à l'œil » d'après les morphologies observées aux différentes longueurs d'onde, nous avons préféré déterminer quel était le meilleur angle de division, c'est-à-dire celui pour lequel la vraisemblance était maximisée. Pour cela, les modèles ont été divisés selon un angle allant de 0° à 170° par pas de 10° , l'angle 0° étant défini comme l'axe Nord-Sud en coordonnées équatoriales (voir Figure 6.7). En procédant à une analyse avec *gtlike* pour les 18 divisions différentes, nous avons observé que la vraisemblance était maximisée lorsque l'angle de division valait 110° , ce qui correspond bien à l'axe de symétrie que nous aurions défini « à l'œil ». Le même résultat a été obtenu pour les différents modèles considérés (Disque, MOST, *XMM-Newton* et H.E.S.S.). Si l'on compare le TS obtenu pour RCW 86 lorsque la source est ajustée comme une seule source et lorsque les deux moitiés sont ajustées séparément, nous constatons une nette amélioration du résultat pour le modèle radio ($77 \rightarrow 86$) et les modèles X thermique ($62 \rightarrow 90$) et non-thermique ($91 \rightarrow 101$). En revanche, le TS ne change pas sensiblement dans le cas du disque ($97 \rightarrow 99$) et du modèle H.E.S.S. ($98 \rightarrow 100$). L'amélioration observée lors de la division des modèles radio et X peut s'expliquer par la présence d'émission particulièrement intense dans le SO de RCW 86 pour ces domaines en énergie (voir Figure 6.1 et 6.4) alors que le signal γ détecté par le LAT est principalement localisé dans le Nord, avec un signal quasiment inexistant dans le SO. En revanche, la morphologie observée par H.E.S.S. est beaucoup plus homogène et permet de bien ajuster les données *Fermi*, sans recourir à la division du modèle. Dans le cas du modèle H.E.S.S. divisé, nous avons mesuré un indice spectral de $1.38 \pm 0.17_{\text{stat}}$ pour la région NE et $1.62 \pm 0.17_{\text{stat}}$ pour la région SO. Bien qu'une différence spectrale semble se dessiner, les deux valeurs sont compatibles lorsque les erreurs statistiques sont prises en compte.

Nous avons également étudié deux régions particulières, deux quarts d'anneaux ayant été définis dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2016b). Les contours de ceux-ci sont visibles en cyan sur la figure 6.7. Alors que l'émission au TeV est intense dans les deux régions (détection à $\sim 10\sigma$), le LAT ne détecte un signal significatif que dans le quadrant NE (TS ~ 22), le TS pour la région SO étant inférieur à 3. Le spectre de la région NE est correctement ajusté par une loi de puissance d'indice $1.33 \pm 0.20_{\text{stat}}$, avec un flux en énergie de $(1.2 \pm 0.2_{\text{stat}}) \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Pour la région SO, une limite supérieure sur le flux a été calculée avec un niveau de confiance de 95% (1.09×10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$).

6.6.2 Observations dans le domaine de la radio

Afin de pouvoir modéliser l'émission non-thermique des quadrants NE et SO sur une large bande spectrale, nous avons réanalysé des données radio pour en extraire le flux des deux régions dans ce domaine-là. RCW 86 est inclus dans le MGPS-2 (second *Molonglo Galactic Plane Survey*) réalisé avec le *Molonglo Observatory Synthesis Telescope* (MOST) à 843 MHz avec une largeur de bande de 3 MHz et une résolution de

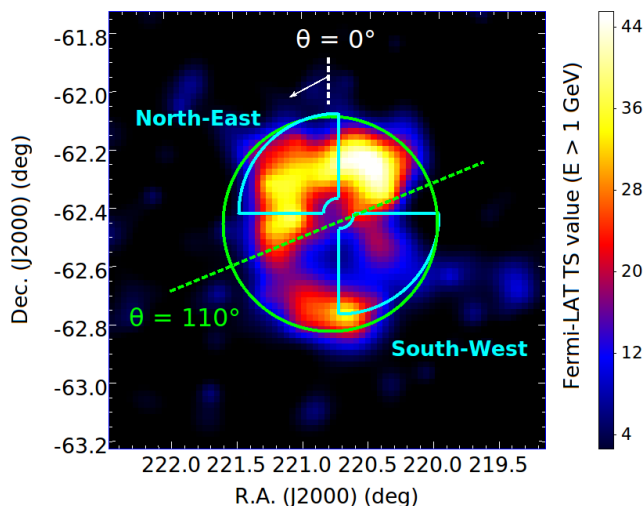


FIGURE 6.7 – Superposés sur une carte en TS figurent les contours des sous-régions de RCW 86 étudiées avec en vert les contours du disque divisé en deux selon l’axe en pointillés et en cyan les deux quadrants Nord-Est et Sud-Ouest définis dans *H. E. S. S. Collaboration et al. (2016b)*.

$\sim 45 \times 51$ arcsec² (Murphy et al., 2007). Cependant, les données MOST ne contiennent pas certaines structures de grande taille, notamment pour des échelles supérieures à $\sim 20 - 30$ arcmin. De plus, l’intégralité de l’émission radio provenant de RCW 86 n’a pas été couverte par ces observations : le flux intégré est de ~ 20 Jy dans le MGPS-2 alors qu’un flux de ~ 55 Jy est attendu d’après les précédentes observations (voir par exemple Caswell et al., 1975). Pour ces raisons, nous avons préféré exploiter les données acquises par le radiotélescope de l’observatoire de Parkes à 2.4 GHz, avec une résolution de 10.2×10.6 arcmin² (Duncan et al., 1995). Le flux intégré de RCW 86 obtenu à partir de ces observations (~ 25 Jy) est en accord avec le flux attendu, ce qui montre que ces observations n’ont pas raté les grandes structures comme dans le cas du MGPS-2. Étant donnée la basse résolution de ces observations, les flux des régions NE et SO ont été obtenus en intégrant sur un rayon légèrement plus grand que celui défini dans *H. E. S. S. Collaboration et al. (2016b)*. Ainsi, nous avons obtenu 4.3 Jy pour le quadrant NE et 10.4 Jy pour le quadrant SO.

6.6.3 Observations en rayons X

Nous avons également réanalysé des données prises par l’instrument EPIC-MOS2 à bord du satellite *XMM-Newton*. Comme la taille de RCW 86 est plus large que le champ de vue du télescope, l’extraction du flux des quadrants NE et SO a nécessité l’analyse de différents pointés. Ainsi, nous avons utilisé l’observation 0208000101 réalisée le 26 Janvier 2004 pour une durée de 59.992 ks et l’observation 0504810301 effectuée le 25 Août 2007 pour une durée de 72.762 ks. Pour le quadrant SO, nous avons utilisé les observations 0110010701 (16 Août 2000, 23.314 ks) et 0504810401 (23 Août 2007, 116.782 ks). Les spectres présentés en Figure 6.8 ont été obtenus en utilisant les outils d’analyse standard de *XMM-Newton* nommés XMM SAS (version 14.0)⁸. Le signal de fond a été déterminé à partir de régions vides, dans le champ de vue de ces mêmes observations, puis les spectres extraits ont été analysés avec l’outil xspec v12.8 (Arnaud, 1996) en utilisant le modèle vnei ainsi qu’une composante en loi de puissance, tous les deux étant corrigés de l’absorption Galactique. La colonne d’absorption est de $(4.8 \pm 0.1) \times 10^{21}$ cm⁻² pour la région NE et $(2.5 \pm 0.1) \times 10^{21}$ cm⁻² pour la région SO. À partir des meilleurs modèles, nous avons obtenu des flux dans la bande en énergie 3 – 5 keV qui est totalement dominée par le rayonnement synchrotron dans le cas de

8. Pour plus d’informations sur ces outils, voir : <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/what-is-sas>

RCW 86. Ainsi, les flux ont été estimés à 4.3×10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹ et 10.0×10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹ pour les quadrants NE et SO respectivement. L'erreur sur ces valeurs de flux est de l'ordre de 5 – 10% et est dominée par l'incertitude systématique due à la calibration des instruments. Pour les deux régions, l'indice spectral est estimé à 3.0 ± 0.2 .

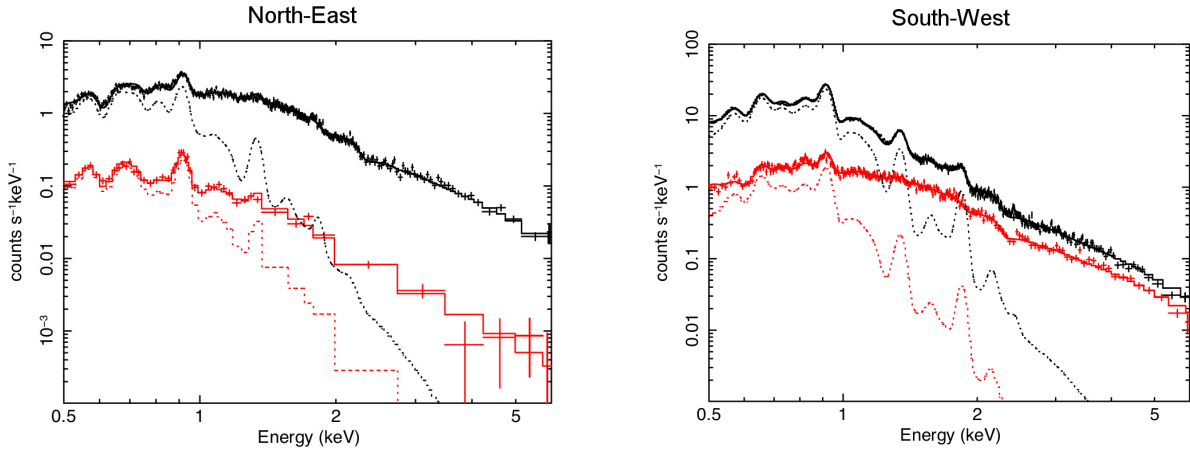


FIGURE 6.8 – Spectres des quadrants Nord-Est (gauche) et Sud-Ouest (droite) dans le domaine des rayons X. Sur les deux graphiques, les courbes rouge et noire correspondent aux spectres obtenus pour chacune des deux observations analysées pour extraire le flux total des régions étudiées. Les lignes en trait plein correspondent à l'ajustement des spectres totaux tandis que les courbes en pointillés montrent les contributions thermiques. Celles-ci deviennent négligeables au-dessus de 2 keV.

6.6.4 Modélisation et discussion

En utilisant l'ensemble des données que nous avons présentées dans les paragraphes précédents, dans le domaine de la radio, des rayons X et des rayons γ , nous avons modélisé le spectre des deux quadrants NE et SO de la même façon que pour le vestige dans son ensemble (cf. Paragraphe 6.5.3). Pour limiter le nombre de degrés de liberté, nous n'avons ajusté que l'intensité du champ magnétique, l'énergie injectée dans les électrons et l'énergie maximale atteinte par les particules accélérées. La densité a été fixée à 1.0 cm^{-3} et les indices Γ_e et Γ_p à la valeur obtenue dans le cas du modèle à deux zones pour le SNR entier, à savoir 2.21. Enfin, W_p a été fixé à 0.5×10^{49} erg, soit un quart de l'énergie totale injectée dans les protons (2×10^{49} erg). Les modèles obtenus sont présentés en Figure 6.9 et les paramètres sont résumés dans le tableau 6.5.

	Γ_e	$E_{\text{max},e}$ (TeV)	W_e (erg)	Γ_p	$E_{\text{max},p}$ (TeV)	W_p (erg)	B (μG)	n (cm^{-3})
Nord-Est	2.21	40 ± 5	$(1.4 \pm 0.04) \times 10^{48}$	2.21	40	5×10^{48}	11.6 ± 0.7	1.0
Sud-Ouest	2.21	61 ± 5	$(3.0 \pm 0.04) \times 10^{48}$	2.21	61	5×10^{48}	16.8 ± 2.1	1.0

TABLE 6.5 – Valeurs des paramètres des modélisations de l'émission non-thermique des régions NE et SO de RCW 86.

Il est intéressant de noter que le champ magnétique semble légèrement plus grand dans le SO que dans le NE. Cette différence peut être expliquée par la plus grande densité du milieu avec lequel l'onde de choc interagit dans le SO. De plus, l'énergie maximale atteinte par les particules suit la tendance du champ magnétique et est plus grande dans le SO que dans le NE : lorsque l'énergie maximale n'est pas limitée par les pertes synchrotron, comme c'est le cas pour RCW 86, un champ magnétique plus élevé implique une

énergie maximale plus grande. Notons également que l'intensité du champ magnétique dans le NE est très proche de la valeur obtenue pour l'ensemble du SNR, ce qui n'est pas surprenant puisque la majorité du signal de RCW 86 provient de cette région. Globalement, l'ensemble des données multi-longueurs d'onde indique des variations du champ magnétique au sein du SNR. L'émission radio correspond aux régions avec un champ magnétique important tandis que l'émission au GeV émerge de régions où le champ magnétique est plus faible.

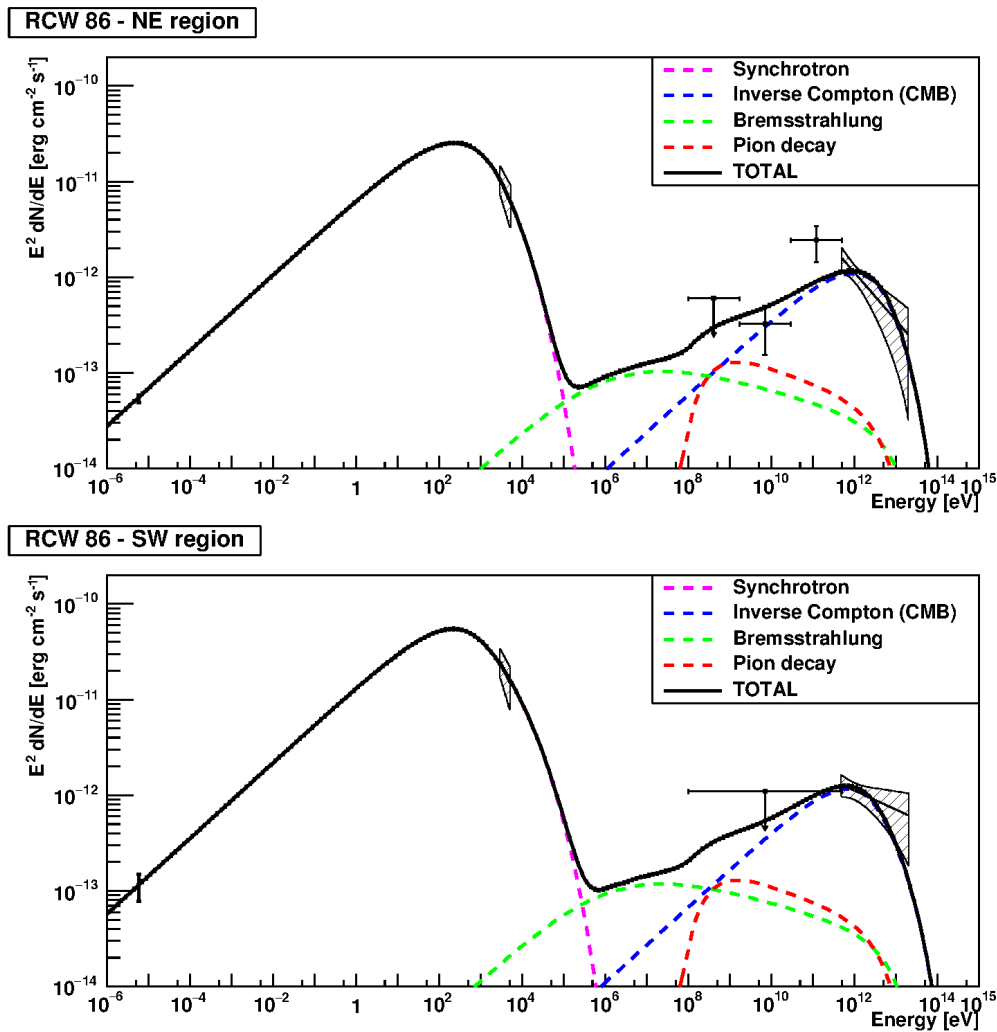


FIGURE 6.9 – Modélisation du rayonnement non-thermique des régions Nord-Est (haut) et Sud-Ouest (bas) de RCW 86. Sur les deux figures, l'émission synchrotron est représentée en rose, le Bremsstrahlung en vert, la contribution hadronique en rouge et l'émission Compton inverse en bleu. La courbe noire correspond à la somme des différentes contributions.

6.7 Conclusions

Dans ce premier chapitre de résultats, nous avons présenté l'étude de RCW 86, le vestige de la plus ancienne supernova historique, datant de l'an 185. À partir de 6.5 ans de données *Fermi*, nous avons étudié le rayonnement γ émis par ce SNR dans le domaine du GeV. Alors que le dernier article publié rapportait la

détection de RCW 86 comme une source ponctuelle, nous avons révélé pour la première fois une morphologie étendue et prenant la forme d'une coquille. La forme et la taille observées sont en accord avec celles détectées aux autres longueurs (radio, infrarouge, rayons X et au TeV) : l'émission que nous détectons semble provenir de l'onde de choc du vestige de supernova où sont accélérées des particules à très haute énergie. Entre 100 MeV et 500 GeV, le spectre de RCW 86 est correctement ajusté par une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma \sim 1.4$. La statistique dont nous disposons ne permet malheureusement pas d'étudier le spectre avec plus de précision et de déterminer une cassure spectrale à haute énergie. La modélisation de l'émission non-thermique sur l'ensemble du spectre électromagnétique a montré qu'un scénario leptonique était capable de reproduire correctement les données GeV/TeV et suggère que le rayonnement de haute énergie est produit par le mécanisme de diffusion Compton inverse. L'hypothèse d'une unique population d'électrons est cependant remise en question par la différence morphologique observée entre l'émission radio et l'émission X. Ajouter une seconde population d'électrons permet de bien ajuster les données tout en obtenant des paramètres plus réalistes. L'interprétation hadronique est quant à elle fortement défavorisée en raison de l'indice spectral très dur obtenu dans la bande d'énergie de *Fermi*. Quel que soit le modèle considéré, l'énergie injectée dans les protons est relativement faible et loin des 10% attendus pour confirmer que les SNRs sont bien les principales sources de rayons cosmiques dans notre galaxie.

CHAPITRE 7

HESS J1731–347 et ses environs

Contents

7.1	Introduction	89
7.2	Observations avec <i>Fermi</i>	91
7.2.1	Réduction des données et méthode d’analyse	91
7.2.2	L’environnement de HESS J1731–347	92
7.2.3	Analyse et résultats	93
7.2.4	Étude de HESS J1729–345 et S0	96
7.2.5	Discussion et conclusion	98
7.3	Observations avec H.E.S.S.	99
7.3.1	Une brève présentation du réseau de télescopes H.E.S.S.	99
7.3.2	Sélection des runs	101
7.3.3	Analyse et résultats	102
7.3.4	Étude morphologique avec Sherpa	104
7.3.5	Résumé	105

Dans ce chapitre, nous allons présenter l’étude de HESS J1731–347 (aussi appelé G353.6–0.7) et montrer que ce SNR est maintenant clairement détecté dans la bande d’énergie couverte par le LAT. HESS J1731–347 a été étudié dans les mêmes conditions que SN 1006 et les résultats obtenus pour ces deux sources ont été publiés conjointement dans [Condon et al. \(2017\)](#).

7.1 Introduction

Contrairement à RCW 86 dont les premières traces remontent à 1960 et pour lequel une littérature abondante est disponible, HESS J1731–347 n’a été découvert que récemment et nous disposons à ce jour de peu d’informations à son sujet. C’est au cours de la campagne d’observations systématiques du plan Galactique effectuée par le réseau de télescopes Cherenkov H.E.S.S. que ce vestige de supernova a été identifié pour la première fois. Initialement détecté sous une forme allongée et caractérisée par deux pics d’émission (cf. Figure 7.1–Gauche), HESS J1731–347 a été catalogué parmi les sources d’origine inconnue car aucune contrepartie n’avait été trouvée à d’autres longueurs d’ondes ([Aharonian et al., 2008](#)). Des observations approfondies de la région ont révélé que l’émission détectée provenait en réalité de deux sources distinctes (voir Figure 7.1–Milieu) : HESS J1731–347, un vestige de supernova en coquille, et HESS J1729–345, une source légèrement étendue de nature inconnue ([H.E.S.S. Collaboration et al., 2011](#), noté par la suite HE11). Entre-temps, [Tian et al. \(2008\)](#) ont rapporté la détection d’émissions radio et X coïncidente avec

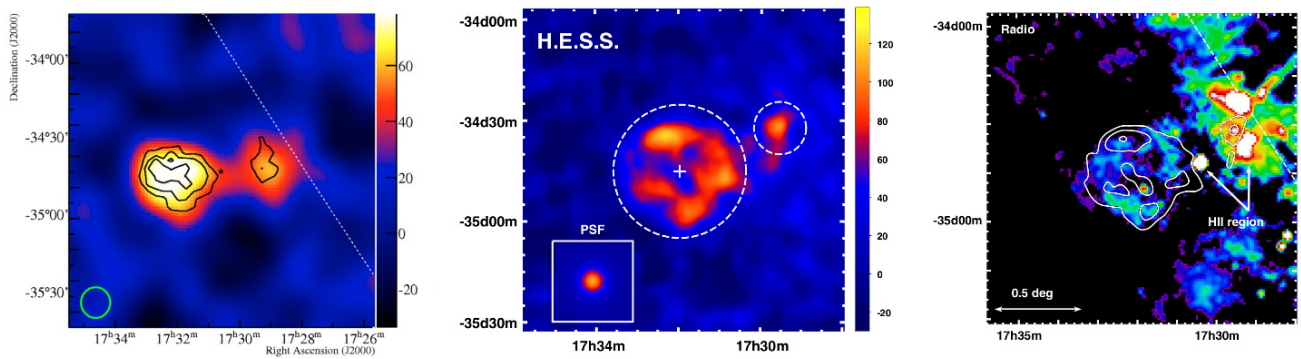


FIGURE 7.1 – (Gauche) Première carte d’excès dévoilée par H.E.S.S.. (Milieu) Carte d’excès obtenue lors de l’étude dédiée à HESS J1731–347. (Droite) Contours H.E.S.S. superposés à la carte radio obtenue par ATCA à 1.4 GHz. La figure de gauche provient de Aharonian et al. (2008) tandis que les figures du milieu et de droite sont extraites de HE11.

HESS J1731–347 dont la morphologie en coquille de rayon 0.25° est en parfait accord avec les données H.E.S.S.. Aucune raie thermique n’ayant été identifiée dans le spectre des rayons X, l’origine non-thermique est privilégiée, ce qui implique la présence d’électrons accélérés à haute énergie (Bamba et al., 2012) comme dans les cas de SN 1006 et RX J1713.7–3946.

En supposant l’association de HESS J1731–347 avec une région dense en H II (cf. Figure 7.1–Droite), la distance a été estimée par Tian et al. (2008) à ~ 3.2 kpc, hypothèse renforcée par la détection de raies spectrales de transition du ^{12}CO indiquant la présence d’un nuage moléculaire à la même distance (Tian et al., 2010). À cette distance, la taille angulaire observée ($R = 0.25^\circ$) correspond à ~ 14 pc, une taille similaire à celle estimée pour les autres vestiges de supernovæ en coquille, par exemple ~ 12 pc pour RX J0852.0–4622 et ~ 15 pc pour RCW 86. L’âge du vestige, quant à lui, a été estimé une première fois à ~ 27000 ans par Tian et al. (2008), à partir de la taille du vestige et de la densité du milieu ($\sim 5 \text{ cm}^{-3}$) déduit du flux au TeV dans l’hypothèse où l’émission γ est d’origine hadronique. Par la suite, HE11 ont déduit un âge beaucoup moins élevé, ~ 2500 ans, en considérant une vitesse de propagation du choc de 3000 km s^{-1} dans un milieu de faible densité ($< 0.01 \text{ cm}^{-3}$). Cette valeur semble plus cohérente, sachant que HESS J1731–347 présente de nombreuses caractéristiques communes avec d’autres jeunes vestiges de supernovæ tels que RX J1713.7–3946 et RCW 86 dont l’âge est de quelques milliers d’années seulement.

Les observations en rayons X ont également révélé la présence d’une source intense, localisée au cœur du vestige et nommée XMMU J173203–344518 (Tian et al., 2010). Son spectre est correctement ajusté par un rayonnement de type corps noir pour une température de ~ 0.5 keV. Cette valeur est en tension avec les températures typiques des objets compacts (0.1 – 0.5 keV) mais pourrait placer cet objet dans la catégorie des magnétars, dont la température caractéristique est précisément ~ 0.5 keV. Cette possibilité a été explorée par Halpern & Gotthelf (2010) en réanalysant l’ensemble des données obtenues avec XMM-Newton, Chandra et Suzaku, complétées par deux brèves observations à 39 jours d’intervalle avec le satellite Swift afin de tester la variabilité de la source. Cependant, aucune preuve significative de périodicité (voir aussi Bamba et al., 2012) ou de variabilité n’a été trouvée. XMMU J173203–344518 reste donc un candidat magnétar de par la forme de son spectre mais d’autres éléments sont requis pour confirmer cette nature. L’absence de contrepartie optique et infrarouge rend également plausible l’hypothèse que cette source soit l’objet compact de HESS J1731–347. Enfin, Klochkov et al. (2013) ont levé l’incompatibilité entre la distance déduite du flux mesuré pour cet objet dans le cas où son spectre est ajusté avec un rayonnement de corps noir pur (~ 30 kpc) et la distance estimée pour le vestige de supernova (~ 3.2 kpc). Pour cela, les auteurs ont considéré que l’émission X de cette source provenait d’une étoile à neutrons possédant une atmosphère de carbone. Dans ce cas-là, le rayon de l’étoile est compris entre 10 et 15 km (valeurs typiques

pour le rayon d'une étoile à neutrons) et implique une distance de 3.2–4.5 kpc.

Dans la bande en énergie du GeV, [Yang et al. \(2014\)](#) et [Acero et al. \(2015a\)](#) ont analysé les données du LAT (4 ans et 6 ans de données Pass 7, respectivement) mais sans aboutir à la détection d'un signal. Les limites supérieures calculées dans le second article ont cependant permis de contraindre l'origine du rayonnement γ en excluant un indice spectral supérieur à 1.7 dans la bande de *Fermi*. Le scénario leptonique, i.e une émission dominée par la diffusion Compton inverse des électrons de haute énergie sur les champs de photons ambiants, semble donc privilégié.

Ainsi, HESS J1731–347 se révèle être très semblable à d'autres vestiges de supernovæ comme RX J1713.7–3946 et RX J0852.0–4622, avec une émission intense au TeV et un rayonnement X d'origine non-thermique. Sa morphologie en coquille observée en radio, rayons X et au TeV met en évidence la présence d'électrons accélérés à haute énergie par l'onde de choc. Afin de compléter la vision que nous avons de cette source, nous avons procédé à une nouvelle analyse des données *Fermi* dans le but d'identifier un signal significatif dans le domaine du GeV et contraindre si possible l'origine du rayonnement γ ainsi que d'apporter de nouveaux indices sur la nature de HESS J1729–345.

7.2 Observations avec *Fermi*

7.2.1 Réduction des données et méthode d'analyse

Pour l'étude de HESS J1731–347, nous avons utilisé la totalité des données enregistrées entre le début de la mission (le 4 août 2008) et le 28 août 2016. HESS J1731–347 se situant à proximité du plan Galactique et non loin du centre Galactique lui-même, la recherche d'un signal en provenance de ce vestige de supernova peut s'avérer très compliquée. Cette région du ciel est peuplée d'un grand nombre de sources, certaines étant déjà répertoriées dans le catalogue 3FGL. Par ailleurs, l'émission diffuse d'origine Galactique est particulièrement présente à cette latitude. Pour ces raisons, l'analyse de HESS J1731–347 a été effectuée au-dessus de 1 GeV. En effet, la résolution angulaire du LAT chute drastiquement en-dessous de cette énergie, ce qui augmente la confusion des sources proches. D'autre part, le spectre de cette source étant censé être dur, les événements ont été sélectionnés jusqu'à 2 TeV afin de ne pas perdre d'éventuels photons de très haute énergie. Nous avons en revanche rejeté les événements pour lesquels l'angle zénithal était supérieur à 100° pour limiter la contamination de l'albédo terrestre. Enfin, pour garantir une bonne qualité des données enregistrées, les intervalles de temps pendant lesquels le satellite traversait l'Anomalie Magnétique de l'Atlantique Sud ont été exclus et nous avons appliqué les filtres de qualité standards avec `gtmkttime`.

Intervalle en énergie	1 GeV – 2 TeV
Intervalle en temps	4 août 2008 – 28 août 2016 (MET 239557417 – 494035204)
Angle zénithal	$< 100^\circ$
Filtre de qualité	(DATA_QUAL>0) && (LAT_CONFIG==1)
Type d'analyse	pointlike : binnée gtlike : non-binnée
Région d'intérêt	pointlike : $R = 10^\circ$ (région circulaire) gtlike : $R = 7^\circ$ (région circulaire)
Version des <i>Science Tools</i>	pointlike : v10r00p05 gtlike : v11r05p01
IRFs	P8R2_V6

TABLE 7.1 – Critères de sélection des données du LAT et détails de l'analyse de HESS J1731–347.

Pour les analyses effectuées avec `pointlike` (analyses binnées), nous avons considéré une région circulaire de 10° de rayon centrée sur la position de HESS J1731–347 (l, b) = (353.467, -0.465). Pour les analyses `gtlike`, la région d'intérêt a été réduite à 7° et les photons ont été traités un par un (analyse non-binnée). Cette méthode est plus chronophage qu'une analyse binnée qui regroupe les photons par paquets en fonction de leur énergie mais conserve l'intégralité de l'information spectrale et permet de mieux estimer le rapport signal/bruit, ce qui est crucial lors de la recherche d'une émission faible. Dans les deux cas (`pointlike` et `gtlike`), les paramètres spectraux des sources situées à moins de 5° de HESS J1731–347 ont été ajustés ainsi que ceux de la composante diffuse Galactique (normalisation et indice) et isotropique (normalisation seulement). Les versions v10r00p05 et v11r05p01 des *Fermi* Science Tools ont été utilisées pour les analyses `pointlike` et `gtlike` respectivement, avec les IRFs P8R2_V6. L'ensemble des coupures appliquées aux données et les détails de l'analyse sont résumés dans le Tableau 7.1.

7.2.2 L'environnement de HESS J1731–347

Pour identifier une source jusqu'alors non-détectée par le LAT, la première étape consiste à calculer une carte en TS de la région considérée à partir d'un catalogue répertoriant les sources déjà identifiées dans la région et de regarder si une émission γ en excès est visible à l'endroit de la source recherchée. Ici, le modèle initial a été construit à partir du 3FGL, en incluant les sources se trouvant dans un rayon de 15° autour de la position de HESS J1731–347 ainsi que deux modèles spatiaux étendus pour prendre en compte l'émission diffuse Galactique et isotropique. La carte obtenue a révélé de nombreux excès d'émissions γ (voir Figure 7.2–Gauche). Dans un rayon de 4° , 14 excès ont été détectés par `pointlike` avec un TS supérieur à 25 mais seulement 12 ont été confirmés par `gtlike` et donc maintenus dans le modèle. Les deux sources qui n'ont pas été gardées en raison de leur TS trop faible (16 et 19) sont localisées à des distances suffisantes de HESS J1731–347 pour ne pas induire de contamination. L'émission γ que nous avons appelée 'S1' avait déjà été identifiée par Yang et al. (2014). Acero et al. (2015a) l'avait également détectée, sous le nom 'PS-NW', ainsi qu'une autre source ponctuelle 'PS-SW', qui correspond à l'émission γ nommée 'S3' dans notre travail. Exceptée la source S2 qui est proche de deux pulsars radio (PSR J1730–3350 et PSR J1730–3353), aucune contrepartie à d'autres longueurs d'ondes n'a été trouvée pour les différentes sources γ que nous avons ajoutées dans notre modèle. Le tableau 7.2 fournit un résumé de leurs positions et paramètres spectraux.

Comme une faible émission γ semble provenir de la position de HESS J1731–347, nous avons calculé une autre carte en TS, pour un champ de vue réduit afin de mieux visualiser la morphologie du signal en coïncidence avec le SNR. La figure 7.2–Droite montre une région de $2^\circ \times 2^\circ$ centrée sur la position du vestige de supernova. Les contours de l'émission détectée par H.E.S.S. ont été superposés en jaune tandis que la ligne en traits pointillés blancs représente le plan Galactique. Comme pour la carte précédente, les sources voisines sont indiquées par les losanges verts. Par rapport à la figure 7.2–Gauche, une autre source est visible et a été ajoutée au modèle sous le nom de 'S0'¹. Il s'agit d'une émission γ très proche de HESS J1731–347 et dont la nature n'est pas connue. Bien qu'elle ne soit détectée qu'avec un TS de 22, cette émission a été prise en compte pour éviter une contamination du spectre de HESS J1731–347. L'indice spectral obtenu est relativement mou ($\Gamma = 2.50 \pm 0.05_{\text{stat}}$) et suggère donc qu'il s'agit d'une source de fond, indépendante du vestige de supernova étudié pour qui le spectre devrait être plutôt dur ($\Gamma < 2.0$). Nous reviendrons sur cette source dans le paragraphe 7.2.4.

1. Sur la figure 7.2 de droite, la carte en TS a été calculée sans inclure la source 'S0' dans le modèle afin de montrer la position et la forme de cette émission γ .

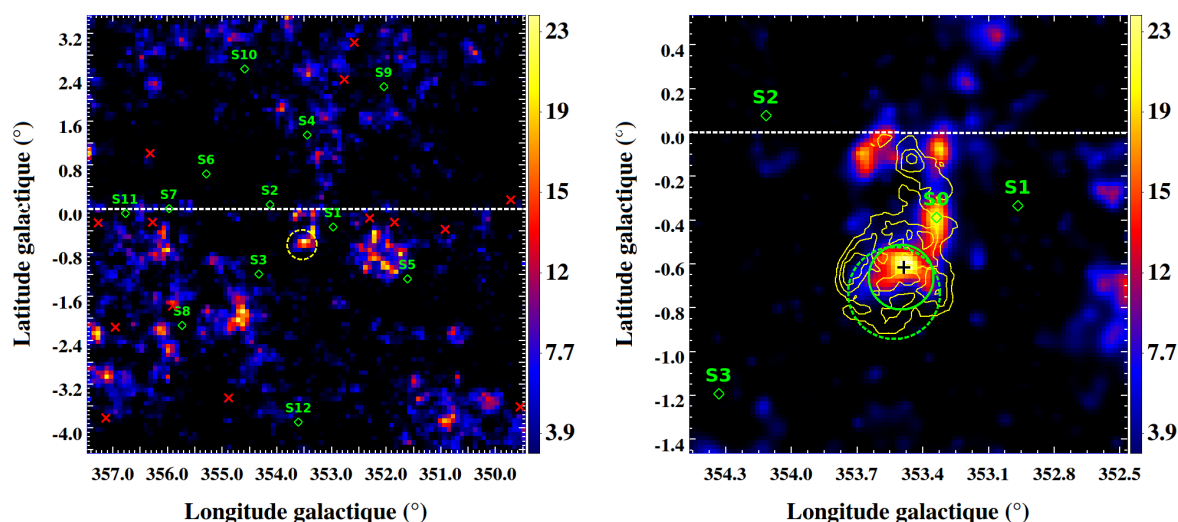


FIGURE 7.2 – (Gauche) Carte en Test Statistique (TS) de $8^\circ \times 8^\circ$ centrée sur la position de HESS J1731–347 pour $E > 1$ GeV. Les croix rouges marquent la position des sources présentes dans le 3FGL et les losanges verts celles d’émissions γ en excès qui ont été prises en compte dans notre modèle. La position et la taille de HESS J1731–347 telles que H.E.S.S. les voit sont indiquées par le cercle en trait discontinu jaune. (Droite) Carte en TS pour une région de 2° de côté centrée sur HESS J1731–347. Le meilleur ajustement de l’émission γ provenant du SNR avec un disque uniforme est représenté par le cercle vert en trait continu pour $E > 1$ GeV et discontinu pour $E > 10$ GeV. Les contours de la morphologie au TeV obtenue par H.E.S.S. sont superposés en jaune. Ici, la source S0 n’a pas été incluse dans le modèle pour montrer sa position et sa forme. Pour les deux cartes, la ligne pointillée blanche correspond au plan Galactique.

7.2.3 Analyse et résultats

Bien que l’émission γ provenant de la position HESS J1731–347 semble être faible, nous avons procédé à sa caractérisation spatiale et spectrale. La procédure suivie pour l’analyse spatiale est décrite dans le paragraphe 5.6.2. L’émission γ a tout d’abord été modélisée par deux formes géométriques : une source ponctuelle et un disque uniforme qui constituera notre hypothèse de source étendue. Le spectre a été quant à lui modélisé par une loi de puissance. Les paramètres de ces deux modèles spatiaux ont été optimisés avec *pointlike*, les paramètres spectraux étant ajustés simultanément, et les résultats sont résumés dans le Tableau 7.3.

Le principal résultat que nous obtenons ici est que la source n’est pas détectée comme une source étendue, le TS_{ext} n’étant que de 2.7. Avec un rayon optimal de 0.15° , le disque englobe l’émission γ qui apparaît au cœur de HESS J1731–347, comme on peut le voir sur la Figure 7.2–Droite, mais sans atteindre la taille de la coquille telle qu’elle est observée par H.E.S.S.. En revanche, si les paramètres spatiaux du disque sont optimisés pour $E > 10$ GeV, nous obtenons un rayon de $0.21^\circ \pm 0.04^\circ$ pour un TS_{ext} de 7.2. À cette énergie-là, l’extension n’est toujours pas significativement détectée mais le résultat semble indiquer que la source est étendue et que la détection de l’extension est simplement limitée par la statistique dont nous disposons. Les résultats obtenus pour les deux modèles géométriques ont été vérifiés avec l’outil *gtlike* et comparés à ceux obtenus avec la morphologie de H.E.S.S. (cf. Tableau 7.4).

Avec un TS supérieur à 25 quel que soit le modèle spatial utilisé, l’émission γ en provenance de la position de HESS J1731–347 est significativement détectée. Le spectre de cette source est relativement dur, avec un indice spectral $\Gamma = 1.87 \pm 0.12_{\text{stat}}$ pour la source ponctuelle et $\Gamma = 1.66 \pm 0.16_{\text{stat}}$ pour le modèle H.E.S.S.. Même si les valeurs sont compatibles entre elles lorsque les erreurs sont prises en compte, on

Source	R.A. (°)	Dec. (°)	TS	Γ	Flux (erg cm ⁻² s ⁻¹)
S0	262.59 ± 0.03	−34.77 ± 0.02	22.0	2.50 ± 0.28	(5.18 ± 1.28) × 10 ⁻¹²
S1	262.30 ± 0.02	−35.05 ± 0.01	52.2	2.46 ± 0.14	(7.95 ± 1.48) × 10 ⁻¹²
S2	262.64 ± 0.02	−33.88 ± 0.02	28.9	2.64 ± 0.22	(5.46 ± 1.16) × 10 ⁻¹²
S3	264.05 ± 0.02	−34.36 ± 0.01	124.4	2.71 ± 0.13	(7.73 ± 0.96) × 10 ⁻¹²
S4	260.88 ± 0.02	−33.70 ± 0.02	53.3	2.75 ± 0.23	(4.97 ± 0.83) × 10 ⁻¹²
S5	262.32 ± 0.01	−36.70 ± 0.01	38.5	2.21 ± 0.16	(5.91 ± 1.54) × 10 ⁻¹²
S6	262.83 ± 0.01	−32.57 ± 0.01	66.8	2.44 ± 0.12	(8.62 ± 1.43) × 10 ⁻¹²
S7	263.91 ± 0.01	−32.34 ± 0.01	43.9	2.27 ± 0.14	(8.11 ± 1.79) × 10 ⁻¹²
S8	265.91 ± 0.02	−33.71 ± 0.02	50.2	2.56 ± 0.20	(4.20 ± 0.82) × 10 ⁻¹²
S9	259.04 ± 0.03	−34.35 ± 0.02	48.0	2.83 ± 0.22	(3.54 ± 0.63) × 10 ⁻¹²
S10	260.48 ± 0.03	−32.06 ± 0.02	40.6	2.66 ± 0.21	(3.49 ± 0.68) × 10 ⁻¹²
S11	264.47 ± 0.04	−31.79 ± 0.03	31.8	2.53 ± 0.21	(6.12 ± 1.39) × 10 ⁻¹²
S12	266.40 ± 0.02	−36.41 ± 0.02	30.3	2.29 ± 0.21	(2.86 ± 0.87) × 10 ⁻¹²

TABLE 7.2 – Paramètres des sources ajoutées dans le modèle pour prendre en compte les excès de γ significativement détectés aux abords de HESS J1731–347. Les indices spectraux et les TS ont été obtenus avec `gtlike`. Seules les erreurs statistiques sont montrées.

Modèle spatial	R.A. (°)	Dec. (°)	Rayon (°)	TS _{ext}	N _{ddl}
Point	262.92 ± 0.02	−34.77 ± 0.02	–	–	4
Disque	262.97 ± 0.03	−34.79 ± 0.02	0.15 ± 0.04	2.7	5
Disque ($E > 10$ GeV)	263.07 ± 0.03	−34.80 ± 0.02	0.21 ± 0.04	7.2	5

TABLE 7.3 – Résultats de l’analyse spatiale effectuée avec `pointlike` pour $E > 1$ GeV. Les erreurs présentées dans le tableau sont d’origine statistique. N_{ddl} indique le nombre de degrés de liberté pour chaque modèle spatial.

peut observer que l’indice tend à se durcir lorsque la taille de la source augmente. Cette évolution pourrait être expliquée par la présence de photons de haute énergie au niveau de l’onde de choc où l’on s’attend à avoir une accélération efficace de particules à haute énergie et donc de l’émission γ . Dans le cas d’une source ponctuelle positionnée au centre de HESS J1731–347, ces photons de haute énergie ne seraient pas pris en compte dans le spectre contrairement au cas où le spectre est déterminé avec le modèle H.E.S.S., un modèle étendu et adapté par définition à la forme de la coquille. Un argument en faveur de cette explication provient du calcul de la distribution spectrale en énergie (SED). En effet, comme nous le verrons par la suite, 4 photons sont détectés dans l’intervalle en énergie 300 GeV – 2 TeV avec le modèle H.E.S.S., pour un TS de 4.6. Dans le cas d’une source ponctuelle, le même intervalle ne possède aucun photon. La variation de l’indice spectral pourrait donc dépendre du flux détecté à haute énergie.

Suivant la procédure décrite au paragraphe 5.6.1, la distribution spectrale en énergie (SED) a été calculée en utilisant le modèle spatial H.E.S.S. pour permettre une comparaison directe des spectres GeV et TeV. La bande en énergie 1 GeV–2 TeV a été divisée en 4 intervalles de tailles logarithmiquement identiques. Ce nombre d’intervalles est un compromis entre la précision du spectre souhaité et la statistique disponible dans chaque intervalle. La SED obtenue est présentée en Figure 7.3 et les valeurs pour chaque point sont résumées dans le tableau 7.5. Les points spectraux obtenus à partir des données du LAT sont représentés par des points bleus tandis que les triangles verts correspondent aux points spectraux obtenus par H.E.S.S. (HE11). La ligne discontinue noire et la zone bleutée indiquent le meilleur ajustement des données du LAT

Modèle spatial	$\log(V)$	Γ	Flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	TS	N_{pred}
Source ponctuelle	-8576117.2	1.87 ± 0.12	$(0.78 \pm 0.31) \times 10^{-11}$	25.2	158
Disque uniforme	-8576114.4	1.71 ± 0.17	$(1.61 \pm 0.50) \times 10^{-11}$	31.5	208
H.E.S.S.	-8576117.1	1.66 ± 0.16	$(1.91 \pm 0.63) \times 10^{-11}$	25.1	186

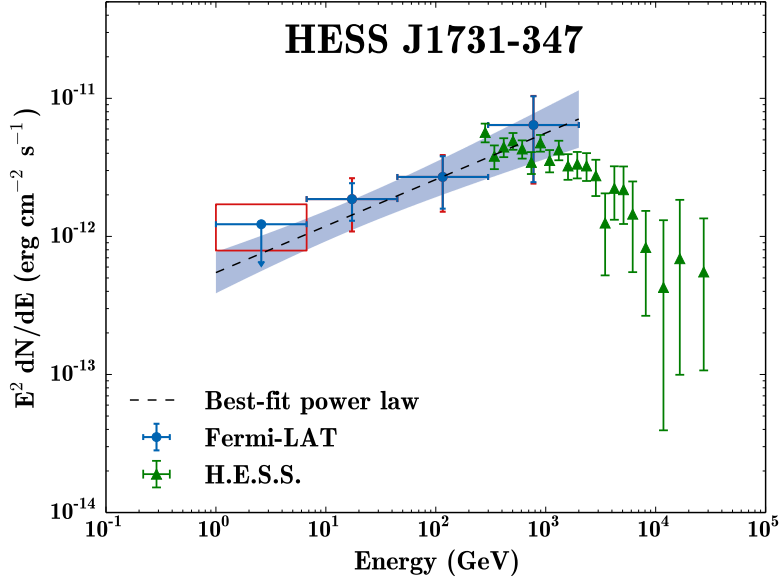
TABLE 7.4 – Résultats de l'analyse spectrale avec *glike*. Seules les erreurs statistiques sont présentées.

FIGURE 7.3 – Évolution du flux de HESS J1731–347 en fonction de l'énergie des photons émis sur l'intervalle 1 GeV–2 TeV.

dans la bande 1 GeV–2 TeV accompagné de son intervalle de confiance (incertitude statistique à 1σ). Les barres d'erreurs rouges des points *Fermi* correspondent à la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques. Dans le premier intervalle, la source n'a pas été détectée ($TS < 1$) et une limite supérieure à 2σ a été calculée. Le rectangle rouge qui l'entoure indique l'intervalle dans lequel la limite varie lorsqu'elle est calculée avec les modèles de diffus Galactique alternatifs. Au regard de la SED, le spectre de HESS J1731–347 est correctement décrit par une loi de puissance. Une modélisation spectrale avec une parabole logarithmique a été testée mais aucune amélioration de la vraisemblance n'a été obtenue. Le spectre ne présente en effet aucune courbure évidente sur l'intervalle en énergie étudié.

$\langle E \rangle$	E_{min}	E_{max}	TS	N_{pred}	Flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
2.57	1.00	6.69	0.4	56	$< 1.23 \times 10^{-13}$
17.29	6.69	44.72	13.6	54	$(1.86 \pm 0.57) \times 10^{-12}$
115.65	44.72	299.07	10.2	12	$(2.70 \pm 1.11) \times 10^{-12}$
773.39	299.07	2000.00	4.6	4	$(6.41 \pm 3.94) \times 10^{-12}$

TABLE 7.5 – Résultats de l'analyse spectrale avec *glike*. Les énergies sont données en GeV. Seules les erreurs statistiques sont présentées.

7.2.4 Étude de HESS J1729–345 et S0

Comme nous l’avons vu dans l’introduction de ce chapitre, l’observation de la région de HESS J1731–347 avec le réseau de télescopes H.E.S.S. a révélé la présence d’une autre émission γ légèrement étendue à une distance de $\sim 0.2^\circ$ du vestige de supernova. Nommée HESS J1729–345 et positionnée dans l’axe du plan Galactique, sa nature astrophysique n’est pas connue en raison de l’absence de contrepartie à d’autres longueurs d’onde. Malgré la proximité apparente des deux sources, il est difficile de savoir avec certitude si elles sont réellement proches l’une de l’autre (et même liées) ou bien si elles sont localisées à des distances différentes de la Terre et qu’il ne s’agit que d’un effet de projection. Si le SNR HESS J1731–347 se situe très probablement à une distance de ~ 3.2 kpc, la distance de HESS J1729–345 est moins bien contrainte. Grâce à des observations basées sur la raie de transition $J = 1 - 0$ du CO, HE11 et Maxted et al. (2015) ont détecté la présence de gaz aux abords de HESS J1729–345 dans deux intervalles de vitesse, entre -65.0 et -35.0 km s $^{-1}$ (~ 6 kpc) et -87 et -75 km s $^{-1}$ (~ 8 kpc) (voir Figure 7.4–Gauche).

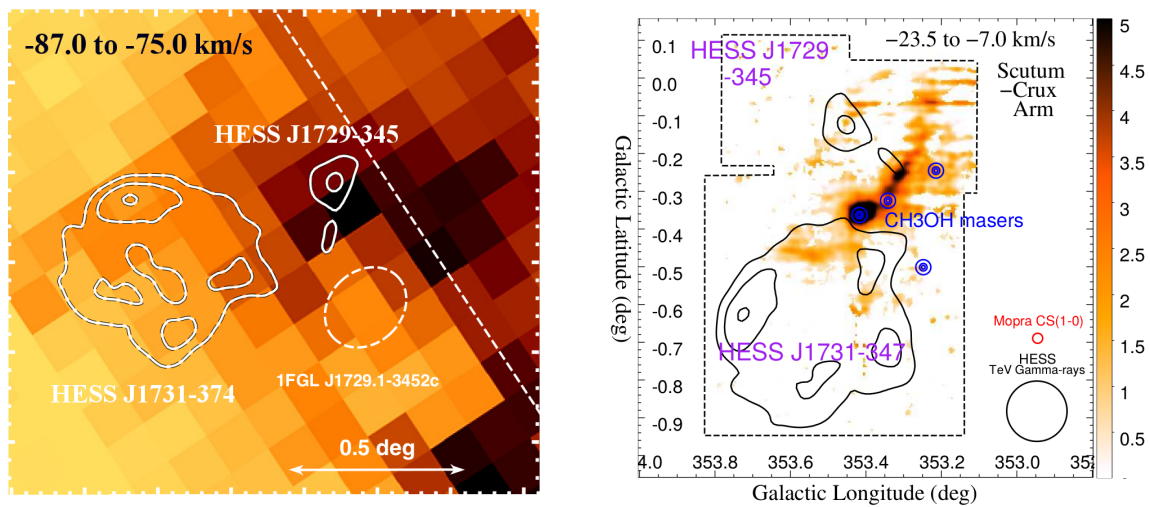


FIGURE 7.4 – (Gauche) Distribution du CO dans la région de HESS J1729–345 obtenue avec le radiotélescope CfA (Dame et al., 2001). La carte a été intégrée pour une vitesse LSR (Local Standard of Rest) comprise entre -87 et -75 km s $^{-1}$, ce qui correspond à une distance de ~ 6 kpc. (Droite) Distribution du CS obtenue avec le télescope Mopra pour une distance de ~ 3.2 kpc (-23.5 et -7.0 km s $^{-1}$). Ces deux images sont extraites de HE11 et Maxted et al. (2015) respectivement.

Si HESS J1729–345 s’avère être associé à l’un de ces nuages de gaz, la source se situe alors à une plus grande distance que HESS J1731–347 et n’a aucun lien avec le SNR. Toujours dans le domaine de la radio (325 et 843 MHz), Nayana et al. (2017) ont identifié une émission H II en coïncidence avec HESS J1729–345, sans pour autant pouvoir déterminer la distance de ce nuage de gaz. Malgré l’incertitude sur la position de HESS J1729–345 et la distribution du gaz dans cette région, Cui et al. (2016) (par la suite noté Cui16) ont suggéré que l’émission γ provenant de HESS J1729–345 soit due à la présence d’un nuage de gaz dans lequel interagissent des rayons cosmiques précédemment accélérés par l’onde de choc de HESS J1731–347 et qui auraient diffusé jusqu’à cette position. En modélisant l’évolution de l’onde de choc de HESS J1731–347 pour différents types de progéniteurs, ils ont vérifié que ce scénario était envisageable et en ont déduit un spectre d’émission γ correspondant à HESS J1729–345 en suivant les points spectraux de H.E.S.S.. Bien que les auteurs aient conclu que la sensibilité du LAT était insuffisante pour contraindre leur modèle, nous avons cherché un signal au GeV en provenance de HESS J1729–345. Pour cela, la source a été modélisée spatialement par une fonction gaussienne (R.A. = 262.39° , Dec. = -34.54° , $\sigma = 0.14^\circ$) telle qu’elle a été définie dans HE11 et spectralement par une loi de puissance. Comme le laissait présager la

carte en TS sur laquelle aucune émission n'est visible à la position de HESS J1729–345, aucun signal n'a été détecté en provenance de cette source ($TS < 3$). Avec un niveau de confiance de 2σ , le flux en énergie a été estimé à moins de 1.30×10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ entre 1 GeV et 2 TeV. Sur la figure 7.5–Gauche montrant la SED de HESS J1729–345, la limite supérieure est représentée en bleu tandis que les points H.E.S.S. correspondent aux triangles verts. Le modèle de Cui16 dans le cas d'un progéniteur de $20 M_{\odot}$ est superposé en trait discontinu noir. Nous pouvons voir que la limite supérieure que nous avons calculée ne permet malheureusement pas de contraindre l'origine de l'émission γ provenant de HESS J1729–345.

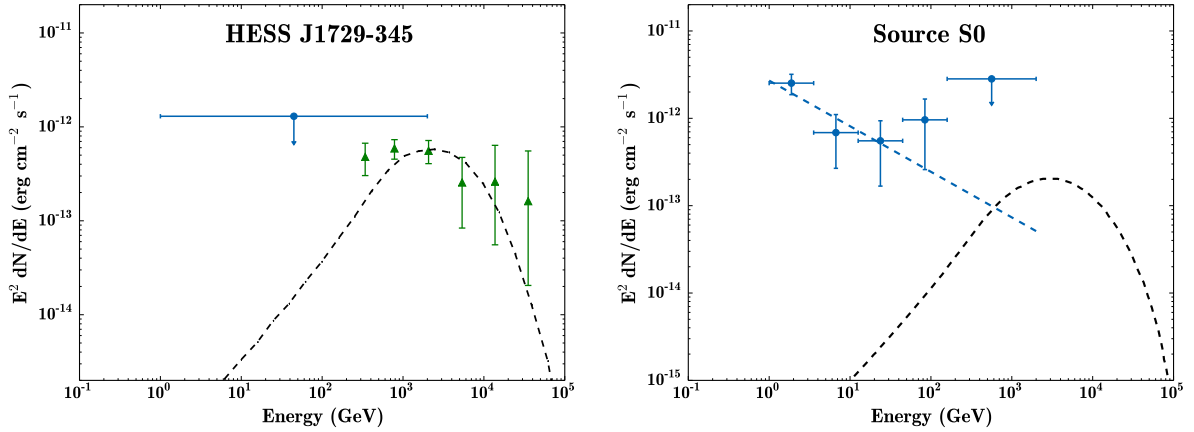


FIGURE 7.5 – (Gauche) Distribution spectrale en énergie de HESS J1729–345. La limite supérieure bleue a été calculée à partir des données *Fermi* tandis que les triangles verts correspondent aux points spectraux H.E.S.S.. (Droite) SED de la source S0 sur l'intervalle 1 GeV–2 TeV. Pour les deux figures, la ligne discontinue noire correspond à la forme spectrale prédite par Cui et al. (2016) pour les deux sources.

Enfin, nous avons porté notre attention sur l'émission γ nommée 'S0' et qui se trouve, en projection, très proche de HESS J1731–347 (voir Figure 7.2). L'intérêt que présente cette source vient des différentes indications de la présence de gaz à cette position et pour une distance similaire à celle de HESS J1731–347. Tian et al. (2008) ont tout d'abord identifié un nuage de H II grâce à des observations en radio à 843 MHz puis HE11 ont détecté la présence de gaz moléculaire en observant la transition $J = 1 - 0$ du CO. Enfin, Maxted et al. (2015) ont relevé la présence de CS à la même position. Pour le CO et le CS, les pics d'intensité ont été observés pour des vitesses LSR allant de -13.0 et -25.0 km s $^{-1}$ et de -7.5 à -23.5 km s $^{-1}$ respectivement, ce qui correspond à la même distance que celle estimée pour HESS J1731–347 (~ 3.2 kpc). Bien que la distance du nuage de H II ne soit pas connue, sa coïncidence spatiale avec le CO et le CS laisse penser qu'il se trouve lui-aussi à ~ 3.2 kpc. Ainsi, nous avons étudié cette source en suivant la même idée que celle développée dans Cui16 dans le cadre d'un modèle hadronique : le signal γ pourrait provenir de l'interaction entre des particules accélérées par l'onde de choc de HESS J1731–347 et le nuage de gaz adjacent. Sur l'intervalle en énergie 1 GeV–2 TeV, S0 est détectée à un peu plus de 4σ , avec un TS de 22 et un indice spectral $\Gamma = 2.50 \pm 0.28$. La figure 7.5–Droite montre la SED obtenue pour S0 à partir des données *Fermi* (points bleus) ainsi que le meilleur ajustement du spectre avec une loi de puissance (trait discontinu bleu). Le modèle de Cui16 est représenté en trait discontinu noir. Nous pouvons voir que le spectre mou de S0 dans la bande d'énergie couverte par le LAT ne suit pas les prédictions de Cui16. Ce résultat n'est pas vraiment surprenant car le spectre γ prédit par Cui16 est produit par les protons de plus haute énergie, les seuls ayant pu s'échapper et diffuser suffisamment loin pour illuminer le nuage voisin. À basse énergie, le rayonnement γ est dominé par la mer de rayons cosmiques qui emplissent la galaxie. Dans notre analyse, cette contribution à basse énergie est censée être prise en compte dans le modèle de diffus Galactique. La détection de S0 peut donc être expliquée de deux façons : (1) le modèle de diffus Galactique

que nous utilisons actuellement n’ajuste pas suffisamment bien cette émission diffuse, (2) nous détectons une émission γ en excès par rapport à la contribution diffuse et celle-ci serait alors due à la présence de la source de rayons cosmiques HESS J1731–347. Le premier cas semble le plus probable car le modèle de diffus que nous utilisons a été créé à partir de la version Pass 7 des données *Fermi*. Le modèle adapté aux données Pass 8 n’est pas encore disponible et il serait intéressant de réétudier S0 avec le nouveau modèle de diffus. Cependant, même le nouveau modèle pourrait ne pas être suffisamment précis pour prendre en compte des structures aussi petites proches du Centre Galactique. Un modèle de diffus spécialement conçu pour cette région pourrait être nécessaire.

7.2.5 Discussion et conclusion

En analysant huit ans de données Pass 8 entre 1 GeV et 2 TeV, nous sommes parvenus à détecter un signal significatif en direction de HESS J1731–347. L’association entre cette émission γ et le vestige de supernova n’est cependant pas évidente. En effet, HESS J1731–347 est détecté comme une large coquille en radio, rayons X et au TeV alors que le LAT ne voit qu’une émission ponctuelle, qui plus est à l’intérieur de la coquille. La recherche d’une extension n’a pas été concluante avec, dans le meilleur cas ($E > 10$ GeV), un TS_{ext} de 7.2 pour un rayon de $0.21^\circ \pm 0.04^\circ$. Même si ce résultat semble indiquer que la source n’est pas ponctuelle, nous avons considéré différentes possibilités (autre que celle du SNR) comme origine de cette émission γ . Tout d’abord, malgré la proximité d’une source X considérée comme l’objet compact central (CCO, pour *Compact Central Object*) de HESS J1731–347, celui-ci ne pourrait pas expliquer le signal observé en γ . Comme nous l’avons mentionné en introduction, [Halpern & Gotthelf \(2010\)](#) ont avancé que cet objet pourrait être un magnétar, une classe d’objet qui n’est pas connue pour être visible dans le domaine des γ . De plus, la distance entre le CCO et la position de l’émission γ est non-négligeable (0.08°). En tenant compte de l’erreur donnée par `pointlike` sur la position de la source γ , les deux positions sont incompatibles à plus de 4σ . Nous avons également considéré l’hypothèse que le LAT détecte en réalité un pulsar. Cependant, aucun pulsar n’a été recensé à d’autres longueurs d’onde à cette position. Au GeV, la recherche de pulsation n’est malheureusement pas envisageable du fait de la faible quantité de photons dont nous disposons (158) et de l’absence d’éphémérides. Il est également improbable que nous ayons affaire à un AGN car aucune source extragalactique n’a été détectée à d’autres longueurs d’onde, à cette position. D’après le 3FGL, la densité de surface des blazars pour un flux de 5×10^{-10} $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sur l’intervalle en énergie 1 GeV–2 TeV est $\sim 7 \times 10^{-3} \text{ deg}^{-2}$, soit une probabilité très faible (1.4×10^{-3}) qu’une telle source se trouve en coïncidence avec HESS J1731–347. Enfin, nous pouvons rejeter la possibilité que l’émission γ détectée provienne d’un nuage de gaz grâce à la forme spectrale observée. En réalité, le simple argument que la source présente un spectre dur ($\Gamma \sim 1.6 - 1.9$) permet de rejeter plusieurs hypothèses, notamment celle du nuage de gaz isolé. En effet, seuls les blazars et les SNRs peuvent produire une telle forme spectrale dans la bande en énergie de *Fermi*. Ayant déjà écarté l’origine extragalactique, l’association entre cette émission γ et HESS J1731–347 est donc grandement favorisée et nous soutenons cette interprétation. Une détection sans ambiguïté de l’extension est cependant nécessaire pour confirmer ce résultat. Les points spectraux que nous avons obtenus étant très proches des limites supérieures publiées dans [Acero et al. \(2015a\)](#), nous n’avons pas réalisé de nouvelle modélisation du rayonnement non-thermique de HESS J1731–347. La figure 7.6 reprend la modélisation de l’article précédent sur laquelle ont été superposés les points de notre analyse : avec un indice d’injection des électrons de 2.0, un modèle leptonique reproduit bien le spectre γ dans la bande en énergie de *Fermi* (voir Figure 7.6). En revanche, l’interprétation hadronique semble peu probable car elle nécessiterait un indice d’injection des protons très dur (< 1.7), loin de la valeur canonique 2.0.

Ainsi, la détection de HESS J1731–347 par le LAT confirme la similitude de ce SNR avec les autres vestiges de supernovæ en coquille détectés au TeV par H.E.S.S. dans la bande en énergie couverte par *Fermi*. Cependant, la faiblesse du signal ne nous a pas permis de procéder à une analyse morphologique approfondie et plusieurs années de données additionnelles seront probablement nécessaires avant de pou-

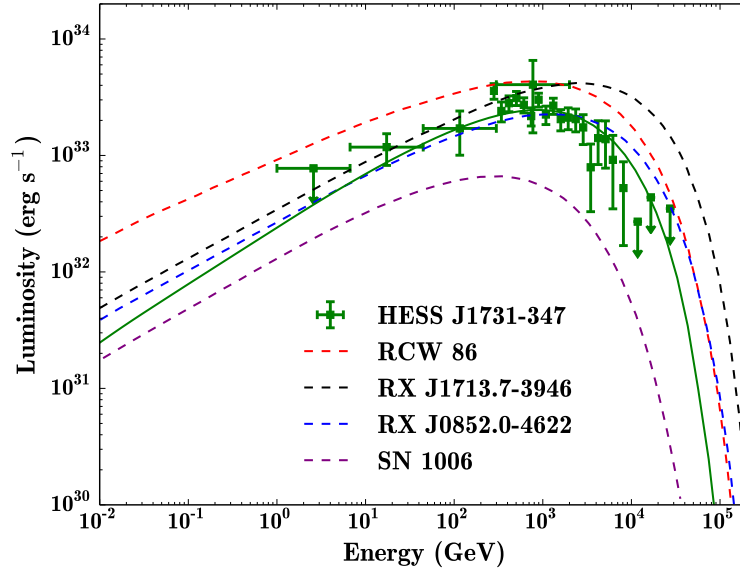


FIGURE 7.6 – Modélisation de l'évolution de la luminosité de HESS J1731–347 (en vert) en fonction de l'énergie. À titre de comparaison, celles des autres SNRs en coquille sont également montrées, à savoir RCW 86 (en rouge), RX J1713.7–3946 (en noir), RX J0852.0–4622 (en bleu) et SN 1006 (en violet). Ce graphique est une adaptation de la figure 3 de *Acero et al. (2015a)*.

voir obtenir de nouvelles informations sur cette source. De même, la détection de HESS J1729–345 est malheureusement aujourd'hui en-dessous de la sensibilité du LAT. Quant à l'émission γ nommée S0, elle pourrait être due à l'interaction de particules accélérées par HESS J1731–347 avec un nuage de gaz voisin mais nous ne pouvons par exclure qu'il s'agisse simplement d'une mauvaise modélisation de l'émission diffuse Galactique.

7.3 Observations avec H.E.S.S.

En parallèle de l'étude réalisée avec *Fermi* au GeV, nous avons tenté d'obtenir de nouvelles informations sur HESS J1731–347 et HESS J1729–345 au TeV, avec le réseau de télescopes Cherenkov H.E.S.S.. Nous allons maintenant décrire brièvement l'expérience puis présenter l'analyse qui a été faite et les résultats obtenus.

7.3.1 Une brève présentation du réseau de télescopes H.E.S.S.

L'expérience H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) est un réseau de télescopes conçu pour détecter le rayonnement γ de très haute énergie (0.1 – 100 TeV) via le rayonnement Cherenkov émis par les particules relativistes issues des gerbes électromagnétiques produites par les rayons γ dans l'atmosphère (cf. §2.2.2). Les télescopes ont été installés à 1800 m d'altitude sur un plateau de la région Khomas, en Namibie, afin de bénéficier d'un ciel de qualité et de s'affranchir de la pollution lumineuse due à l'activité humaine. Sa localisation, dans l'hémisphère Sud, lui offre en outre une excellente vue sur le Centre Galactique et une large partie du Plan Galactique. L'expérience a démarré en 2004 avec quatre télescopes (CT1–4, $\varnothing = 12$ m) formant un carré de 120 m de côté, la distance entre les télescopes étant un compromis entre un grand éloignement qui favorise l'effet de stéréoscopie et une proximité qui augmente la probabilité qu'une gerbe électromagnétique touche plusieurs télescopes. En 2012, un cinquième télescope (CT5) beau-

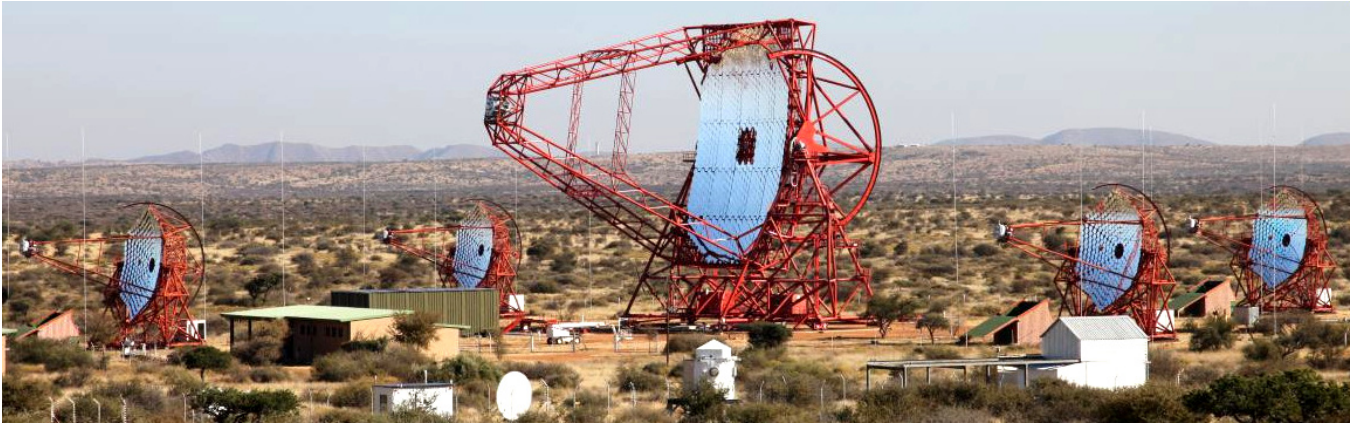


FIGURE 7.7 – Photo des télescopes de l'expérience H.E.S.S.

Le plus grand ($\varnothing = 28$ m) est entré en fonctionnement au centre du réseau afin d'étendre la sensibilité à plus basse énergie (cf. Figure 7.7). Ainsi, l'énergie seuil descend à 30 GeV pour une observation au zénith.

Chaque télescope est constitué d'une surface réfléchissante incurvée (montage Davies-Cotton pour les quatre petits et forme parabolique pour le grand) qui renvoie la lumière reçue vers une caméra placée au point focal. Pour les quatre premiers télescopes, la surface réfléchissante est constituée de 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre pour une surface totale de 107 m². Le cinquième télescope possède 875 miroirs de 90 cm de diamètre pour une surface collectrice totale de 614 m². Quant aux caméras, elles sont faites de tubes photomultiplicateurs (960 pour CT1–4 et 2048 pour CT5), chacun définissant un « pixel », et de l'électronique d'acquisition qui leur est associée.

La lumière Cherenkov étant très ténue, l'acquisition des données ne peut avoir lieu que de nuit, lorsque le Soleil est à plus de 18° sous l'horizon, et en l'absence de la Lune (28 nuits par mois pour un total de ~ 1000 heures d'observations par an). Les observations sont effectuées par tranches de 28 min (appelées *runs*) pour éviter une trop grande variation de l'angle zénithal au cours d'un même pointé.

Pour une description plus détaillée de l'expérience, voir [Bernlöhr et al. \(2003\)](#) et [Cornils et al. \(2003\)](#).

Reconstruction et analyse

Pour obtenir les caractéristiques (énergie, direction d'origine) du rayon γ incident à partir de l'image de la gerbe électromagnétique qu'il a engendrée dans les caméras, deux étapes sont nécessaires : l'étalonnage des caméras et la reconstruction de la gerbe. Nous ne nous attarderons pas sur le premier point, une description détaillée a été donnée dans [Aharonian et al. \(2004a\)](#). Quant au second point, nous allons décrire les notions principales nécessaires à la compréhension de l'analyse présentée par la suite.

L'étalonnage des caméras permet d'obtenir la quantité d'énergie (en photoelectrons) déposée par les photons Cherenkov dans chaque pixel. Une fois cette étape réalisée, on procède à la reconstruction des gerbes afin de déterminer l'énergie et la direction d'origine des particules incidentes. Cette reconstruction de la gerbe permet également d'identifier la nature de la particule qui l'a engendrée. En effet, les protons de haute énergie peuvent également produire des gerbes atmosphériques, tout comme les rayons γ , et en plus grande quantité. En revanche, la forme des gerbes créées sont différentes : les gerbes électromagnétiques sont très symétriques et se manifestent dans les caméras sous une forme elliptique tandis que les gerbes hadroniques sont plus difformes. Ainsi, il est possible de rejeter les événements hadroniques en se basant sur la forme des images enregistrées par les caméras. L'analyse de forme repose sur des simulations qui prédisent la forme des gerbes pour différentes valeurs d'énergie, d'angle zénithal ou encore d'efficacité optique. Pour la reconstruction des gerbes, plusieurs méthodes existent : la méthode (historique) des moments de Hillas,

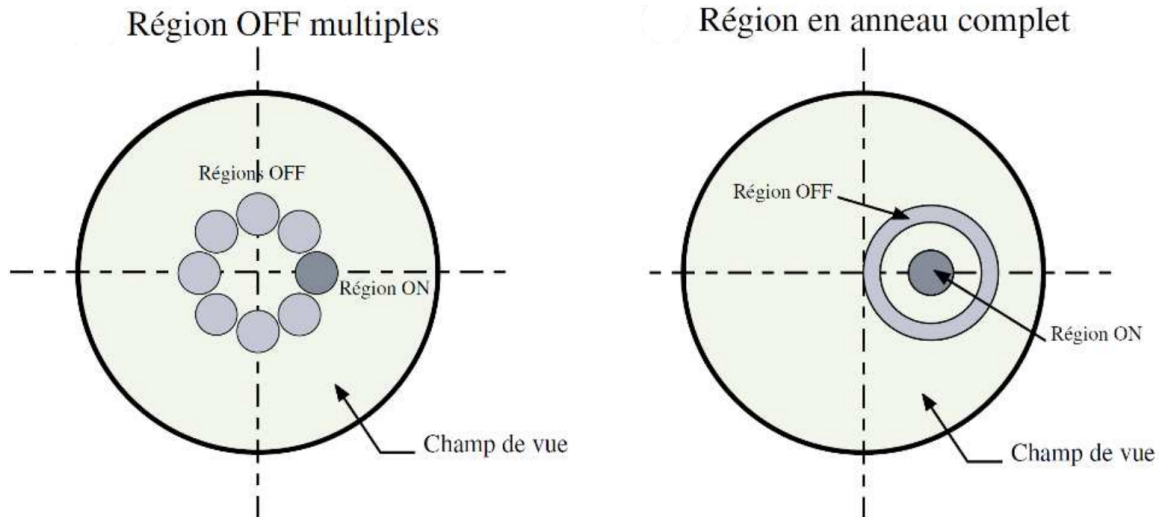


FIGURE 7.8 – Schéma représentant deux façons de définir la région OFF : la méthode des OFF multiples (gauche) et la méthode de l’anneau complet (droite).

développée pour le télescope Whipple, (Hillas, 1985), la méthode *Model* (de Naurois & Rolland, 2009) et la méthode *Model3D* qui est une généralisation 3D de la méthode de Hillas (Lemoine-Goumard, 2006). Pour cette analyse, nous avons utilisé la méthode *Model* dont la spécificité est de comparer la forme de l’image de la gerbe à des images précalculées pixel par pixel plutôt que de définir des paramètres géométriques de la gerbe comme le fait la méthode de Hillas. Une fois cette analyse de forme appliquée², les événements restants sont considérés comme des γ et peuvent être projetés dans des cartes pour avoir une vision de la région du ciel étudiée. Toutefois, une partie de ces événements est d’origine hadronique. Pour rejeter le fond résiduel, une méthode consiste à définir une région dans la carte du ciel qui est supposée contenir le signal γ (région ON) et une région destinée à estimer le fond hadronique en l’absence de γ (région OFF). La région OFF peut être définie de différente façon, par exemple la méthode des OFF multiples ou la méthode de l’anneau complet³ (cf. Figure 7.8). L’excès de γ noté N_γ est donné par la relation $N_\gamma = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}$ où N_{ON} et N_{OFF} sont les nombres d’événements obtenus dans les régions ON et OFF respectivement et α le rapport de l’acceptance des deux régions. Une fois qu’un excès de γ est identifié, on peut alors procéder à une analyse spatiale et spectrale de la source.

Pour une description plus complète des étapes de reconstruction et d’analyse, voir par exemple Brun (2011).

7.3.2 Sélection des runs

Lors de la précédente analyse de HESS J1731–347 (HE11), un total de 59 heures d’observations a été utilisé, combinant les observations issues du programme d’observations systématiques du plan Galactique et celles effectuées entre 2007 et 2009. Motivé par la découverte de HESS J1729–345, cette région a de nouveau été observée en 2013 et en 2016, pour un total de 32 heures supplémentaires avec les 4 petits télescopes (CT1–4). Ce temps additionnel représente une augmentation de 50% du lot de données. Nous avons donc réanalysé la région pour y chercher d’éventuels nouveaux indices concernant la nature de

2. La nature d’une gerbe est notamment déterminée à partir de la variable *MeanScaledShowerGoodness* qui est sensible à la forme des pixels ayant reçu le plus d’énergie et la variable *MeanScaledBackgroundGoodness* qui est sensible aux pixels ayant reçu une émission plus diffuse, par exemple avec la formation d’une sous-gerbe dans le cas d’un événement hadronique.

3. Ces méthodes ne peuvent être utilisées que lorsque les observations ont été réalisées en mode *Wobble*, c’est-à-dire lorsque les télescopes ne pointent pas directement sur la source étudiée mais sur une position légèrement décalée.

HESS J1729–345. Pour cela, nous avons sélectionné les runs dont le pointé était situé dans un rayon de 2.5° autour de la position de HESS J1731–347 ($l = 353.565$, $b = -0.622$). Pour nous assurer de la bonne qualité des données, nous avons rejeté les runs pour lesquels le coefficient de transparence⁴ était inférieur à 0.90 et l’humidité relative supérieure à 90%. L’angle zénithal maximal a été fixé à 70° et le nombre de pixels défectueux à moins de 15%. 211 runs ont été ainsi retenus, pour un temps d’observation total de 91 heures et un angle zénithal moyen de $\sim 18^\circ$.

7.3.3 Analyse et résultats

La reconstruction des gerbes électromagnétiques a été effectuée avec la version 0–8–24 de ParisAnalysis (méthode *Model*), en utilisant la configuration *Standard*. Entre autres critères, ce jeu de coupures ne conserve que les événements ayant produit une charge supérieure à 60 photoelectrons dans la caméra d’au moins deux télescopes. Pour obtenir une bonne estimation du fond hadronique, il est nécessaire de définir des régions d’exclusion autour des sources déjà connues ou de celles dont on soupçonne la présence. Dans ce travail, nous avons tout d’abord défini deux régions d’exclusion sous la forme de disques de rayon 0.40° et 0.20° pour englober l’émission γ de HESS J1731–347 et HESS J1729–345 respectivement. Après avoir effectué la reconstruction des événements, leur projection dans des cartes et l’estimation du fond hadronique, l’ajustement de la distribution en sigma avec une gaussienne nous a indiqué la présence d’un résidu positif dans la région. Nous avons donc défini deux nouvelles régions d’exclusion autour de pixels de la carte de significativité atteignant 4.5σ . La première chevauche HESS J1731–347 et HESS J1729–345 par l’Est tandis que la seconde se trouve à l’Ouest de HESS J1731–347. Il est intéressant de noter que la position de ce dernier excès coïncide avec celle d’un vestige de supernova détecté en radio et répertorié sous le nom G354.8–0.8 dans Whiteoak & Green (1996).

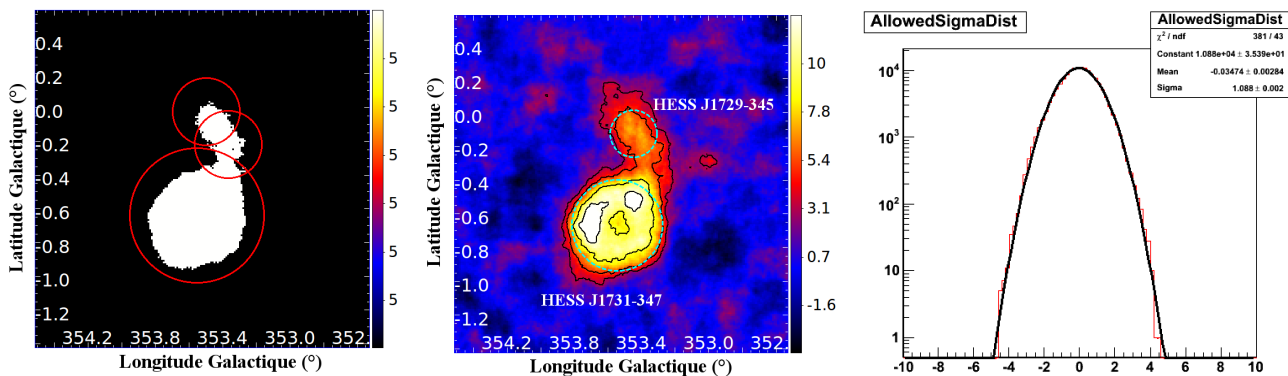


FIGURE 7.9 – (Gauche) Contours des régions d’exclusions (en rouge) superposés à la carte de significativité montrant uniquement les pixels à plus de 5σ . (Milieu) Carte de significativité obtenue avec la méthode de soustraction de l’anneau complet. Les cercles en pointillés indiquent les positions et tailles de HESS J1731–347 et HESS J1729–345 d’après HE11. (Droite) Distribution des valeurs de significativité dans les régions OFF (histogramme rouge). La courbe noire correspond à la modélisation de la distribution par une gaussienne.

La figure 7.9 montre la position des régions d’exclusions (à gauche) ainsi que la distribution des valeurs de significativité en dehors des régions d’exclusion sur l’ensemble du champ de vue de $2^\circ \times 2^\circ$ (à droite). La distribution des valeurs de significativité (histogramme rouge) est bien ajusté par une fonction Gaussienne (courbe noire) de valeur moyenne -0.035 ± 0.003 et d’écart-type 1.088 ± 0.002 , conformément à ce

4. Le coefficient de transparence est un paramètre qui évalue la qualité de l’atmosphère en tenant compte du taux de déclenchement, du gain et de l’efficacité optique.

qui est attendu pour un signal de fond (Li & Ma, 1983). Ce résultat montre que les régions d'exclusion ont été correctement définies et prennent en compte l'ensemble du signal γ présent dans cette partie du ciel, en considérant la sensibilité des télescopes H.E.S.S.. La figure 7.9 du milieu présente la carte en significativité obtenue avec la méthode de soustraction de l'anneau. Les positions et tailles de HESS J1731–347 et HESS J1729–345 telles qu'elles ont été définies dans HE11 sont représentées par les anneaux en traits discontinus cyan et constituent les régions ON dans lesquelles nous avons estimé la significativité du signal pour chaque source.

HESS J1731–347

La région ON de HESS J1731–347 dans lequel le signal a été évalué correspond à un disque de 0.30° de rayon centré sur la position du CCO ($\alpha_{J2000} = 17^h32^m03^s$, $\delta_{J2000} = -34^\circ45'18''$), comme définie dans HE11. Un total de 3411 candidats γ a été mesuré dans cette région après soustraction du fond. Le SNR est maintenant détecté à plus de 28σ (22σ dans le précédent article) et le spectre de HESS J1731–347 obtenu dans la région ON est correctement ajusté par une loi de puissance $dN/dE = \phi_O(E/E_0)^{-\Gamma}$ d'indice $\Gamma = 2.29 \pm 0.04$ et de normalisation $(2.58 \pm 0.09) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ à l'énergie de décorrélation⁵ (0.960 TeV). Le flux intégré au-dessus de 1 TeV vaut quant à lui $(1.83 \pm 0.09) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La figure 7.10 de gauche présente le spectre obtenu pour de HESS J1731–347 et est compatible avec le spectre publié dans HE11.

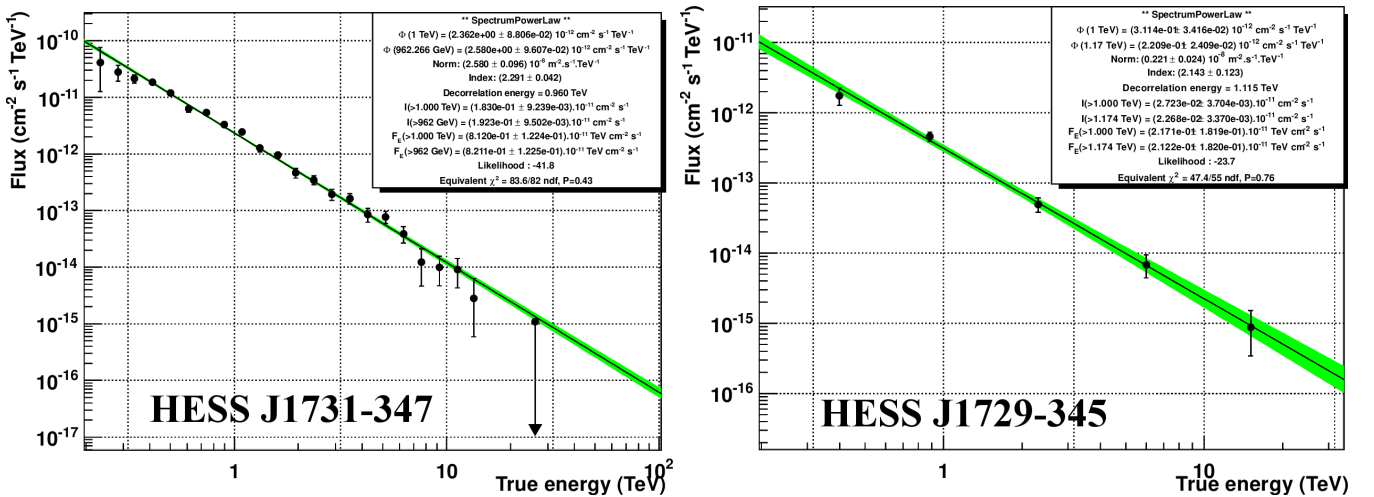


FIGURE 7.10 – Spectres différentiels de HESS J1731–347 (gauche) et HESS J1729–345 (droite) obtenus dans l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance. La zone verte correspond à l'intervalle de confiance de l'ajustement à 1σ .

HESS J1729–345

Pour HESS J1729–345, la région ON a été définie comme une région circulaire de 0.14° de rayon. La source est détectée à un peu plus de 10σ (8σ dans HE11), pour un total de 469 γ mesurés dans la région ON après soustraction du fond. En intégrant le flux sur une région circulaire de 0.14° autour de la position de HESS J1729–345, nous avons obtenu un spectre en loi de puissance d'indice 2.14 ± 0.12 et de normalisation $(2.21 \pm 0.24) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ pour une énergie de décorrélation de 1.115 TeV (voir

5. L'énergie de décorrélation est l'énergie pour laquelle la corrélation entre la normalisation du flux et l'indice spectral est minimale.

Figure 7.10–Droite). Le spectre semble donc un peu plus dur que celui de HESS J1731–347, bien que les indices soient en réalité compatibles lorsque les erreurs systématiques (± 0.2) sont prises en compte. Une différence similaire avait déjà été observée dans HE11 (2.32 ± 0.06 pour HESS J1731–347 et 2.24 ± 0.15 pour HESS J1729–345).

Il est cependant intéressant d’observer la forme de l’émission provenant de HESS J1729–345. La carte de significativité (cf. Figure 7.9–Milieu) nous révèle une morphologie qui semble différente de celle qui a été présentée dans HE11 : au lieu d’une source quasiment ponctuelle, nous observons une émission plus diffuse et allongée en direction de HESS J1731–347. Afin de caractériser la morphologie de cette émission et quantifier une éventuelle différence avec le résultat précédemment publié, nous avons effectué une étude spatiale en utilisant l’outil Sherpa.

7.3.4 Étude morphologique avec Sherpa

Bien qu’une analyse morphologique puisse être réalisée avec les outils d’analyse de la collaboration H.E.S.S., nous avons utilisé l’outil Sherpa⁶ pour caractériser spatialement l’émission diffuse associée à HESS J1729–345. Cet outil permet de comparer très facilement un modèle à des données en ajustant itérativement les paramètres libres par une méthode de maximum de vraisemblance. Pour cela, nous avons utilisé la statistique Cstat et l’algorithme d’optimisation Simplex.

Le modèle de la région que nous avons défini contient deux sources individuelles, HESS J1731–347 et HESS J1729–345, et une émission constante correspondant au fond hadronique. HESS J1731–347 a été définie comme une coquille projetée en 2D caractérisée par une position (x, y) , un rayon interne R_{int} et une épaisseur δr . Quant à l’émission associée à HESS J1729–345, plusieurs modèles spatiaux ont été testés, comme nous le verrons par la suite. Les deux sources possèdent également un paramètre de normalisation qui est ajusté en parallèle des paramètres spatiaux. Par ailleurs, le modèle de chaque source individuelle est convolué avec la PSF de l’instrument qui est ici définie par une double gaussienne. Une fois le modèle défini, nous l’avons ajusté aux données issues des observations réalisées avec H.E.S.S.. Ces données sont définies dans Sherpa par une carte pour le signal γ et une carte correspondant au fond hadronique.

Dans un premier temps, un modèle ne contenant que HESS J1731–347 et le signal de fond a été ajusté aux données (sans HESS J1729–345). La première ligne de la figure 7.11 montre la carte des données (gauche), le modèle (milieu) et la carte des résidus après avoir soustrait le modèle aux données (droite). Un signal résiduel apparaît clairement à l’emplacement de HESS J1729–345. Nous avons ensuite essayé différents modèles pour ajuster cet excès de γ :

- un disque (x, y, r) ;
- une gaussienne 2D (x, y, σ) ;
- une gaussienne 2D asymétrique $(x, y, \sigma, \theta, \varepsilon)$.

Dans le cas de la gaussienne asymétrique, θ est l’angle d’orientation de l’ellipse et ε le rapport entre les deux demi-axes. Le tableau 7.6 résume les résultats obtenus pour chaque modèle.

HESS J1731–347	HESS J1729–345	$\log(\mathcal{L})$	TS	N_{ddl}
Coquille 2D	–	–90473	–	6
Coquille 2D	Disque	–90396	154	10
Coquille 2D	Gauss. 2D	–90392	162	10
Coquille 2D	Gauss. 2D asym.	–90383	180	12

TABLE 7.6 – Résultats de l’ajustement pour différents modèles. N_{ddl} indique le nombre de degrés de liberté (ddl) pour chaque modèle.

6. Sherpa est disponible au sein de la distribution CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*), un ensemble d’outils permettant l’analyse des données *Chandra* : <http://cxc.harvard.edu/sherpa/>

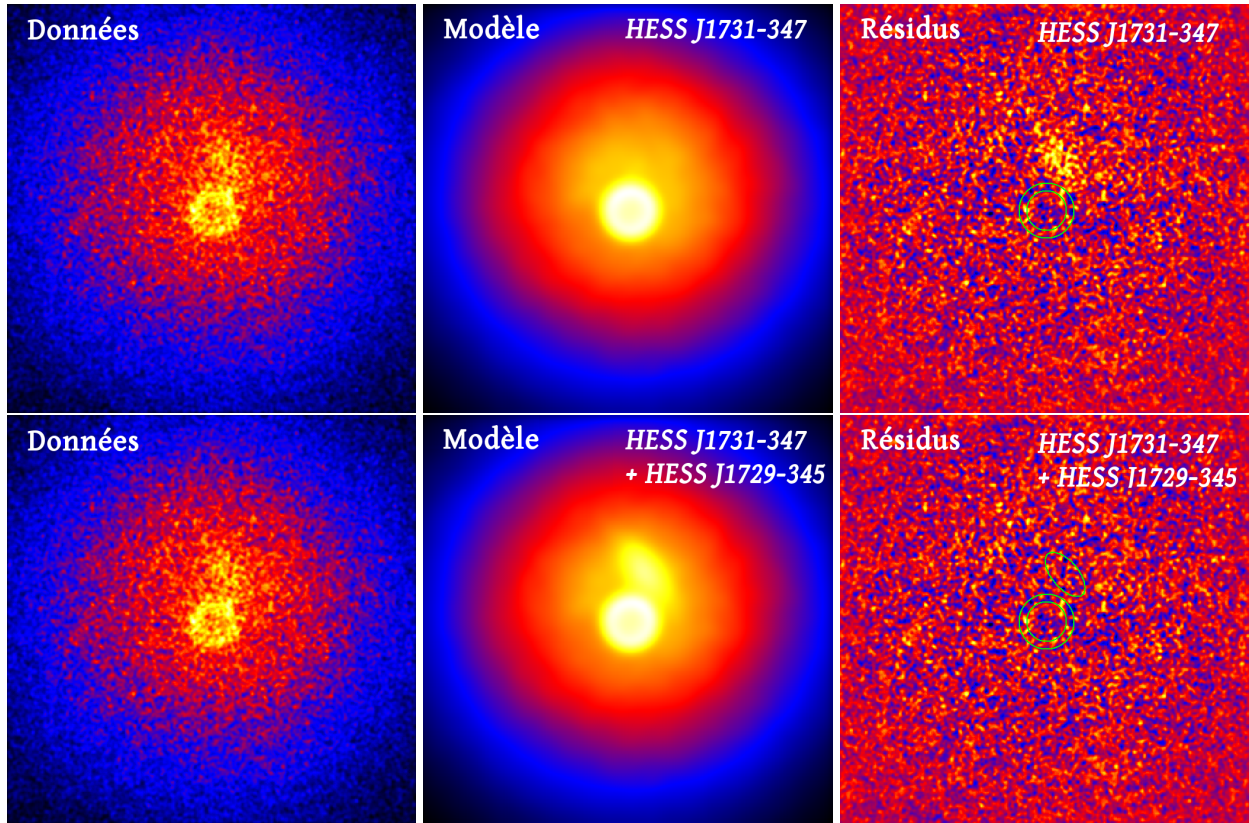


FIGURE 7.11 – Cette figure montre la carte des données obtenues à partir des observations H.E.S.S. (gauche), le modèle de la région qui a été défini (milieu) et la carte des résidus après ajustement des données avec le modèle (droite). La ligne supérieure correspond au cas où seule HESS J1731–347 est modélisée tandis que la ligne inférieure montre le cas où HESS J1729–345 est également présente dans le modèle, sous la forme d’une gaussienne asymétrique.

Si l’on reprend la définition du Test Statistique (TS) tel que nous l’avons introduit pour les analyses *Fermi*, à savoir $TS = 2 \times [\log(\mathcal{L}_1) - \log(\mathcal{L}_0)]$, nous pouvons comparer deux ajustements en calculant le TS associé à chaque modèle, l’hypothèse nulle (\mathcal{L}_0) étant le cas où seule HESS J1731–347 est modélisée. De cette façon, nous avons obtenu un TS de 154 lorsque HESS J1729–345 est modélisée par un disque, 162 pour une gaussienne simple et 180 pour une gaussienne asymétrique. Ce dernier modèle semble donc être le plus adapté pour décrire l’émission provenant de HESS J1729–345. En tenant compte du nombre de degrés de liberté, on observe une amélioration de 3.8σ lorsque l’on passe d’une gaussienne simple à une gaussienne asymétrique. Si l’on se reporte à la figure 7.11, la rangée du bas présente la carte des résidus obtenus (droite) après l’ajustement du modèle (milieu) aux données (gauche). En modélisant l’excès de γ par une gaussienne asymétrique, on observe que toute l’émission est bien prise en compte.

7.3.5 Résumé

En exploitant l’ensemble des données disponibles pour la région de HESS J1731–347 et HESS J1729–345, nous avons cherché de nouvelles informations concernant ces deux sources. Si l’analyse spectrale n’a pas révélé de changement par rapport à ce qui a été publié dans HE11, la morphologie de HESS J1729–345 est apparue différente de ce qui était alors connu. L’émission n’est plus quasi-punctuelle mais allongée en direction de HESS J1731–347. Nous avons donc caractérisé la forme de cette émission à l’aide de l’outil Sherpa et avons confirmé que la source semble mieux modélisée par une ellipse que par

une simple gaussienne symétrique ou un disque, avec une amélioration de 3.8σ par rapport à la gaussienne simple.

Il est intéressant de noter que l'émission γ provenant de la région de HESS J1729–345 semble coïncider avec la distribution de gaz tracé par le CS et le CO (cf. Figure 7.4). Si cette émission émane de l'interaction de protons de haute énergie avec le gaz présent dans la région, cela suppose la présence d'un accélérateur de rayons cosmiques dans les environs : le SNR en coquille HESS J1731–347 pourrait très bien remplir ce rôle. Cui et al. (2016) ont d'ailleurs exploré cette hypothèse et ont montré qu'un tel scénario était plausible en considérant un coefficient de diffusion de l'ordre des valeurs typiques du milieu interstellaire. La résolution angulaire des données CO n'étant pas excellente ($\sim 0.1^\circ$), il serait très intéressant d'observer à nouveau cette région avec un instrument plus précis, comme par exemple le télescope Mopra⁷. La comparaison de l'émission TeV avec une distribution du gaz plus détaillée pourrait nous en apprendre davantage sur l'origine de l'émission γ . À plus basse énergie, le LAT n'a pas réussi à détecter HESS J1729–345 et ce malgré 8 années d'observations. Il est donc hautement probable que cette source reste en-dessous de sa sensibilité. Pour cette raison, des observations avec le grand télescope CT5 permettrait d'explorer l'émission à plus basse énergie afin de voir l'évolution du spectre à quelques dizaines de GeV et savoir s'il est produit par des protons ou des électrons.

7. <https://www.narrabri.atnf.csiro.au/mopra/>

CHAPITRE 8

Le vestige de SN 1006

Contents

8.1	Introduction	107
8.2	Réduction des données et méthode d'analyse	109
8.3	L'environnement de SN 1006	109
8.4	Analyse et résultats	111
8.5	Discussion et conclusion	113

Le vestige de supernova SN 1006 a été étudié en parallèle de HESS J1731–347, dans les mêmes conditions, et les résultats obtenus pour ces deux sources ont été publiés conjointement dans [Condon et al. \(2017\)](#). Dans ce court chapitre, nous allons montrer que la source est maintenant clairement identifiée par *Fermi*, bien que son extension ne soit pas détectée.

8.1 Introduction

SN 1006 est le vestige d'une supernova thermonucléaire ayant explosé en l'an 1006 et qui a été observée dans plusieurs régions du monde pendant plus d'un an ([Goldstein, 1965](#); [Stephenson et al., 1977](#)), faisant d'elle une des supernovæ les plus brillantes qui aient été observées et rapportées par l'Homme. Du fait de son caractère historique et de sa position dans le ciel ($+14^\circ$ au-dessus du plan Galactique), SN 1006 a été très largement étudiée et une littérature abondante est disponible à son sujet.

Le vestige de SN 1006 a été observé pour la première fois dans le domaine de la radio et répertorié sous le nom de MSH 14–415 dans le catalogue de sources radio publié par [Mills et al. \(1960\)](#) puis sous le nom de PKS 1459–41 dans [Bolton et al. \(1964\)](#). Mais l'association entre cette source radio et le vestige de supernova SN 1006 n'a été établie que quelques années plus tard par [Gardner & Milne \(1965\)](#) grâce au travail de [Marsden \(1965\)](#) qui avait délimité avec précision la région dans laquelle s'était produite la supernova de l'an 1006. Par la suite, l'engouement pour SN 1006 s'est accentué avec la détection d'émission X non-thermique en provenance de l'onde de choc par les satellites *ASCA* ([Koyama et al., 1995](#)) et *ROSAT* ([Willingale et al., 1996](#)), preuves indéniables que des électrons y sont accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre de ~ 100 TeV. L'interprétation non-thermique du rayonnement X avait déjà été évoquée par [Becker et al. \(1980\)](#) suite à des observations avec les satellites *Einstein* et *OSO–8* mais les performances limitées des instruments ne leur avaient pas permis de conclure avec certitude. En disposant d'une meilleure résolution angulaire, [Koyama et al. \(1995\)](#) et [Willingale et al. \(1996\)](#) ont pu séparer le spectre provenant des bords du vestige de celui provenant de l'intérieur. Ils ont ainsi remarqué l'absence de raie d'émission thermique dans le premier et ont obtenu un très bon ajustement du spectre avec une loi de puissance, prouvant son origine non-thermique

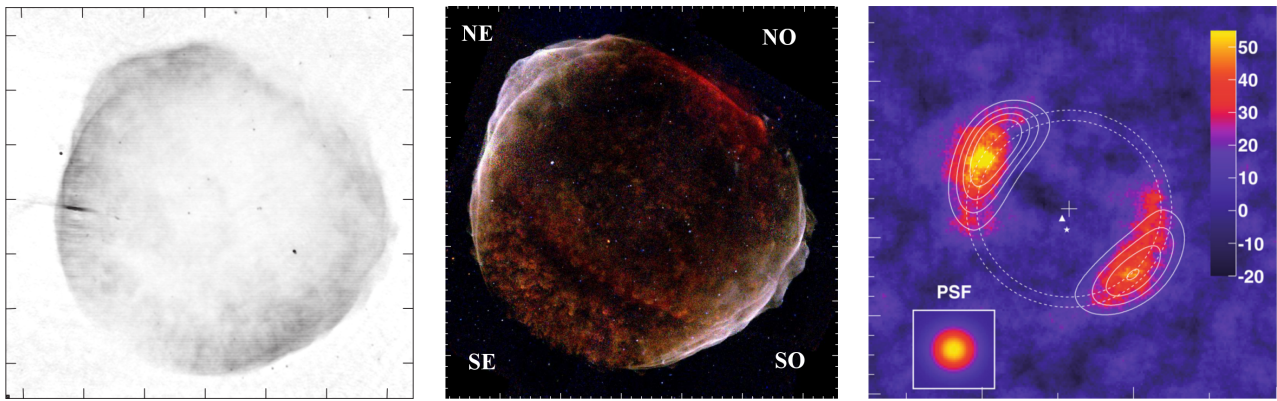


FIGURE 8.1 – SN 1006 vu par le radiotélescope ATCA à 1.4 GHz (Gauche), le satellite Chandra en rayons X (Milieu) et les télescopes Cherenkov H.E.S.S. au TeV (Droite). Ces images sont respectivement extraites de Reynoso et al. (2013), Winkler et al. (2014) et Acero et al. (2010).

tandis que le second était caractérisé par plusieurs raies de transition (O, Fe, Ne, Mg et Si), indiquant une nature thermique.

Dans le domaine de la radio comme en rayons X, SN 1006 prend la forme d'une coquille dont les bords Nord-Est (NE) et Sud-Ouest (SO) sont particulièrement brillants (voir Figure 8.1). En approfondissant l'étude de la polarisation de l'émission radio pour l'ensemble de SN 1006 initiée par Milne (1987) et Reynolds & Gilmore (1993), Reynoso et al. (2013) ont confirmé que cette morphologie était due à la structure du champ magnétique local, les lignes de champ étant alignées avec le plan Galactique, le long de l'axe Nord-Est/Sud-Ouest. Dans les régions NE et SO, les lignes du champ magnétique sont perpendiculaires au front de l'onde de choc, ce qui permet une accélération efficace des particules à haute énergie via le mécanisme de DSA. Au contraire, dans les régions Sud-Est (SE) et Nord-Ouest (NO), le champ magnétique est parallèle au front d'onde. Dans cette configuration, les particules, figées dans les lignes de champ, circulent moins efficacement en amont et en aval du choc et gagnent moins d'énergie. Reynoso et al. (2013) ont également montré que les régions NE et SO présentaient une très faible fraction de polarisation, impliquant la présence d'un champ magnétique turbulent et désordonné. À l'inverse, le bord SE, où les particules sont inefficacement accélérées, est caractérisé par un haut degré de polarisation. Ces observations renforcent la théorie DSA qui suggèrent que les particules sont accélérées par le biais d'un champ magnétique turbulent et agissent par rétroaction sur l'intensité de celui-ci.

Si la détection d'un rayonnement synchrotron émis au niveau de l'onde de choc est très intéressant pour l'étude des mécanismes d'accélération des particules et pour la recherche des sources de rayons cosmiques, l'étude du rayonnement thermique fournit de précieux renseignements sur le milieu dans lequel évolue le SNR et sur la nature du progéniteur. Par exemple, l'étude de l'émission thermique post-choc a permis de déterminer la densité de matière du milieu interstellaire, à savoir 0.05 cm^{-3} dans la région SE et $0.15\text{--}0.25 \text{ cm}^{-3}$ près du bord NO (Acero et al., 2007). Dans le NE où l'émission non-thermique domine, la densité n_0 a été mesurée indirectement par Katsuda et al. (2009) au travers de la vitesse de propagation du choc v_s et en supposant la quantité $n_0 v_s^2$ constante. Pour une vitesse de $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$, la densité post-choc a été estimée à $\sim 0.085 \text{ cm}^{-3}$. Enfin, dans le SO, Dubner et al. (2002) ont mis en évidence la présence d'un nuage de HI qui pourrait être situé à la même distance que SN 1006, sans pour autant donner de valeur de densité. Bien plus tard, Miceli et al. (2016) ont estimé la densité du nuage atomique à 0.5 cm^{-3} , ce qui en ferait la région la plus dense de tout l'environnement de SN 1006 avec le NO où un nuage du même type semble se trouver. Un milieu si peu dense n'est cependant pas inattendu au vu de la localisation de SN 1006, très largement hors du plan Galactique. Par ailleurs, c'est grâce à cette position avantageuse que des observations ont également pu être menées dans le domaine de l'optique. Ainsi, le bord NO de la

coquille a été détecté sous la forme d'un filament d'émission $H\alpha$ (Van Den Bergh, 1976; Kirshner et al., 1987) et la vitesse de propagation du choc y a été estimée à $2890 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$ (Ghavamian et al., 2002). En combinant cette information avec la mesure des mouvements propres, Winkler et al. (2003) ont estimé la distance de SN 1006 à $2.18 \pm 0.08 \text{ kpc}$, valeur qui est aujourd'hui communément admise.

Contrairement à ce que les résultats en rayons X laissaient penser, la détection de SN 1006 dans le domaine des rayons γ n'a pas été immédiate, la très faible densité du milieu pouvant en être la cause. Au TeV, l'expérience H.E.S.S. a tout d'abord rapporté une limite supérieure sur le flux de la source (Aharonian et al., 2005) remettant ainsi en cause les résultats précédemment publiés par la collaboration CANGAROO (Tanimori et al., 1998; Tanimori & CANGAROO Collaboration, 2001). Ce n'est qu'en 2010 que les télescopes H.E.S.S. ont détecté un signal significatif en provenance de SN 1006, avec une morphologie fortement corrélée avec le rayonnement X non-thermique (voir Figure 8.1—Droite) (Acero et al., 2010). Dans le domaine du GeV, Araya & Frutos (2012) et Acero et al. (2015a) ont tenté de déceler un signal en provenance de SN 1006 mais en vain. Plus récemment, un faible signal a été détecté en direction du SNR mais sans pouvoir déterminer avec certitude son origine (Xing et al., 2016).

C'est dans ce contexte que nous nous sommes intéressés à SN 1006 et avons réalisé une nouvelle analyse des données *Fermi*, avec pour objectif d'extraire un signal significatif en provenance de cette source et ainsi enrichir notre connaissance à son sujet.

8.2 Réduction des données et méthode d'analyse

La sélection des données et leur analyse ont été effectuées de la même façon que pour HESS J1731–347 (cf. paragraphe 7.2.1). Nous avons utilisé les événements enregistrés entre le 4 août 2008 et le 28 août 2016 et dont l'énergie reconstruite est comprise entre 1 GeV et 2 TeV. Une coupure a été appliquée sur l'angle zénithal ($z_{\text{max}} < 100^\circ$) pour éviter toute contamination en provenance de l'albédo terrestre. La qualité des données a été assurée en rejetant les intervalles en temps pendant lesquels le satellite traversait l'Anomalie Magnétique de l'Atlantique Sud. Les photons ont été traités dans le cadre d'une analyse non-binnée lors de l'utilisation de *gtlike*. Le tableau 8.1 résume les critères de sélection et les détails de l'analyse réalisée.

Intervalle en énergie	1 GeV – 2 TeV
Intervalle en temps	4 août 2008 – 28 août 2016 (MET 239557417 – 494035204)
Angle zénithal	$< 100^\circ$
Filtre	(DATA_QUAL>0) && (LAT_CONFIG==1)
Type d'analyse	pointlike : binnée gtlike : non-binnée
Région d'intérêt	pointlike : $R = 10^\circ$ (région circulaire) gtlike : $R = 7^\circ$ (région circulaire)
Version des <i>Science Tools</i>	pointlike : v10r00p05 gtlike : v11r05p01
IRFs	P8R2_V6

TABLE 8.1 – Critères de sélection des données du LAT et détails de l'analyse de SN 1006.

8.3 L'environnement de SN 1006

La position de SN 1006 facilite grandement son étude. Le vestige se situe dans une région éloignée du plan Galactique et dans laquelle peu de sources γ du 3FGL sont présentes. Ainsi, l'émission diffuse Galactique est beaucoup moins gênante que pour HESS J1731–347 et la contamination en provenance de

sources voisines est considérablement réduite. La figure 8.2–Gauche présente une carte en TS de $8^\circ \times 8^\circ$ en coordonnées galactiques, centrée sur la position $(l, b) = (327.63^\circ, +14.61^\circ)$. Le modèle du ciel utilisé pour obtenir cette carte a été construit à partir du 3FGL. Les losanges rouges indiquent la position des sources présentes dans le catalogue tandis que le cercle en trait discontinu jaune indique la position et la taille de SN 1006. Trois nouvelles sources ponctuelles ont été ajoutées dans le modèle pour prendre en compte des excès significatifs d'émission γ . Notées S1, S2 et S3, leurs positions, optimisées avec `pointlike`, sont repérées sur la carte par des losanges verts et les paramètres spatiaux et spectraux de ces sources sont résumés dans le tableau 8.2. La recherche de contreparties à d'autres longueurs d'onde n'a révélé que la présence d'une source radio (PMN J1457–4642) à l'emplacement de S3 mais dont la nature est pour l'instant inconnue.

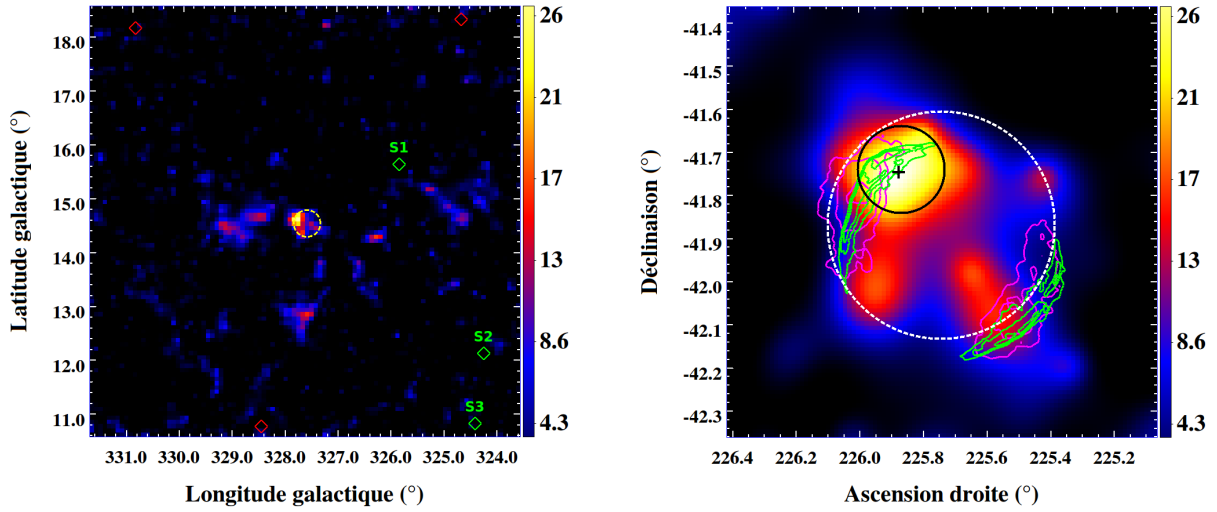


FIGURE 8.2 – (Gauche) Carte en Test Statistique (TS) de $8^\circ \times 8^\circ$ centrée sur la position de SN 1006 en coordonnées galactiques pour $E > 1$ GeV. Les losanges rouges marquent la position des sources du 3FGL et les losanges verts celle d'émissions γ en excès qui ont été prises en compte. La position et la taille de SN 1006 sont indiquées par le cercle en trait discontinu jaune. (Droite) Carte en TS de SN 1006 ($1^\circ \times 1^\circ$) en coordonnées équatoriales. Les contours verts représentent la morphologie de SN 1006 vue par XMM-Newton en rayons X tandis que les contours magentas montrent la morphologie de SN 1006 au TeV (H.E.S.S.). La croix et le cercle noirs correspondent aux meilleurs ajustements obtenus avec `pointlike` respectivement pour une source ponctuelle et un disque uniforme. Le cercle blanc discontinu marque les contours du meilleur disque obtenu en initialisant les paramètres à la position et taille réelle de SN 1006.

Source	R.A. ($^\circ$)	Dec. ($^\circ$)	TS	Indice spectral	Flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
S1	223.02 ± 0.02	-41.80 ± 0.03	29.0	1.83 ± 0.15	$(2.84 \pm 0.92) \times 10^{-12}$
S2	223.38 ± 0.02	-45.61 ± 0.02	25.7	1.88 ± 0.38	$(1.33 \pm 0.63) \times 10^{-12}$
S3	224.47 ± 0.02	-46.69 ± 0.01	36.8	1.69 ± 0.14	$(3.13 \pm 1.24) \times 10^{-12}$

TABLE 8.2 – Paramètres des sources ajoutées dans le modèle pour prendre en compte les excès de γ significativement détectés aux abords de SN 1006. Les indices spectraux et les TS ont été obtenus avec `glike` pour $E > 1$ GeV. Les incertitudes présentées sont d'origine statistique.

8.4 Analyse et résultats

En calculant une carte en TS de $1^\circ \times 1^\circ$ centrée sur la position de SN 1006, nous avons pu observer la présence d'un excès d'émission γ qui pourrait être associé au SNR (voir Figure 8.2–Droite). Un pic d'émission est détecté au niveau de la partie supérieure de l'arc gauche tandis qu'une émission plus diffuse couvre le reste du vestige. Nous avons caractérisé la forme de cette émission γ en l'ajustant tout d'abord avec une source ponctuelle. Le TS de la source a été estimé à 29.3 avec un indice spectral $\Gamma = 1.55 \pm 0.10_{\text{stat}}$: SN 1006 est donc maintenant significativement détecté dans le domaine du GeV. Pour tester l'hypothèse d'une source étendue, nous avons modélisé la source avec un disque uniforme initialisé à la position de la source ponctuelle et avec un petit rayon (0.01°). Dans ce cas-là, le rayon a convergé vers $0.10^\circ \pm 0.04^\circ$ pour un TS (TS_{ext}) égal à 31.0 (1.8) et un indice spectral $\Gamma = 1.57 \pm 0.11_{\text{stat}}$. Cependant, nous savons que SN 1006 prend la forme d'une large coquille aux autres longueurs d'onde. Nous avons donc également ajusté le disque uniforme en initialisant ses paramètres à la position et taille observées au TeV. Malgré un léger recentrage du disque (voir le cercle discontinu blanc sur la figure 8.2–Droite), `pointlike` a convergé vers un grand rayon ($R = 0.26^\circ \pm 0.03^\circ$) pour un TS (TS_{ext}) égal à 38.1 (7.7) et un indice spectral $\Gamma = 1.80 \pm 0.13_{\text{stat}}$. Par ailleurs, un large modèle créé à partir de la carte d'excès H.E.S.S. a également été utilisé comme modèle spatial et le TS a atteint 37.0 dans ce cas-là, avec un indice spectral $\Gamma = 1.79 \pm 0.17_{\text{stat}}$. L'extension de SN 1006 n'est donc pas significativement détectée ($\text{TS}_{\text{ext}} < 16$, voir paragraphe 5.6.2) mais sa détection ne semble limitée que par la faible statistique dont nous disposons. Celle-ci sera probablement révélée avec quelques années de données supplémentaires. En utilisant les modèles de diffus alternatifs ainsi qu'en modifiant les IRFs, nous nous sommes assurés de la stabilité des résultats. L'erreur systématique totale pour l'indice spectral a été estimée à $\pm 0.27_{\text{syst}}$, la contribution principale à cette incertitude étant le choix du modèle spatial. Les résultats sont résumés dans le tableau 8.3.

Modèle spatial	R.A. ($^\circ$)	Dec. ($^\circ$)	Rayon ($^\circ$)	Indice spectral	Flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	TS	N_{ddl}
Point	225.88 ± 0.04	-41.75 ± 0.02	–	1.55 ± 0.10	$(4.66 \pm 2.09) \times 10^{-12}$	29.3	4
Disque ($R_{\text{init}} = 0.01^\circ$)	225.90 ± 0.04	-41.74 ± 0.03	0.10 ± 0.04	1.57 ± 0.11	$(4.82 \pm 2.60) \times 10^{-12}$	31.0	5
Disque ($R_{\text{init}} = 0.27^\circ$)	225.74 ± 0.04	-41.87 ± 0.04	0.26 ± 0.03	1.80 ± 0.13	$(5.30 \pm 1.71) \times 10^{-12}$	38.1	5
H.E.S.S.	–	–	–	1.79 ± 0.17	$(6.99 \pm 2.03) \times 10^{-12}$	37.0	2
H.E.S.S. (NE)	–	–	–	1.47 ± 0.26	$(6.14 \pm 2.53) \times 10^{-12}$	28.3	2
H.E.S.S. (SO)	–	–	–	2.60 ± 0.80	$(0.88 \pm 0.24) \times 10^{-12}$	12.9	2

TABLE 8.3 – Résultats de l'analyse spatiale et spectrale de SN 1006 entre 1 GeV et 2 TeV. Les paramètres spatiaux ont été optimisés avec `pointlike` tandis que les valeurs de Test Statistique (TS) et les résultats spectraux ont été obtenus avec `gtlike`. Les erreurs sont ici uniquement statistiques.

Un des TS les plus élevés ayant été obtenu avec le modèle H.E.S.S., celui-ci a été utilisé comme modèle spatial de SN 1006 pour calculer la SED, ce qui permettra également de comparer directement les points spectraux du GeV et du TeV. Comme pour HESS J1731–347, nous avons divisé l'intervalle en énergie en quatre sous-intervalles logarithmiquement espacés et avons appliqué la méthode du maximum de vraisemblance dans chacun d'eux, après avoir fixé l'indice spectral de SN 1006 à 2.0. Pour les trois sous-intervalles de plus basse énergie, la source a été significativement détectée et un point spectral a pu être obtenu. Pour celui de plus haute énergie, une limite supérieure a été calculée malgré un TS de 5.7 car un seul photon y a été détecté. La figure 8.3 montre la SED obtenue et les valeurs pour chaque sous-intervalle sont présentées dans le tableau 8.4.

Étude des régions Nord-Est et Sud-Ouest

Au regard de la carte en TS de SN 1006, une asymétrie semble se dessiner dans la forme de l'émission γ détectée par le LAT, la majorité du signal provenant de la partie gauche du SNR. Pour vérifier si cette

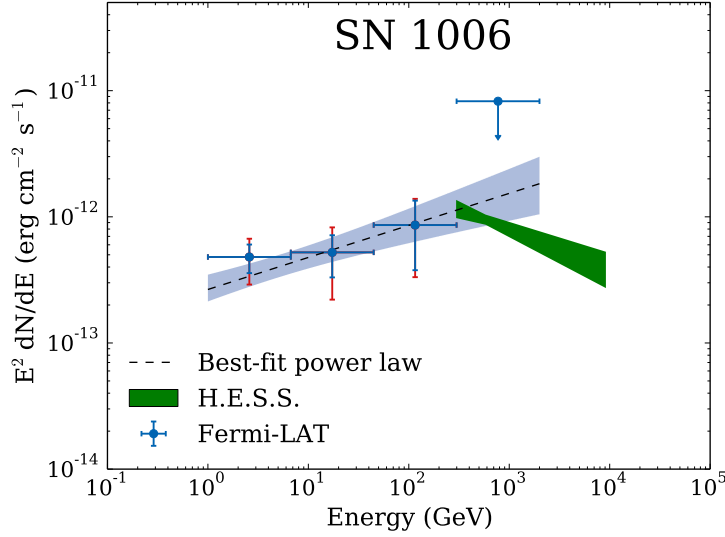


FIGURE 8.3 – *Distribution spectrale en énergie de SN 1006 entre 1 GeV et 2 TeV. La zone bleutée représente l'intervalle de confiance pour l'ajustement des données Fermi avec une loi de puissance (incertitudes statistiques à 1σ) tandis que la zone verte correspond à l'intervalle de confiance obtenu pour l'ajustement des données H.E.S.S. (Acero et al., 2010). Les barres d'erreurs rouges correspondent à la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques sur le flux calculé dans chaque sous-intervalle.*

$\langle E \rangle$	E_{\min}	E_{\max}	TS	N_{pred}	Flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
2.57	1.00	6.69	29.9	87	$(4.80 \pm 1.23) \times 10^{-13}$
17.29	6.69	44.72	4.3	15	$(5.23 \pm 1.22) \times 10^{-13}$
115.65	44.72	299.07	10.2	4	$(8.60 \pm 4.83) \times 10^{-13}$
773.39	299.07	2000.00	5.7	1	$< 8.25 \times 10^{-12}$

TABLE 8.4 – *Valeurs des points de la SED de SN 1006. Les énergies sont données en GeV. Seules les erreurs statistiques sont présentées.*

asymétrie apparente est due à la faible statistique dont nous disposons ou si au contraire elle marque une différence physique entre les deux côtés du vestige, le modèle spatial H.E.S.S. a été divisé en deux régions égales et nous avons ajustés leurs spectres indépendamment l'un de l'autre. La division du modèle spatial a été opérée selon l'axe de symétrie de la morphologie observée en X, tel qu'il a été défini dans Miceli et al. (2012), séparant la moitié NE de la moitié SO du vestige (voir Figure 8.4). En modélisant les spectres des deux régions avec une loi de puissance, la région NE a été significativement détectée avec un TS de 28.3 et un indice spectral $\Gamma = 1.47 \pm 0.26_{\text{stat}}$. En revanche, la région SO n'a pas dépassé le seuil de détection, avec un TS de 12.9 seulement. En comparant le logarithme de la vraisemblance (*likelihood*), noté par la suite $\log(\mathcal{L})$, obtenu lorsque les deux moitiés de SN 1006 étaient ajustées indépendamment l'une de l'autre et celui obtenu en modélisant la source par un seul modèle global, nous avons observé un $\Delta\log(\mathcal{L})$ de 10.5, soit un ΔTS de 21.0 pour deux degrés de liberté supplémentaires. Un ajustement séparé des régions NE et SO est donc favorisé à plus de 3.6σ , indiquant une différence spectrale entre les deux régions dans le domaine du GeV.

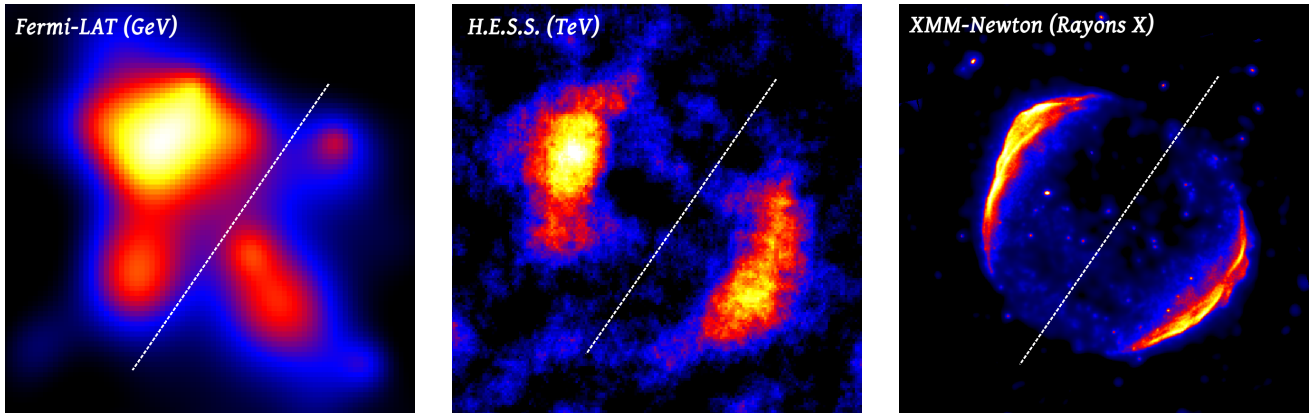


FIGURE 8.4 – L’axe de division du modèle H.E.S.S. est représenté par la ligne tiretée blanche ici superposée à une carte en TS du LAT (gauche), une carte en significativité de H.E.S.S. (milieu) et une carte de XMM-Newton à l’énergie 2.0 – 4.5 keV (droite).

8.5 Discussion et conclusion

Dans [Acero et al. \(2015a\)](#), SN 1006 n’avait pas pu être détecté malgré 6 ans d’observations et les auteurs en avaient conclu qu’une détection avec le LAT dans les prochaines années était peu probable. Les résultats que nous avons pu obtenir aujourd’hui avec seulement deux ans de données additionnelles sont principalement dus à la nouvelle version des données, Pass 8, pour laquelle la surface efficace a été améliorée, augmentant ainsi la statistique disponible en particulier à haute énergie. Par ailleurs, l’intervalle en énergie a été étendu jusqu’à 2 TeV alors que [Acero et al. \(2015a\)](#) et [Xing et al. \(2016\)](#) n’allaient que jusqu’à 300 GeV. À ces énergies, le nombre de photons détectés est très faible mais le fond l’est également. Le rapport signal sur bruit est bien meilleur qu’à plus basse énergie et quelques photons suffisent à augmenter de façon conséquente la significativité de la source. Comme le spectre de celle-ci est censé être dur, il est important d’explorer les très hautes énergies. Enfin, le traitement des photons un à un, dans le cadre d’une analyse non-binnée, a également contribué à améliorer la significativité du signal.

Ainsi, l’analyse de 8 ans de données Pass 8 entre 1 GeV et 2 TeV a permis de confirmer la détection de SN 1006 à $\sim 5.5\sigma$. D’un point de vue morphologique, la faible statistique dont nous disposons ne permet pas une étude poussée du SNR. Une émission ponctuelle a été détectée à l’extrémité nord de l’arc de gauche de SN 1006 tandis qu’une émission plus diffuse a été observée pour le reste de la source. Avec un disque uniforme comme modèle spatial, la source n’est pas détectée comme étendue. Avec le modèle spatial H.E.S.S., son spectre est correctement modélisé par une loi de puissance d’indice $1.79 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.27_{\text{syst}}$. Ce spectre relativement dur ($\Gamma \sim 1.55$ pour une source ponctuelle et $\Gamma \sim 1.80$ pour une source plus large) correspond au spectre typique que présentent les jeunes vestiges de supernovæ en coquille, comme par exemple RCW 86 ($\Gamma \sim 1.40$), RX J1713.7–3946 ($\Gamma \sim 1.50$) ou encore RX J0852.0–4622 ($\Gamma \sim 1.85$). Le bon raccordement entre les données GeV et TeV est un argument de poids en faveur d’une association entre l’émission γ détectée par le LAT et SN 1006. Comme les points spectraux qui ont été calculés pour tracer la SED sont très proches des limites supérieures publiées dans [Acero et al. \(2015a\)](#), ils sont en accord avec la modélisation présentée dans ce même article et que nous avons mis à jour en figure 8.5–Droite avec nos nouveaux points *Fermi* : l’émission γ est correctement reproduite en considérant le rayonnement d’électrons de haute énergie diffusant sur les champs de photons de basse énergie environnants. Dans le cas idéal d’une injection des électrons de haute énergie selon une loi de puissance d’indice 2.0, l’indice spectral dans le domaine du GeV est attendu aux alentours de 1.50 pour de la diffusion Compton inverse (cf. §1.5.2). La valeur obtenue pour la région NE ($\Gamma \sim 1.55$) est compatible avec cette prédiction. Le spectre global étant

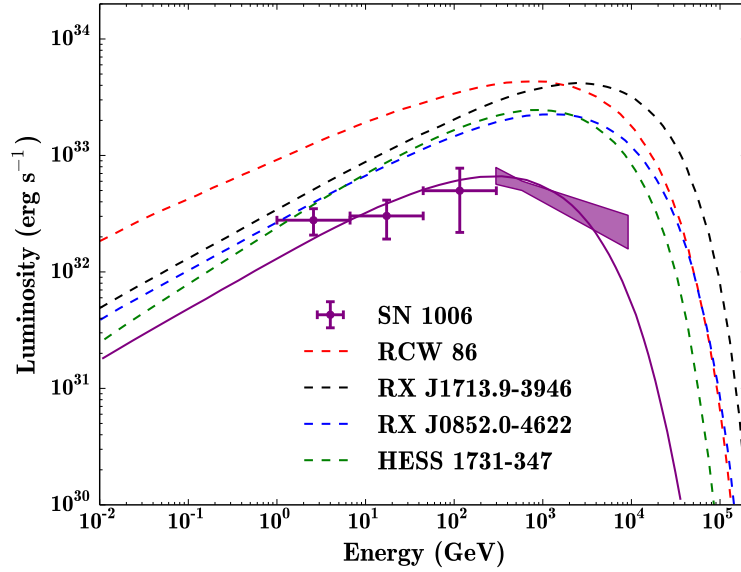


FIGURE 8.5 – Modélisation de l’évolution de la luminosité de SN 1006 (en violet) en fonction de l’énergie. À titre de comparaison, celle des autres SNRs en coquille est également montrée, à savoir RCW 86 (en rouge), RX J1713.7–3946 (en noir), RX J0852.0–4622 (en bleu) et HESS J1731–347 (en vert). Ce graphique est une adaptation de la figure 3 de *Acero et al. (2015a)*.

légèrement plus mou ($\Gamma \sim 1.80$), une contribution hadronique n’est pas exclue, notamment dans le SO où le choc serait en interaction avec un nuage atomique. C’est pourquoi nous avons également étudié les régions NE et SO de SN 1006 indépendamment l’une de l’autre et nous allons maintenant discuter les résultats obtenus.

Comme nous l’avons vu en introduction, les images de SN 1006 en radio, en X et au TeV révèlent un vestige de supernova en coquille avec deux régions brillantes au niveau du choc, de part et d’autre d’un axe de symétrie scindant la source en deux parts égales. De fait, la morphologie de l’émission détectée par *Fermi* est surprenante. La non-détection de la région SO implique que l’émission Compton inverse y est plus faible que dans le NE. Or, les champs de photons sur lesquels les électrons diffusent sont identiques dans les deux régions¹. De plus, *Winkler et al. (2014)* ont mesuré une vitesse de propagation de l’onde de choc équivalente dans le NE comme dans le SO ($\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$). L’accélération des électrons apparaît donc comme moins efficace dans le SO qu’au NE dans la bande en énergie couverte par *Fermi*, bien qu’il soit difficile d’en donner une explication et qu’un tel effet n’est pas observé au TeV. Si la région SO n’est pas significativement détectée, un signal faible est observé dans cette direction, avec un TS de 12.9 et un indice spectral $\Gamma_{\text{SO}} = 2.60 \pm 0.80_{\text{stat}}$. Malgré une grande incertitude statistique, l’indice semble bien plus mou que celui mesuré dans la région NE ($\Gamma_{\text{NE}} \sim 1.55$). Pour comprendre ce résultat, il faut le replacer dans le contexte de deux travaux précédemment publiés : (1) à partir d’observations en radio, *Dubner et al. (2002)* ont révélé la présence d’un nuage atomique épousant la forme de la bordure SO de SN 1006 et (2) *Miceli et al. (2014)* ont montré que le choc était en interaction avec ce nuage. L’indice relativement mou qui a été mesuré au GeV dans cette région pourrait donc être une nouvelle preuve de l’interaction du choc avec un milieu dense : à basse énergie, l’émission γ serait alors dominée par le rayonnement issue de la désintégration des pions neutres produits lors de l’interaction des protons accélérés avec le nuage atomique. *Miceli et al. (2016)* ont d’ailleurs modélisé l’émission γ provenant de cette région en

1. À cette latitude, le champ de photons dominant est le fond diffus cosmologique, caractérisé par sa grande homogénéité spatiale.

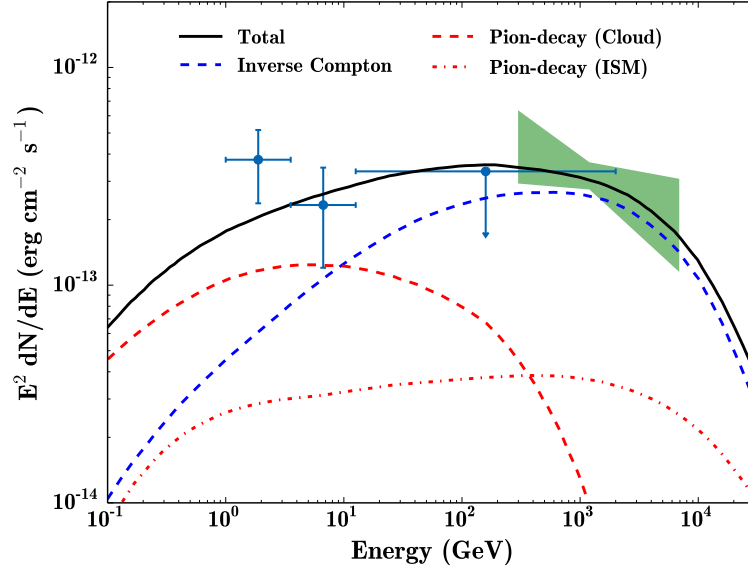


FIGURE 8.6 – Modélisation de l’émission γ provenant de la région Sud-Ouest de SN 1006. La contribution hadronique est représentée par la ligne discontinue rouge pour les protons en interaction avec le nuage atomique et par la ligne en tirets-points rouge pour ceux qui interagissent avec le milieu interstellaire. La ligne discontinue bleue correspond à l’émission Compton inverse et la ligne noire est la somme des différentes contributions. Les nouveaux points *Fermi* que nous avons calculés sont présentés en bleu tandis que la zone verte correspond aux données H.E.S.S.. Cette figure est adaptée de la figure 6-a de Miceli et al. (2016).

tenant compte des limites supérieures qui ont été calculées dans Acero et al. (2015a) et ont montré qu’une composante hadronique pourrait être nécessaire pour reproduire les données observationnelles. Nous avons repris cette modélisation en remplaçant les anciennes limites supérieures *Fermi* par les points que nous avons calculés (cf. Figure 8.6). Dans le modèle présenté, l’énergie injectée dans les protons atteint 5×10^{49} erg, soit 5% de l’énergie totale E_{SN} libérée par une supernova de type Ia. Si l’on suppose que l’autre moitié de SN 1006 accélère également des protons en leur transférant la même quantité d’énergie², on atteint 10% de E_{SN} injectés dans les protons pour l’ensemble du vestige, une condition à remplir pour que les SNRs soient effectivement les principales sources de rayons cosmiques d’origine Galactique. Cette modélisation et les conclusions qui en découlent ne restent valables qu’à condition que les points spectraux obtenus à basse énergie soit associés à SN 1006. Il n’est pas exclu que ce rayonnement provienne d’une autre source ou même d’une composante diffuse. Si le spectre de la région SO de SN 1006 est en réalité plus dur que prévu ($\Gamma < 2.0$), la quantité d’énergie injectée dans les protons pourrait être revue à la baisse.

Pour conclure, il sera intéressant de réanalyser SN 1006 avec quelques années de données *Fermi* supplémentaires : si la région SO devient détectable, nous pourrions mesurer avec une plus grande précision l’indice spectral et apporter une meilleure contrainte sur l’origine du rayonnement γ dans cette région. Dans le cas contraire, la différence spectrale entre les régions NE et SO serait d’autant plus significative et contraindrait les modèles d’émissions. Plus généralement, une plus grande statistique permettra d’avoir une image plus précise de la source dans cette gamme d’énergie.

2. La densité de matière étant plus faible dans le NE de SN 1006, des protons pourraient être efficacement accélérés tout en restant invisible en γ .

CHAPITRE 9

Un nouveau regard sur RX J1713.7–3946

Contents

9.1	Introduction	117
9.2	Réduction des données et analyse	120
9.3	L’environnement de RX J1713.7–3946	121
9.4	Étude du SNR dans son ensemble	123
9.4.1	Analyse spatiale	123
9.4.2	Analyse spectrale	124
9.4.3	Modélisation et discussion	126
9.5	Études des régions Est et Ouest	130
9.5.1	Motivations	130
9.5.2	Analyse et résultats	132
9.5.3	Modélisation et discussion	134
9.6	Conclusion	138

Le dernier vestige de supernova dont nous allons parler est sans doute l’un des plus importants de cette thèse et celui pour lequel nous avons obtenus les résultats les plus intéressants. Comme pour les autres sources, le chapitre débutera par une introduction présentant l’état des connaissances actuelles à son sujet. Nous présenterons ensuite la méthode employée pour analyser les données *Fermi*, celle-ci différant quelque peu des précédentes. Enfin, les résultats obtenus seront détaillés et interprétés, d’abord pour le SNR dans son ensemble puis pour deux sous-régions que nous définirons. Bien que de nombreuses modélisations du rayonnement non-thermique de RX J1713.7–3946 aient déjà été publiées, nous avons procédé à un nouveau travail de modélisation pour expliquer les nouveautés apportées par cette analyse.

Cette étude fait l’objet d’un article actuellement en cours de préparation.

9.1 Introduction

Le vestige de supernova G347.3–0.5, plus communément appelé RX J1713.7–3946, est un jeune vestige de supernova en coquille situé dans le plan Galactique, à proximité de deux autres vestiges de supernovæ, CTB 37A et CTB 37B, dans la constellation du Scorpion. RX J1713.7–3946 a été détecté pour la première fois par le satellite *ROSAT* dans le domaine des rayons X, lors de la première campagne d’observation systématique du plan galactique effectuée par cet instrument (Pfeffermann & Aschenbach, 1996). Avec *ASCA*¹, Koyama et al. (1997) ont non seulement confirmé cette détection mais également mis en

1. *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*.

évidence la nature non-thermique du rayonnement émis, révélant ainsi un deuxième vestige de supernova, après SN 1006, dont le rayonnement X est dominé par l'émission synchrotron d'électrons accélérés jusqu'à ~ 100 TeV. Dans le cas de RX J1713.7–3946, l'émission X est même très largement dominée par le rayonnement synchrotron car l'émission thermique est quasiment inexistante. Si quelques auteurs ont affirmé en avoir détecté (Pannuti et al., 2003; Hiraga et al., 2005) l'absence de raies dans le spectre X, une importante caractéristique du rayonnement thermique, a laissé planer le doute sur ces découvertes. Ce n'est qu'en 2015 que la détection de raies spectrales a été rapportée grâce à l'observation prolongée d'une petite région à l'intérieur du vestige, à proximité de son centre (Katsuda et al., 2015a). Les auteurs ont suggéré que les raies d'émissions thermiques à ~ 1 keV (Ne Ly α) et ~ 1.35 keV (Mg He α) émergeaient des éjectas de la supernova et que le progéniteur devait être une étoile de faible masse ($< 20 M_{\odot}$). La quasi-absence d'émission thermique permet de contraindre fortement la densité de matière au cœur de RX J1713.7–3946 qui se révèle être très ténue, de l'ordre de 0.01 cm^{-3} (Tsuji & Uchiyama, 2016; Acero et al., 2017). Par ailleurs, deux sources X ont été identifiées au cœur de RX J1713.7–3946 : 1WGA J1714.4–3945 et 1WGA J1713.4–3946. La première est associée à une étoile Wolf-Rayet (Pfeffermann & Aschenbach, 1996) tandis que la deuxième pourrait être le progéniteur de la supernova en raison de ses propriétés spectrales, similaires à celles d'autres objets compacts centraux (noté CCO pour l'anglais *Central Compact Object*) détectés dans des SNRs (Lazendic et al., 2003; Cassam-Chenaï et al., 2004).

À partir de la mesure de la densité de colonne en direction de RX J1713.7–3946, la distance entre ce SNR et la Terre a été estimée à 1 kpc (Koyama et al., 1997). Cette valeur a été confirmée grâce à des observations de la distribution de CO dans les environs de RX J1713.7–3946 et en supposant que le vestige était en interaction avec l'un de ces nuages de gaz (Fukui et al., 2003). En se basant sur cette distance, la comparaison d'images prises à différents instants dans le domaine des X a permis d'estimer la vitesse de propagation du choc à $\sim 3500 \text{ km s}^{-1}$ dans le Sud-Est du SNR (Acero et al., 2017) et $\sim 3900 \text{ km s}^{-1}$ dans le Nord-Ouest (Tsuji & Uchiyama, 2016). Si RX J1713.7–3946 est très probablement un jeune vestige de supernova, son âge n'est pas connu avec précision. D'après Wang et al. (1997), RX J1713.7–3946 pourrait être le vestige de SN 393, une supernova ayant été observée par des astronomes chinois sous la dynastie Jin, il y a 1624 ans, mais une telle association se heurte à des difficultés, comme expliqué dans Fesen et al. (2012). D'après les mesures de vitesses précédemment citées (Acero et al., 2017), l'âge du vestige serait de $1550 \pm 100_{\text{stat}}$, $1800 \pm 110_{\text{stat}}$ ou $2300 \pm 150_{\text{stat}}$ ans, selon l'hypothèse retenue pour la densité du milieu. Une possible incompatibilité entre l'âge du SNR et l'année d'explosion de SN 393 subsiste donc toujours. Du point de vue de son évolution, RX J1713.7–3946 se situe entre en la fin de la phase de libre expansion et le début de la phase Sedov-Taylor, il s'agit donc d'un vestige dynamiquement jeune.

Dans le domaine de la radio, la première image de RX J1713.7–3946 a été publiée par Slane et al. (1999) grâce à des observations menées avec le *Molonglo Observatory Synthesis Telescope* (MOST) à 843 MHz. Sur celle-ci, le vestige se révèle sous la forme d'une émission faible et diffuse, épousant les contours de l'émission détectée en rayons X (voir Figure 9.1–Gauche). Par ailleurs, deux filaments plus intenses sont présents (notés Arc 1 et Arc 2) dans la partie Nord-Ouest de RX J1713.7–3946 et la somme de leur flux a été estimée à 4 ± 1 Jy (Ellison et al., 2001). Grâce aux observations simultanées à 1.4 GHz et 2.5 GHz avec le réseau de radiotélescopes ATCA², Lazendic et al. (2004) ont pu calculer l'indice spectral de la région Nord-Ouest, à savoir 0.50 ± 0.40 . La mesure de la polarisation a montré que l'émission radio du vestige était globalement dépolarisée. Plus localement, l'intensité polarisée atteint $\sim 5\%$ à 1.4 GHz et $\sim 30\%$ à 2.5 GHz pour l'arc 2. En réanalysant les données obtenus par Lazendic et al. (2004), Acero et al. (2009) ont estimé le flux de l'ensemble du vestige à 22–26 Jy à une fréquence de 1.4 GHz.

Contrairement à l'émission radio qui est très faible, le rayonnement produit par RX J1713.7–3946 dans le domaine des rayons γ de très haute énergie est très intense et en fait l'une des sources les plus brillantes du ciel au TeV. Les premières observations de RX J1713.7–3946 à ces énergies ont été obtenues avec le télescope Cherenkov CANGAROO, situé en Australie (Muraishi et al., 2000; Enomoto et al.,

2. Australian Telescope Compact Array.

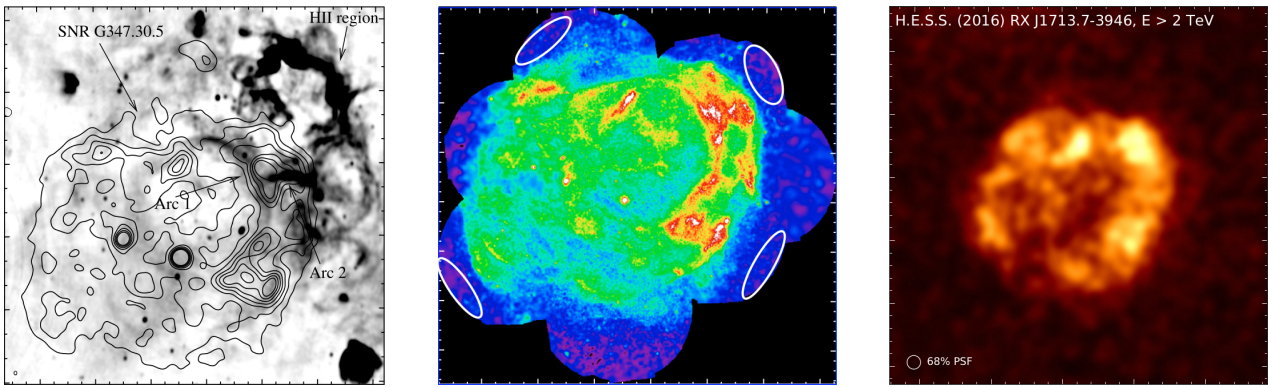


FIGURE 9.1 – Images de RX J1713.7–3946 en radio (Gauche), rayons X (Centre) et en rayons γ de très haute énergie (Droite), extraites de *Lazendic et al. (2004)*, *Acero et al. (2009)* et *H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a)* respectivement.

2002). Cette détection a été particulièrement importante car elle a apporté une confirmation à la théorie de l'accélération de particules par l'onde de choc des vestiges de supernovæ, déjà fortement soutenue par la détection de rayonnement synchrotron en provenance de SN 1006 et RX J1713.7–3946 en rayons X. Du fait de la faible statistique mesurée par CANGAROO, ces résultats ont toutefois été contestés et il a fallu attendre l'expérience H.E.S.S., un réseau de télescopes Cherenkov de la génération suivante, pour confirmer cette détection. Également situés dans l'hémisphère sud, les télescopes H.E.S.S. ont longuement observé RX J1713.7–3946 et des articles ont été régulièrement publiés sur cette source (*Aharonian et al., 2004b, 2006, 2007; H. E. S. S. Collaboration et al., 2016a*). La précision grandissante des images a permis d'étudier les structures internes de RX J1713.7–3946 de plus en plus fines (voir Figure 9.1–Droite). Dans le dernier article en date publié par la collaboration H.E.S.S., le spectre est correctement ajusté par une loi de puissance suivie d'une coupure exponentielle entre 250 GeV et 40 TeV. L'indice spectral a été mesuré à $2.17 \pm 0.02_{\text{stat}}$ et l'énergie de coupure à 16.5 ± 0.11 TeV. Le flux au-dessus de 1 TeV vaut quant à lui $(1.63 \pm 0.02) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En plus des informations spectrales pour l'ensemble du vestige, une analyse a été menée pour 29 sous-régions afin de déterminer l'indice, le flux et l'énergie de coupure pour chacune d'elle. Des modélisations ont également été effectuées pour cartographier le champ magnétique au sein de RX J1713.7–3946.

Enfin, dans le domaine des rayons γ de haute énergie (HE), l'instrument LAT à bord du satellite *Fermi* a apporté de cruciales informations spectrales. Dans *Abdo et al. (2011b)*, la collaboration *Fermi-LAT* a rapporté la première détection de RX J1713.7–3946 au GeV, sous la forme d'une source étendue ($R = 0.55^\circ \pm 0.04^\circ$ pour un disque uniforme) et pour un Test Statistique (TS) de 79, correspondant à une significativité supérieure à 5σ . Mesuré entre 1 et 300 GeV, le spectre s'est révélé très dur avec un indice spectral $\Gamma = 1.5 \pm 0.1$. Ces résultats ont été récemment confirmés par *Federici et al. (2015)*.

Comme nous l'avons vu, RX J1713.7–3946 est une source particulièrement intéressante et qui a été abondamment étudiée au cours des deux dernières décennies. Faiblement émettrice en radio et en rayons X thermiques, très intense au TeV et en rayons X non-thermique, RX J1713.7–3946 est un excellent candidat comme accélérateur de rayons cosmiques. Aujourd'hui, nous savons avec certitude que des électrons sont accélérés jusqu'à plus de 100 TeV par l'onde de choc. Cependant, la question reste en suspens en ce qui concerne les protons. L'origine du rayonnement γ de RX J1713.7–3946 est au cœur d'un grand débat et aucune réponse définitive ne l'a pour l'instant scellé. Par cette nouvelle analyse dans le domaine du GeV, nous allons tenter d'apporter quelques nouveaux éléments pour enrichir le débat et aider à sa résolution.

9.2 Réduction des données et analyse

La préparation des données pour l'étude de RX J1713.7–3946 s'est faite en deux étapes. Dans un premier temps, nous avons sélectionné l'ensemble des photons détectés par le LAT dans une région de 15° autour de la position de la source ($l = 347.3^\circ$, $b = -0.5^\circ$), entre le 4 Août 2008 et le 19 Février 2016, et dont l'énergie reconstruite est comprise entre 200 MeV et 2 TeV puis nous avons appliqué les filtres temporels usuels avec `gtmktime`. Dans un second temps, nous avons mis à profit la nouvelle classification apportée par Pass 8 en séparant les événements selon la qualité de reconstruction de leur direction d'origine (PSF0, PSF1, PSF2, PSF3)³. Cette discrimination nous a permis de pondérer différemment chaque sous-ensemble pour favoriser les événements de bonne qualité par rapport à ceux qui souffrent d'une mauvaise reconstruction. Par ailleurs, l'intervalle en énergie total a été scindé en deux sous-intervalles : 200 MeV – 1 GeV et 1 GeV – 2 TeV. En dessous de 1 GeV, comme la PSF est relativement mauvaise, l'angle zénithal maximum z_{\max} a été fixé à 90° . Au-dessus de 1 GeV où la PSF est bien meilleure, les événements ont été conservés jusqu'à $z_{\max} = 105^\circ$. Ainsi, la séparation selon la qualité de reconstruction (quatre types) et l'énergie des événements (deux intervalles) a donné lieu à huit lots de données différents. Comme RX J1713.7–3946 est une source relativement brillante, nous disposons d'une grande statistique pour l'étudier (plusieurs milliers de photons) et pouvons nous permettre de rejeter encore une partie des événements pour améliorer la PSF globale de l'analyse. En l'occurrence, nous avons exclu les événements de type PSF0 pour l'intervalle de basse énergie.

Contrairement à ce qui a été fait pour les précédentes analyses, les photons n'ont pas tous été traités de la même façon lors de l'utilisation de `gtlike`. La séparation des photons en plusieurs sous-groupes nous a permis d'utiliser une fonction des *Science Tools* appelée `SummedLikelihood` qui maximise une fonction de vraisemblance pour chacun de ces sous-groupes et les combine ensuite en leur affectant un poids différent en fonction de la qualité de reconstruction du sous-groupe considéré. Ainsi, les événements de type PSF0, qui souffrent d'une mauvaise reconstruction, ont un poids bien moindre que celui des événements de type PSF3, qui bénéficient d'une excellente reconstruction.

Les critères de sélection des données ainsi que les détails de l'analyse sont résumés dans le Tableau 9.1.

Intervalle en énergie	analyse spatiale : 1 GeV – 2 TeV analyse spectrale : 200 MeV – 2 TeV
Intervalle en temps	4 Août 2008 – 19 Février 2016 239557417 – 477591306 MET
Angle zénithal maximum	90° ($E < 1$ GeV) et 105° ($E > 1$ GeV)
Filtre de qualité	(DATA_QUAL>0) && (LAT_CONFIG==1)
Type d'analyse	pointlike : binnée gtlike : binnée (<code>SummedLikelihood</code>)
Région d'intérêt	pointlike : $R = 10^\circ$ (région circulaire) gtlike : $15^\circ \times 15^\circ$ (région carrée)
Version des <i>Science Tools</i>	pointlike : v10r00p05 gtlike : v10r00p05
IRFs	P8R2_V6

TABLEAU 9.1 – Critères de sélection des données du LAT et détails de l'analyse de RX J1713.7–3946.

3. Pour rappel, chacune de ces classes contient un quart de l'ensemble des événements. PSF0 contient les 25% des événements les moins bien reconstruits tandis que PSF3 contient les 25 meilleurs pourcents.

9.3 L'environnement de RX J1713.7–3946

Comme RX J1713.7–3946 est situé à proximité du plan galactique, la région environnante est densément peuplée. La plupart des sources voisines ont été prises en compte en construisant le modèle initial à partir du 3FGL. L'ensemble des sources situées dans un rayon de 20° autour du SNR étudié ont été incluses mais seuls les paramètres spectraux des sources localisées à moins de 5° ont été laissés libres, les autres étant fixés aux valeurs du catalogue. À l'aide de l'outil `pointlike`, nous avons tout d'abord cherché d'éventuelles émissions γ non référencées dans le 3FGL en calculant une carte en TS sur une région de $6^\circ \times 6^\circ$ et pour une énergie supérieure à 1 GeV (voir Figure 9.2).

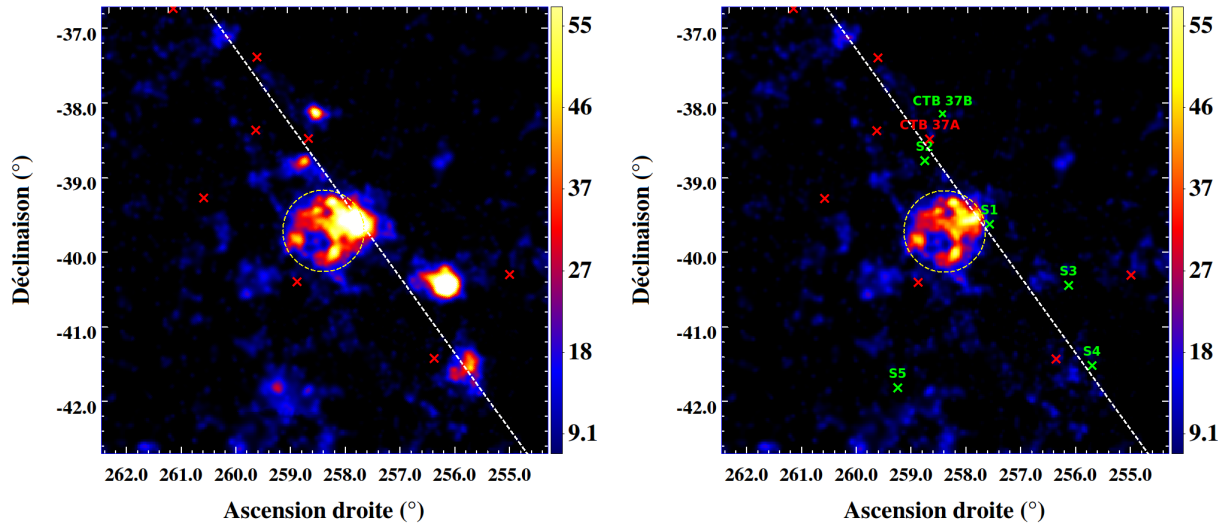


FIGURE 9.2 – Cartes en Test Statistique (TS) d'une région de $6^\circ \times 6^\circ$ autour de RX J1713.7–3946 pour $E > 1$ GeV. À gauche, seules les sources du 3FGL (croix rouges) ont été prises en compte. À droite, les cinq nouvelles sources (croix vertes) et CTB 37B, ont également été modélisées. La ligne tiretée blanche repère l'axe du plan Galactique tandis que le cercle tireté jaune indique la position de RX J1713.7–3946.

Pour chaque région ayant au moins un pixel de valeur du TS supérieure à 25, une source ponctuelle avec une loi de puissance comme modèle spectral y a été positionnée. Après ajustement de leurs positions avec `pointlike`, cinq sources ont été significativement détectées avec `gtlike` ($TS > 25$) et donc conservées dans le modèle pour la suite de l'analyse. Ces sources ont été nommées S1, S2, S3, S4 et S5 et leurs caractéristiques sont données dans le tableau 9.2. Aucune contrepartie évidente n'a été trouvée à d'autres longueurs d'onde pour S1, S2, S3 et S5. En revanche, S4 se trouve à proximité d'une autre source *Fermi*, 3FHL J1703.4–4145, et de trois sources détectées à d'autres longueurs d'ondes (voir Figure 9.3–Droite) : G344.7–0.4, un vestige de supernova détecté en radio (Clark et al., 1975) et en X (Sugizaki et al., 2001), HESS J1702–420, une source détectée au TeV lors de la première campagne d'observation systématique du plan Galactique de H.E.S.S. et dont la nature est pour l'instant inconnue (Aharonian et al., 2008), et PSR J1702–4128, un pulsar radio (Kramer et al., 2003). Bien qu'un décalage spatial allant de 0.1 à 0.3° est observé entre S4 et ces trois sources, une association avec l'une ou l'autre des sources n'est pas exclue en raison de la précision limitée du modèle de diffus Galactique utilisé actuellement. Toutefois, l'indice spectral de S4 mesuré entre 1 GeV et 2 TeV est relativement mou (2.31 ± 0.08) et rend improbable une association avec HESS J1702–420 et la source du 3FHL qui sont des sources dures.

La présence de S1 et S2 a déjà été signalée dans le précédent article publié par la collaboration *Fermi* (Abdo et al., 2011b), sous les noms « Source C » et « Source B » respectivement. Localisée contre le bord Ouest de RX J1713.7–3946, S1 doit être considérée avec attention. Abdo et al. (2011b) ont déjà discuté

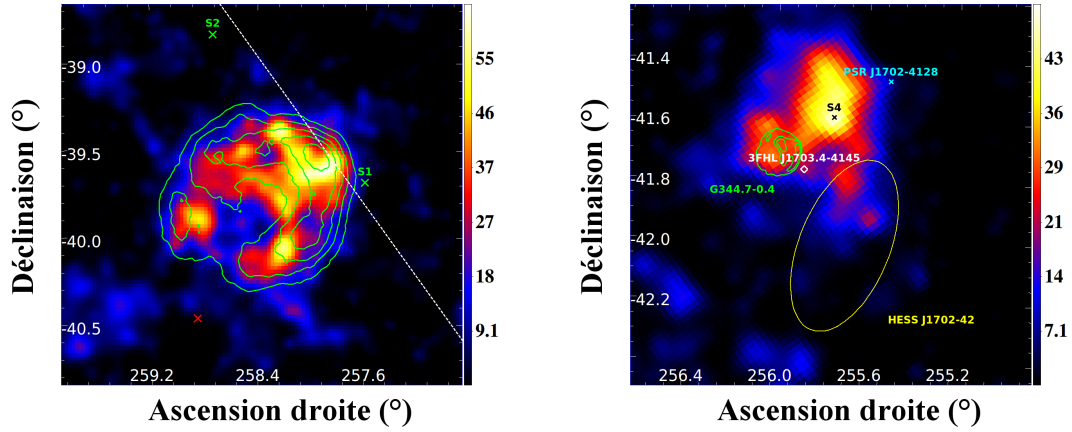


FIGURE 9.3 – (Gauche) Carte en Test Statistique centrée sur la position de RX J1713.7–3946. Les contours verts correspondent à la morphologie observée au TeV. La croix rouge indique la position d’une source 3FGL incluse dans le modèle et les croix vertes à deux nouvelles sources γ . (Droite) Carte en Test Statistique de la région S4 dont la position est indiquée par une croix noire et des autres sources présentes dans ses environs.

l’origine de cette source et son association ou non avec RX J1713.7–3946. D’un point de vue spatial, S1 apparaît comme une excroissance de la coquille du SNR et cette forme n’est pas retrouvée aux autres longueurs d’ondes. En revanche, la position de la source coïncide avec celle d’un nuage moléculaire tracé en radio par la raie de transition ($J = 1 \rightarrow 0$) du CO. Lorsque S1 est inclus dans le modèle, la morphologie de RX J1713.7–3946 suit bien les contours de l’émission H.E.S.S. dans l’Ouest (voir Figure 9.3–Gauche), ce qui suggère une non-association entre les deux sources. D’un point de vue spectral, RX J1713.7–3946 et S1 ont des spectres très différents : dur pour la première ($\Gamma = 1.55 \pm 0.03$) et mou pour la seconde ($\Gamma = 2.62 \pm 0.07$). Ainsi, malgré la très faible distance qui les sépare, les sources peuvent être aisément dissociées. Cependant, la nature de S1 et son lien avec RX J1713.7–3946 restent incertains. Par la suite, nous les avons considéré comme deux sources indépendantes. Nous sommes cependant restés vigilants et avons vérifié que S1 n’influçait pas les résultats obtenus, qu’ils soient spatiaux ou spectraux.

Source	R.A. (°)	Dec. (°)	Forme spectrale	Γ / α	β	TS
CTB 37B	258.52	–38.20	Loi de puissance	1.78 ± 0.06	–	74
S1	257.60	–39.69	Loi de puissance	2.62 ± 0.07	–	154
S2	258.73	–38.84	Loi de puissance	2.38 ± 0.09	–	89
S3	256.20	–40.49	Parabole log.	0.50 ± 0.21	0.37 ± 0.04	288
S4	255.74	–41.56	Loi de puissance	2.31 ± 0.08	–	97
S5	259.23	–41.88	Loi de puissance	2.34 ± 0.11	–	48

TABEAU 9.2 – Caractéristiques des sources ajoutées dans le modèle en complément des sources du 3FGL. Le TS et l’indice spectral Γ sont donnés pour $E > 1$ GeV.

Une sixième source non-répertoriée dans le 3FGL a été ajoutée dans le modèle. Il s’agit de CTB 37B, un vestige de supernova dont la première détection dans le domaine du GeV a été annoncée par [Xin et al. \(2016\)](#) et voisin de CTB 37A, un autre SNR déjà détecté par la collaboration *Fermi*-LAT ([Brandt & Fermi-LAT Collaboration, 2013](#)). Pour ces deux sources, nous avons exploré l’hypothèse d’une source étendue en les modélisant avec un disque uniforme et en ajustant le rayon avec `pointlike`. Dans le cas de CTB 37B, la recherche n’a pas été concluante, l’émission provenant de ce SNR étant compatible avec une source

ponctuelle. En revanche, nous avons détecté de façon significative une extension pour CTB 37A, à savoir un rayon de $0.16^\circ \pm 0.1^\circ_{\text{stat}}$ pour un TS_{ext} de 54. Cette source a donc été prise en compte comme une source étendue dans le reste de l'analyse.

9.4 Étude du SNR dans son ensemble

Une fois l'environnement de RX J1713.7–3946 correctement étudié, nous avons procédé à son analyse spatiale et spectrale, en commençant par le considérer dans son ensemble.

9.4.1 Analyse spatiale

Pour déterminer quel modèle spatial décrit le mieux l'émission γ de RX J1713.7–3946, trois modèles ont été comparés : un disque uniforme, un anneau et un modèle issu des observations réalisées par H.E.S.S. au TeV. Cette source étant déjà détectée comme une source étendue (Abdo et al., 2011b; Federici et al., 2015), nous n'avons pas considéré l'hypothèse d'une source ponctuelle. Les paramètres spatiaux du disque et de l'anneau ont été optimisés à l'aide de `pointlike` puis les trois modèles ont été comparés dans une analyse `gtlike`. La Figure 9.4 montre les contours de chaque modèle superposés à une carte en coups et les résultats numériques sont présentés dans le Tableau 9.3.

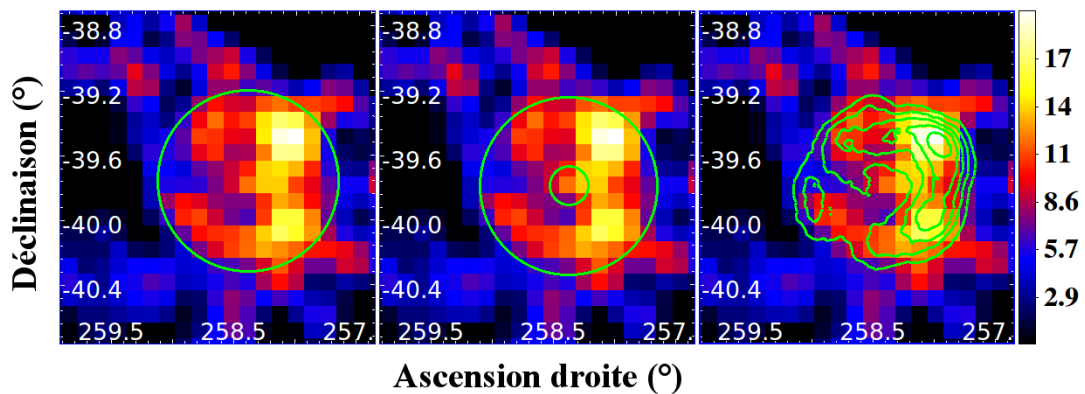


FIGURE 9.4 – Carte en coups lissée de la région proche de RX J1713.7–3946 pour $E > 1$ GeV. De gauche à droite, les contours correspondent à ceux du disque, de l'anneau et du modèle H.E.S.S..

	R.A. (°)	Dec. (°)	Rayon (°)	Rayon interne (°)	N_{ddl}	TS
Disque	258.38 ± 0.04	-39.77 ± 0.03	0.56 ± 0.02	–	4	653
Anneau	258.37 ± 0.02	-39.80 ± 0.02	0.55 ± 0.02	0.12 ± 0.02	5	655
H.E.S.S.	–	–	–	–	2	664

TABEAU 9.3 – Résultats de l'analyse spatiale effectuée pour $E > 1$ GeV. Les paramètres spatiaux ont été optimisés avec `pointlike` et les valeurs de Test Statistique (TS) ont été obtenues avec `gtlike`. Les erreurs sont ici uniquement statistiques.

Tout d'abord, les valeurs obtenues pour les paramètres spatiaux du disque sont en parfait accord avec les précédentes publications, notamment son rayon pour lequel nous avons obtenu $0.56^\circ \pm 0.02^\circ$ tandis qu'il a été estimé à $0.55^\circ \pm 0.04^\circ$ par Abdo et al. (2011b) et $0.55^\circ \pm 0.02^\circ$ par Federici et al. (2015). L'anneau, avec un paramètre supplémentaire, n'améliore pas significativement la vraisemblance ($\Delta TS = 2$). En revanche,

l'utilisation du modèle H.E.S.S. augmente le TS de RX J1713.7–3946 de 11 par rapport au TS obtenu avec le disque. Ce résultat n'est pas totalement surprenant lorsque l'on se réfère à la Figure 9.4. En effet, les contours de l'émission TeV épouse bien la morphologie de la source au GeV alors que les deux modèles analytiques uniformes ne suivent pas les fines structures spatiales.

Au vu des résultats de l'analyse spatiale, le modèle H.E.S.S. semble donc décrire le mieux la morphologie de l'émission γ émise par RX J1713.7–3946. Au-delà de l'amélioration qu'apporte ce modèle du point de vue du TS et de son nombre restreint de degrés de liberté (2), il est intéressant de l'utiliser pour ajuster les données *Fermi* car il permet par la suite de comparer directement les spectres obtenus dans le domaine du GeV et du TeV. Pour ces raisons, c'est ce modèle que nous avons utilisé pour étudier le spectre de la source.

9.4.2 Analyse spectrale

Pour obtenir une vision aussi large que possible du spectre de RX J1713.7–3946 avec *Fermi*, l'analyse spectrale a été effectuée entre 200 MeV et 2 TeV, avec *gtlike*. En modélisant la morphologie de RX J1713.7–3946 avec le modèle H.E.S.S., nous avons tout d'abord ajusté le spectre de la source avec une loi de puissance. Dans ce cas-là, le TS de la source a été estimé à 638 et l'indice spectral a convergé vers la valeur $1.55 \pm 0.03_{\text{stat}}$, en accord avec [Abdo et al. \(2011b\)](#) ($\Gamma = 1.5 \pm 0.1_{\text{stat}}$) et [Federici et al. \(2015\)](#) ($\Gamma = 1.53 \pm 0.07_{\text{stat}}$). À partir du meilleur modèle obtenu, nous avons calculé la distribution spectrale en énergie (SED). L'intervalle en énergie total a été divisé en onze sous-intervalles de tailles logarithmiques identiques et le flux de RX J1713.7–3946 a été estimé dans chacun d'eux, en fixant son indice spectral à 2.0. La Figure 9.5–Gauche montre la SED obtenue (points noirs) ainsi que l'enveloppe du meilleur ajustement (en bleu). Comme nous pouvons l'observer, la loi de puissance ne suit pas les points à haute énergie et ne respecte pas les limites supérieures à basse énergie : une telle fonction n'est pas un bon modèle pour ajuster le spectre de RX J1713.7–3946. Nous avons donc essayé une fonction plus complexe, à savoir une parabole logarithmique qui possède un degré de liberté en plus par rapport à la loi de puissance. Dans ce cas-là, le spectre de RX J1713.7–3946 est bien mieux ajusté (cf. Figure 9.5–Droite). Cette amélioration est mesurée quantitativement par le TS : celui-ci vaut 669 pour une parabole logarithmique, soit une différence de 31 par rapport au TS obtenu avec la loi de puissance. Pour un seul degré de liberté supplémentaire, cette différence de TS correspond à une amélioration de la vraisemblance de $\sim 5.7\sigma$. Il s'agit du premier résultat de notre analyse : entre 200 MeV et 2 TeV, le spectre de RX J1713.7–3946 présente une courbure significative.

Modèle spectrale	Param. 1	Param. 2	Param. 3	Param. 4	TS	N_{ddl}
Loi de puissance	$\Gamma = 1.55 \pm 0.03$	–	–	–	638	2
Parabole log.	$\alpha = 1.47 \pm 0.04$	$\beta = 0.117 \pm 0.016$	–	–	669	3
Loi de puissance brisée	$\Gamma_1 = 1.13 \pm 0.26$	$E_c = 17_{-5}^{+7}$ GeV	$\Gamma_2 = 2.0$ (fixed)	$\beta = 0.2$ (fixed)	667	3

TABLEAU 9.4 – Résultats de l'analyse spectrale avec *gtlike* entre 200 MeV et 2 TeV. Les erreurs sont ici statistiques uniquement.

Cependant, la Figure 9.5–Droite montre que la parabole logarithmique n'est pas en accord avec les données de l'expérience H.E.S.S., au-delà de 500 GeV. Nous avons donc utilisé une troisième fonction pour ajuster le spectre de RX J1713.7–3946 : une loi de puissance doucement brisée. Comme décrite dans le paragraphe 5.5.1, cette fonction est définie par deux indices spectraux (Γ_1 et Γ_2) et une énergie de brisure (E_b), séparant les deux régimes. Pour ne pas introduire de degré de liberté supplémentaire par rapport à la parabole logarithmique, nous avons fixé l'indice spectral de haute énergie Γ_2 à 2.0, une valeur qui nous semble cohérente avec les points spectraux situés entre 10 GeV et 1 TeV. Après ajustement, le TS de la

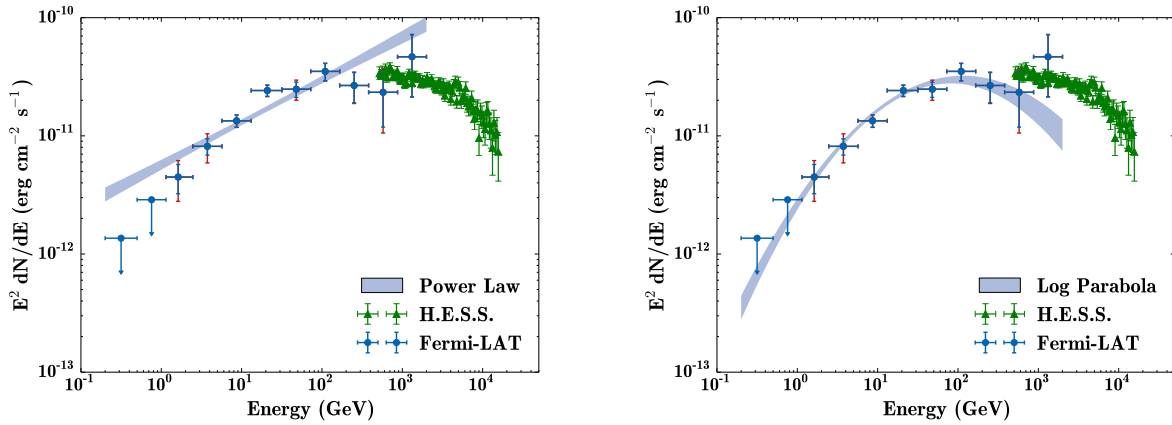


FIGURE 9.5 – Distribution spectrale en énergie de RX J1713.7–3946 entre 200 MeV et 2 TeV. Les zones bleutées indiquent l'intervalle de confiance (erreur statistique à 1σ) lorsque le spectre est modélisé par une loi de puissance (gauche) et une parabole logarithmique (droite). Les points spectraux au TeV (en vert) proviennent de *H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a)*.

source a été estimé à 667. À basse énergie, l'indice spectral Γ_1 a convergé vers la valeur $1.13 \pm 0.26_{\text{stat}}$ et l'énergie de cassure vers 17^{+7}_{-5} GeV. Lorsque l'on superpose l'enveloppe de l'ajustement obtenu sur la SED (cf. Figure 9.6), nous pouvons voir que les points spectraux sont parfaitement suivis dans la bande du GeV et que le raccordement avec les données du TeV est également excellent. Si l'on relâche l'indice spectral Γ_2 , celui-ci converge vers la valeur $1.97 \pm 0.07_{\text{stat}}$: notre hypothèse était donc correcte.

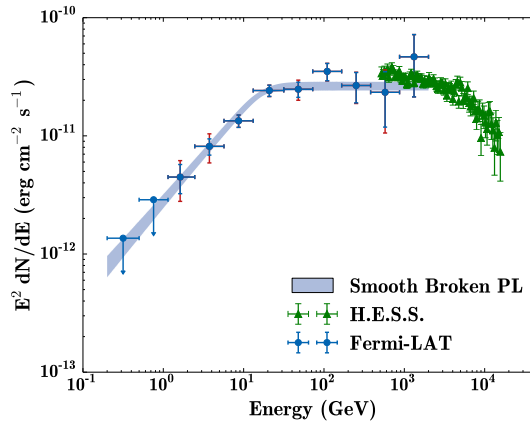


FIGURE 9.6 – Distribution spectrale en énergie de RX J1713.7–3946 entre 200 MeV et 2 TeV. La zone bleutée indique l'intervalle de confiance (erreur statistique à 1σ) du meilleur ajustement obtenu lorsque le spectre est modélisé par une loi de puissance brisée.

Les erreurs systématiques ont été évaluées pour les paramètres spectraux de la loi de puissance doucement brisée ainsi que les points spectraux de la SED en suivant la procédure décrite dans le paragraphe 5.7.2. En ce qui concerne la SED, les erreurs systématiques sont prises en compte dans les barres d'erreur rouges sur la figure 9.6 qui sont obtenues en sommant quadratiquement l'erreur statistique et systématique. Quant aux paramètres spectraux de RX J1713.7–3946, l'erreur systématique a été estimée à $\pm 0.20_{\text{syst}}$ pour l'indice spectral Γ_1 et $\pm 4_{\text{syst}}$ pour l'énergie de cassure E_b .

L'ensemble des résultats de l'analyse spectrale sont résumés dans le Tableau 9.4.

9.4.3 Modélisation et discussion

Expliquer l'origine de l'inflexion observée dans le spectre de RX J1713.7–3946 n'est pas trivial car cette forme spectrale ne correspond à aucun schéma classique (cf. Figure 9.7) : le spectre n'est pas piqué comme la pente d'une émission Compton inverse, il n'est pas plat comme le serait un spectre dominé par la désintégration des pions neutres et ne correspond pas non plus à la forme attendue dans le cas d'un mélange entre ces deux processus (c'est-à-dire, un spectre plutôt plat à basse énergie et plus dur à haute énergie). Aussi avons-nous eu recours à une modélisation du spectre non-thermique de la source pour tenter d'apporter quelques éléments de réponse⁴. Or, tenter d'expliquer cette brisure dans le spectre de RX J1713.7–3946 revient à s'interroger sur l'origine (leptonique ou hadronique) du rayonnement γ de RX J1713.7–3946. Cette question est au cœur d'un débat qui perdure encore aujourd'hui, plus de quinze ans après les premières observations de cette source à très haute énergie. De nombreux travaux ont tenté d'y répondre (voir par exemple, Porter et al., 2006; Plaga, 2008; Morlino et al., 2009; Zirakashvili & Aharonian, 2010; Ellison et al., 2012; Gabici & Aharonian, 2014) et une revue des arguments en faveur ou contre chacune des deux interprétations peut être trouvée dans Gabici & Aharonian (2016).

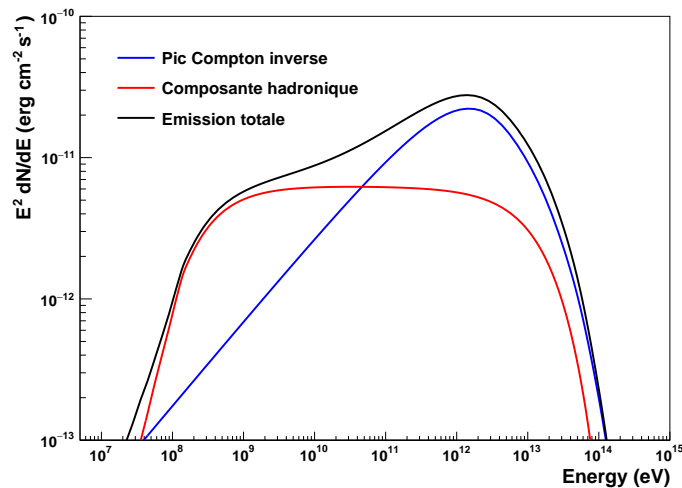


FIGURE 9.7 – Représentation des formes spectrales attendues dans le cas d'une émission purement leptonique (bleu), purement hadronique (rouge) ou en présence des deux contributions (noir). Les valeurs de flux sont arbitraires.

Ainsi, avant même que nous rapportions la présence d'une brisure dans le spectre de RX J1713.7–3946 aux alentours de 20 GeV, il avait été observé que celui-ci était difficilement reproductible à partir de modèles simples. Dans Tanaka et al. (2008), le constat était déjà établi que pour reproduire l'émission γ de RX J1713.7–3946 dans le cadre d'un scénario leptonique, il fallait introduire une brisure dans la distribution même des électrons, considérer une deuxième population d'électrons ou faire intervenir une densité très importante de photons optiques ($\sim 140 \text{ eV cm}^{-3}$), ce qui est bien au-delà des valeurs estimées dans cette région (Porter et al., 2006). Ces réflexions ont été reprises et approfondies dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a) dont les auteurs ont suggéré que même dans le cadre d'un scénario hadronique, la distribution de particules accélérées doit présenter un changement de régime autour de quelques TeV.

Dans le cadre de ce travail, la discussion ne va pas directement porter sur l'origine du rayonnement γ de RX J1713.7–3946, déjà largement traitée dans les travaux cités précédemment, mais plutôt sur celle de la

4. Pour une description complète de la modélisation utilisée, voir le paragraphe 3.4.

brisure spectrale observée dans le domaine du GeV. Les modèles d'émission que nous allons présenter ont été obtenus en faisant varier manuellement les paramètres libres de notre modèle, à savoir :

- l'indice de la distribution des électrons (Γ_e) et de celle des protons (Γ_p),
- l'énergie transférée par le choc dans les électrons (W_e) et les protons (W_p),
- l'énergie maximale atteinte par les particules accélérées ($E_{\max,e}$ et $E_{\max,p}$),
- l'intensité du champ magnétique (B),
- la densité de matière présente dans la région (n).

Il est important de noter que les valeurs de densité et d'intensité du champ magnétique correspondent à des valeurs moyennes sur l'ensemble de la région couverte par le SNR et n'excluent pas des valeurs beaucoup plus importantes localement. Par exemple, le champ magnétique est probablement beaucoup plus intense au niveau de l'onde de choc à cause de la compression des lignes de champ que sur l'ensemble du vestige. De même, la densité de matière peut être très élevée aux abords des nuages moléculaires rencontrés par l'onde de choc tandis que le milieu global dans lequel elle évolue est plutôt ténu.

Pour limiter le nombre de degrés de liberté, nous avons imposé certaines contraintes :

- l'indice d'injection est supposé être le même pour les électrons et les protons ;
- l'énergie transférée dans les électrons doit être inférieure à celle des protons d'un facteur 10^{-2} pour respecter le ratio électrons/protons observé dans le rayonnement cosmique ;

L'ultime contrainte vient des données elles-mêmes. Si notre objectif est d'ajuster les points spectraux dans le domaine des rayons γ , nous devons également prendre en compte les données dont nous disposons à plus basse énergie, dans le domaine des rayons X et de la radio. Les premières sont issues d'observations menées avec le satellite *Suzaku* (Tanaka et al., 2008) et les deuxièmes proviennent de mesures réalisées avec le réseau de radiotélescopes ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) à la fréquence 1.4 GHz (Acero et al., 2009). À ces énergies, l'émission non-thermique est produite par le rayonnement synchrotron des électrons soumis à une accélération radiale. Les paramètres contraints sont donc l'intensité du champ magnétique (B) et les caractéristiques de la population d'électrons (Γ_e , W_e et $E_{\max,e}$).

Modèles leptoniques : distribution en loi de puissance simple (Modèle 1) puis brisée (Modèle 2)

Dans un premier temps, nous avons considéré le cas simple où la distribution des particules accélérées suit une loi de puissance. Les trois composantes de l'émission Compton inverse (rayonnement des électrons diffusant sur les photons du fond diffus cosmologique, sur les photons optique d'origine stellaire et ceux émis par les poussières interstellaires dans l'infrarouge) ont été ajustées manuellement aux données, en jouant sur les paramètres Γ_e , W_e et $E_{\max,e}$. La densité de matière n a été fixée à 0.1 cm^{-3} pour respecter les limites imposées par Katsuda et al. (2015a) et l'énergie W_p injectée dans les protons à $100 W_e$. Le Bremsstrahlung a également été pris en compte mais du fait de la faible densité de matière, cette composante est très nettement inférieure à l'émission Compton inverse ainsi qu'à la composante hadronique. Le modèle final est présenté dans le panneau supérieur de la figure 9.8 et les valeurs obtenues pour chaque paramètre sont résumées dans le tableau 9.5.

	Γ_e	$E_{b,e}$ (TeV)	$E_{\max,e}$ (TeV)	W_e (erg)	Γ_p	$E_{b,p}$ (TeV)	$E_{\max,p}$ (TeV)	W_p (erg)	B (μG)	n (cm^{-3})
Modèle 1	2.1	–	60	8.0×10^{47}	2.1	–	60	8.0×10^{49}	15.0	0.1
Modèle 2	1.8 / 2.5	0.5	150	4.5×10^{47}	2.0	–	150	4.5×10^{49}	15.0	0.1
Modèle 3	2.0	–	50	3.0×10^{47}	1.5 / 2.3	1.0	100	3.0×10^{49}	20.0	1.0

TABLEAU 9.5 – Valeurs des paramètres des trois modélisations réalisées pour le spectre de RX J1713.7–3946.

Ce premier modèle nous montre pourquoi l'interprétation leptonique bénéficie d'un large soutien pour expliquer l'émission γ de RX J1713.7–3946 : avec une unique population d'électrons caractérisée par un indice Γ_e de 2.1, une énergie maximale $E_{\max,e}$ de 60 TeV et une énergie totale injectée W_e de 8.0×10^{47} erg

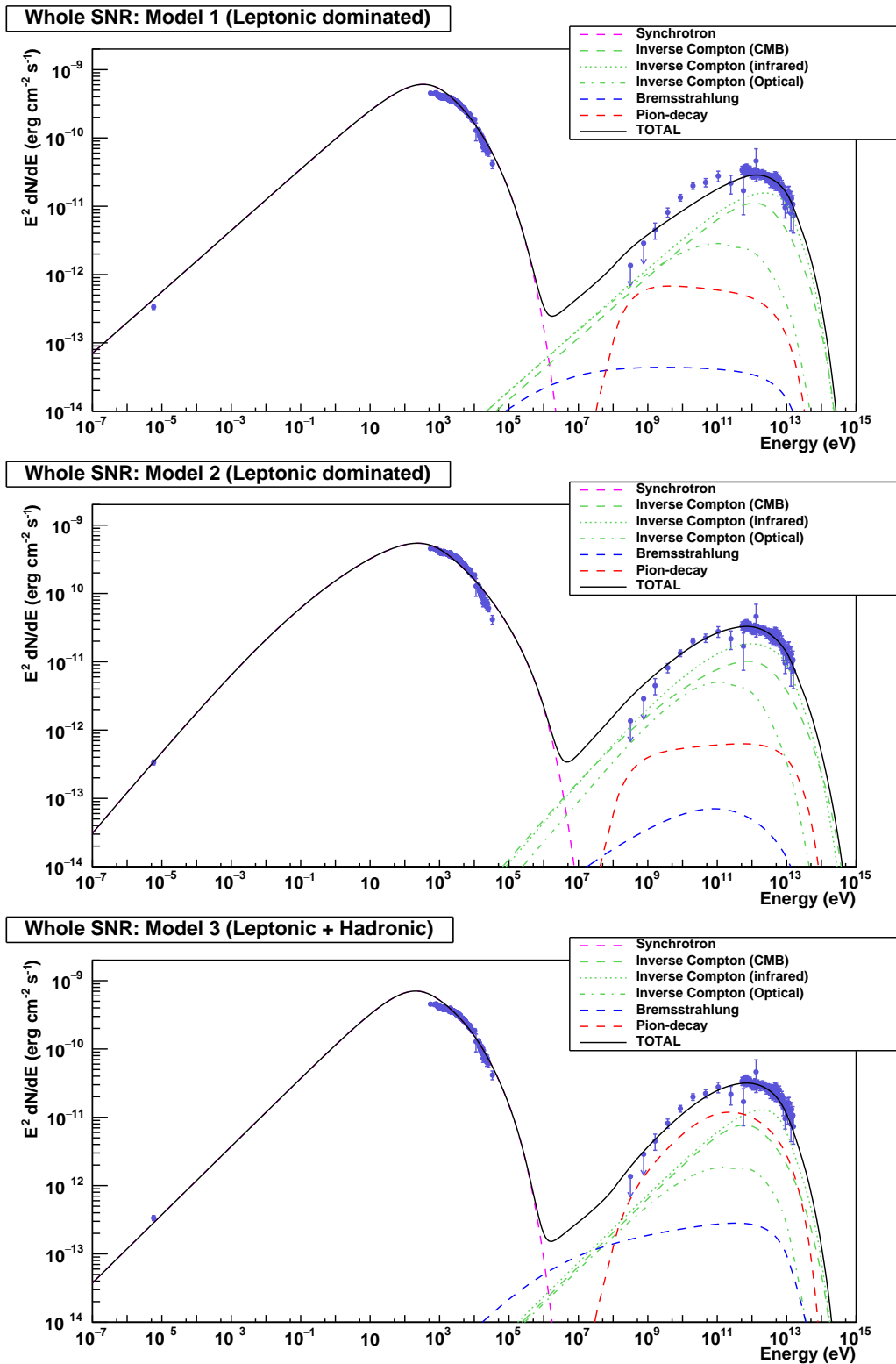


FIGURE 9.8 – Modélisation du rayonnement non-thermique de RX J1713.7–3946. L’information spectrale dans le domaine radio (2.2–2.6 Jy à 1.4 GHz) est tirée de (Acero et al., 2009). Les données spectrales en rayons X ont été obtenues avec le satellite Suzaku et proviennent de Tanaka et al. (2008).

dans un champ magnétique de $15\mu\text{G}$, la plupart des données (radio, X et TeV) sont raisonnablement bien modélisées. Cependant, la précision accrue des données aux énergies du GeV font maintenant apparaître des structures qui mettent en défaut un modèle aussi simple : la brisure spectrale que nous avons dévoilée dans cette nouvelle analyse n'est pas du tout reproduite. Nous avons donc procédé à une seconde modélisation, en modifiant la forme de la distribution des électrons. Celle-ci ne suit plus une simple loi de puissance mais une loi de puissance brisée : la population d'électrons évolue linéairement avec un indice $\Gamma_{1,e} = 1.8$ jusqu'à l'énergie de brisure $E_{b,e} = 0.5 \text{ TeV}$, puis suit une droite d'indice $\Gamma_{2,e} = 2.5$ jusqu'à la coupure exponentielle à $E_{\text{max},e} = 150 \text{ TeV}$ ⁵. En injectant $4.5 \times 10^{48} \text{ erg}$ dans les électrons, l'ensemble des données est assez bien reproduit, y compris la courbure spectrale dans le domaine du GeV (voir le panneau central de la figure 9.8). L'accord avec les données est loin d'être parfait mais ce deuxième modèle met en évidence qu'une brisure dans la population de particules accélérées permet de grandement améliorer l'ajustement des données.

Modèle mixte : contributions leptonique et hadronique (Modèle 3)

Un modèle purement hadronique a été présenté dans [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2016a\)](#) en modélisant la distribution de protons par une loi de puissance brisée. Cette brisure pourrait être expliquée par la diffusion de ces particules dans des nuages de gaz froid très denses qui peupleraient l'intérieur même du SNR : les protons de haute énergie, qui se propagent très rapidement, pourraient interagir dans les zones de grande densité, au cœur des nuages, tandis que ceux de plus basse énergie resteraient en surface des nuages et, en présence d'une densité plus faible, émettraient moins de rayonnement γ ([Inoue et al., 2012](#); [Gabici & Aharonian, 2014](#)). Ce modèle hadronique ajuste à la perfection les données γ lorsque la distribution des protons suit une loi de puissance brisée, sans l'aide de composante Compton inverse. Quant à l'émission synchrotron en rayons X, celle-ci pourrait être reproduite en considérant le rayonnement des électrons secondaires, issus des interactions hadroniques. Néanmoins, il reste à expliquer l'absence de contribution leptonique dans le domaine des rayons γ . Cette absence ne peut être expliquée que par la présence d'un champ magnétique particulièrement intense ($\sim 100 \mu\text{G}$) : l'émission synchrotron produite est très intense tandis que la composante Compton inverse est faible. Or, un champ magnétique très intense est en contradiction avec la valeur déduite des observations actuelles ($B \sim 15 \mu\text{G}$). Un modèle d'émission γ purement hadronique semble donc défavorisé. Une contribution hadronique n'est cependant pas totalement exclue mais seulement dans le cas où elle serait accompagnée d'une contribution leptonique. Le panneau inférieur de la figure 9.8 présente un tel scénario. Dans ce cas, la population d'électrons est modélisée par une simple loi de puissance et celle des protons par une loi de puissance brisée reproduisant l'effet de diffusion proposé par [Gabici & Aharonian \(2014\)](#) exposé ci-dessus.

Origine de la brisure présente dans la distribution des électrons

Comme cela l'a déjà été suggéré dans [Tanaka et al. \(2008\)](#) et [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2016a\)](#), introduire une cassure dans la population d'électrons mène à une courbure spectrale similaire à celle observée dans le spectre en énergie de RX J1713.7–3946, dans le domaine des rayons γ . Cette cassure pourrait trouver son origine dans les pertes synchrotron à condition que le champ magnétique soit particulièrement intense. Or, le rapport des intensités X et γ qui est observé de nos jours implique un champ magnétique très faible, de l'ordre de $10\text{--}15 \mu\text{G}$, ce qui n'est pas suffisant pour expliquer la cassure. Nous pouvons cependant montrer que le champ magnétique a pu être bien plus intense par le passé et modéliser la forme de la distribution d'électrons lorsque le vestige était à un stade moins avancé.

D'après [Cassam-Chenaï et al. \(2004\)](#), RX J1713.7–3946 pourrait être le vestige d'une supernova à effondrement de cœur ayant explosé au sein d'une cavité formée par le vent de l'étoile massive progénitrice.

5. Notons que l'énergie maximale est plus élevée dans le cas d'une loi de puissance doucement brisée (150 TeV) que pour une loi de puissance simple (60 TeV). Cette valeur de E_{max} est imposée par les données en X qui ne sont pas correctement ajustées si l'on conserve $E_{\text{max}} = 60 \text{ TeV}$.

Le profil de densité du milieu circumstellaire ρ_{MCS} évolue alors en r^{-2} et celui des éjectas en r^{-9} (Chevalier, 1977). En reprenant les équations de Truelove & McKee (1999), on trouve que le rayon de la coquille R_{SNR} est donc proportionnel à $t^{6/7}$ et la vitesse de propagation de l’onde de choc V_{choc} à $t^{-1/7}$. Dans le cas d’un champ magnétique turbulent et amplifié, le carré de son intensité B est proportionnelle à ρV_{choc}^2 . En considérant la dépendance en temps du rayon de la coquille et celle de la vitesse de l’onde de choc précédemment établies, on obtient finalement $B \propto V_{\text{choc}}/R_{\text{SNR}} \propto t^{-1}$. Ainsi, nous voyons que le champ magnétique diminue au cours du temps. Une faible intensité aujourd’hui n’exclut donc pas une plus forte intensité par le passé. Pour expliquer la présence d’une cassure dans la population d’électrons, il faut considérer les pertes synchrotron :

$$\frac{dE}{dt} \propto -E^2 B^2 \text{ erg s}^{-1} \quad (9.1)$$

Plus le champ magnétique est élevé, plus les électrons en cours d’accélération perdent de l’énergie par rayonnement synchrotron. Par ailleurs, cet effet est d’autant plus important que l’énergie des électrons est grande. Si l’intensité du champ magnétique s’élève à plus de $\sim 100 \mu\text{G}$, la distribution de particules accélérées qui est modélisée par une loi de puissance est amputée de ses particules les plus énergétiques, celles-ci venant peupler les plus basses énergies. L’énergie de cassure peut être estimée grâce à la relation suivante :

$$E_b \simeq 1.25 \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ yr}} \right)^{-1} \text{ TeV} \quad (9.2)$$

Ainsi, pour $B = 100 \mu\text{G}$ et $t = 2300$ ans, E_b vaut ~ 0.54 TeV. Enfin, pour justifier que la population d’électrons accélérées suit une loi de puissance brisée aujourd’hui encore, rappelons que l’injection des particules dW/dt est proportionnelle à $\propto \rho V_{\text{choc}}^3$ et évolue donc en $t^{-3/7}$. Les hautes énergies ne peuvent donc pas être repeuplées après avoir subit l’influence des champs magnétiques intenses des premiers instants du vestige de supernova.

9.5 Études des régions Est et Ouest

Après avoir étudié RX J1713.7–3946 dans son ensemble, nous avons cherché une variation spectrale au sein de la source en divisant le modèle spatial H.E.S.S. en deux parts égales et en ajustant leur spectre indépendamment l’un de l’autre. Dans le cas de ce SNR, l’étude des sous-régions a été principalement motivée par deux faits : la corrélation entre l’émission X non-thermique de RX J1713.7–3946 et la distribution du gaz présent dans cette région ainsi que l’observation d’un décalage entre l’extension de la coquille au TeV et en rayons X.

9.5.1 Motivations

Les observations successives de la distribution de gaz dans la région de RX J1713.7–3946 (Moriguchi et al., 2005; Fukui et al., 2012; Maxted et al., 2012) ont montré que dans l’Ouest du SNR, l’onde de choc était en interaction avec des régions denses en matière interstellaire. Une récente étude (Sano et al., 2013) a même mis en évidence une corrélation entre les régions d’émissions non-thermique en rayons X et la position de nuages moléculaires (CO) et atomiques (HI) (cf. Figure 9.9). Dans l’Est de RX J1713.7–3946 où le milieu interstellaire est bien plus ténu, l’émission synchrotron y est aussi beaucoup plus faible. Une asymétrie se dessine donc entre les régions proches du plan Galactique (Ouest) et celles qui en sont plus éloignées (Est).

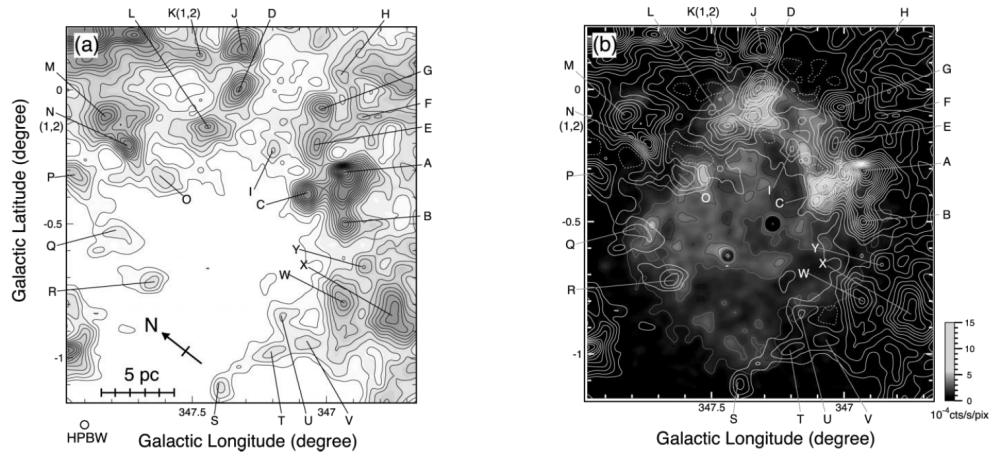


FIGURE 9.9 – *Corrélation entre la distribution du gaz dans la région de RX J1713.7–3946 (contours blancs) et son émission non-thermique dans le domaine des rayons X (carte en flux issue d’observations effectuées avec le Suzaku-XIS entre 5 et 10 keV). Figures extraites de Moriguchi et al. (2005).*

D’autre part, dans un article récemment publié (H. E. S. S. Collaboration et al., 2016a), la collaboration H.E.S.S. a présenté les profils radiaux de cinq régions de RX J1713.7–3946 (cf. Figure 9.10). Dans deux d’entre elles (les régions 3 et 4), il a été observé que le rayonnement γ de très haute énergie s’étendait plus loin que le rayonnement détecté en X. Une première explication serait qu’il s’agit de la manifestation d’un « précurseur » de rayons cosmiques au-delà du choc due à la propagation de part et d’autre du choc de particules en cours d’accélération. Étant électriquement chargées, celles-ci provoquent des fluctuations magnétiques en amont du choc et induisent une rétroaction sur celui-ci. Cet effet est prédit par le mécanisme de DSA (*Diffusive Shock Acceleration*) que nous avons présenté dans le paragraphe 1.4.2. Dans ce cadre-là, l’émission γ de très haute énergie au-delà du choc serait produite par la diffusion Compton inverse des électrons en cours d’accélération sur les champs de photons ambiants tandis que l’émission synchrotron est fortement réduite en raison du faible champ magnétique interstellaire. Cette hypothèse a été évoquée dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a) et est défendue par Ohira & Yamazaki (2017). Mais une extension plus grande de la coquille au TeV par rapport à celle observée en rayons X pourrait aussi avoir une origine hadronique, à savoir l’interaction avec des nuages moléculaires proches de protons de haute énergie s’étant échappés de l’onde de choc du SNR où ils auraient été accélérés. Le rayonnement X étant lié aux électrons, cet effet ne serait pas visible dans ce domaine en énergie. Cette deuxième hypothèse est d’autant plus intéressante qu’une plus grande densité de matière a été observée dans les régions proches du plan Galactique (régions 3 et 4) par rapport aux régions plus éloignées (régions 1, 2 et 5). Elle rencontre cependant une difficulté qui est mentionnée dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a) : en annexe, les auteurs ont admis que la mesure de l’extension de la coquille avec une méthode alternative aboutissait à une différence d’extension entre le TeV et les X pour l’ensemble des régions et pas seulement pour les régions proches du plan Galactique. Si la différence d’extension est observée dans toutes les régions, l’interprétation hadronique est mise à mal car le milieu circumstellaire est très ténu dans l’Est de RX J1713.7–3946 et offre donc peu de matière avec laquelle les protons pourraient interagir.

Si le résultat présenté par H.E.S.S. se confirme, il s’agit d’un résultat de grande importance car l’une comme l’autre des deux explications représenteraient une avancée majeure dans l’étude de l’accélération des rayons cosmiques par l’onde de choc d’un vestige de supernova. Quoi qu’il en soit, les deux résultats que nous venons de présenter semblent suggérer une asymétrie entre la région de RX J1713.7–3946 proche du plan Galactique et celle qui est plus éloignée. Comme l’interaction de l’onde de choc avec des nuages de gaz peut résulter en l’émission de rayons γ via la désintégration de pions neutres créés lors d’interactions

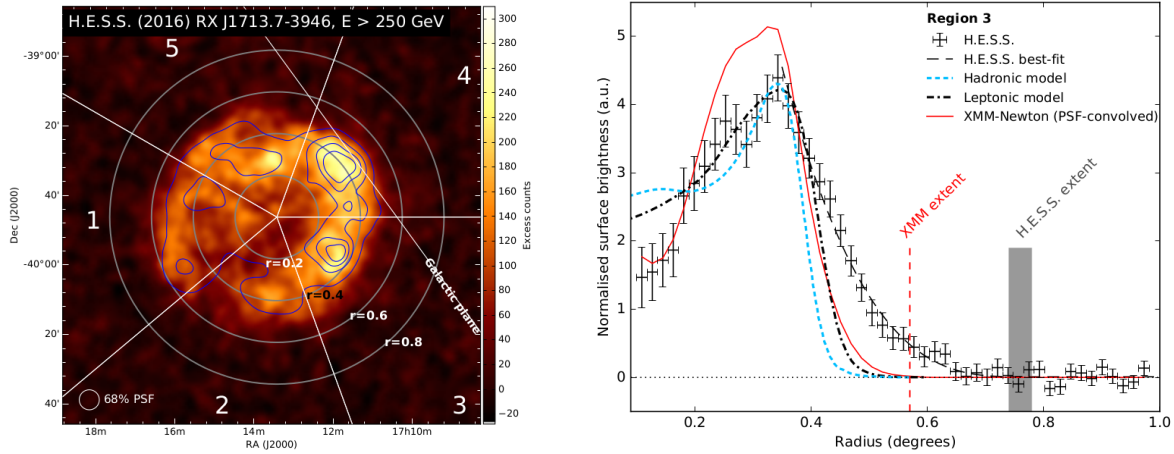


FIGURE 9.10 – (Gauche) Carte d’excès produite à partir des observations H.E.S.S. sur laquelle est indiqué le découpage du SNR en cinq sous-régions. (Droite) Profil radial pour la région 3. Ces figures sont tirées de H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a).

proton-proton, nous avons étudié séparément les deux moitiés de RX J1713.7–3946 et cherché une trace de cette éventuelle composante hadronique dans le domaine du GeV.

9.5.2 Analyse et résultats

Le modèle spatial H.E.S.S. utilisé pour modéliser la morphologie de RX J1713.7–3946 a été divisé en deux régions de tailles identiques en suivant l’axe Nord–Sud en coordonnées équatoriales et passant par la position de l’objet compact central. Ce découpage sépare à la fois la région où l’émission X est intense de celle où l’émission X est moins intense et la région dense en matière interstellaire de celle plus ténue. Lorsque l’on reporte l’axe de division sur la carte en coups obtenue avec le LAT, ce choix apparaît comme naturel car, du point de vue de l’intensité, les deux régions ainsi définies semblent bien distinctes l’une de l’autre (cf. Figure 9.11). Par la suite, nous nommerons la partie droite de RX J1713.7–3946 la région « Ouest » et la partie gauche la région « Est ».

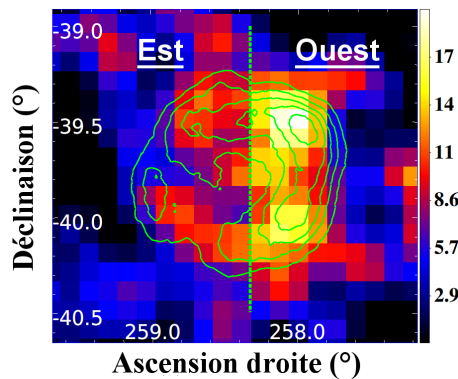


FIGURE 9.11 – Carte en coups de la région de RX J1713.7–3946 sur laquelle sont superposés les contours du modèle spatial H.E.S.S. ainsi que l’axe de division séparant la région Est de la région Ouest.

Malgré la taille relativement grande du SNR étudié ($R = 0.55^\circ$), l’étude de sous-structures peut être compromise par la mauvaise PSF du LAT à basse énergie. À 200 MeV, celle-ci vaut $\sim 3.5^\circ$ pour l’ensemble

des données et 2° lorsque seuls les événements de type PSF3 sont utilisés. Pour améliorer la PSF globale et limiter la contamination mutuelle des spectres des deux régions, l'analyse des deux sous-régions a été effectuée au-dessus de 500 MeV. Nous n'avons cependant pas augmenté davantage notre seuil en énergie pour rester en capacité d'identifier une éventuelle différence spectrale entre les régions Est et Ouest, différence que l'on attend en-dessous de 1 GeV dans le cas où l'un serait d'origine leptonique et l'autre d'origine hadronique. En démarrant l'analyse à 500 MeV, la région d'intérêt dans laquelle le modèle du ciel est ajusté peut être réduite, ce qui permet de diminuer le temps de calcul. Ainsi, l'ajustement a été effectué avec `gtlike` sur une région carrée de 10° de côté. Le modèle du ciel utilisé pour cette partie de l'analyse est le même que pour l'étude du vestige dans son ensemble, à ceci près que RX J1713.7–3946 est maintenant modélisé par deux sources ayant chacune leurs propres modèles spatial et spectral. Pour les deux régions, ce dernier a tout d'abord été modélisé par une loi de puissance (LP). Les paramètres spectraux (normalisation et indice) des régions Est et Ouest ont été ajustés en même temps que ceux des sources situées à moins de 5° de RX J1713.7–3946. Dans ce cas-là, l'indice spectral de la région Est a convergé vers 1.54 ± 0.04 et celui de la région Ouest vers 1.81 ± 0.04 . Ces valeurs sont en accord avec la récente étude de RX J1713.7–3946 publiée dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a) où les indices spectraux ont été estimés à 1.41 ± 0.12 pour la région Est et 1.74 ± 0.12 pour la région Ouest.

Comme le spectre global de RX J1713.7–3946 présente une cassure à ~ 14 GeV, il est probable que cette caractéristique se retrouve dans le spectre de l'une ou l'autre des régions (voire les deux). Nous avons donc par la suite ajusté le spectre des deux parties de RX J1713.7–3946 avec une loi de puissance doucement brisée (LPDB) et comparé le logarithme de la vraisemblance obtenu dans ce cas-là avec celui obtenu pour une LP. Par la suite, nous noterons $\Delta \log(\mathcal{L})$ la différence de deux logarithmes de vraisemblance. Les résultats sont présentés dans le tableau 9.6.

Région Est	Région Ouest	Log(vraisemblance)	N_{ddl}
LP	LP	752215	4
LPDB	LP	752226	6
LP	LPDB	752220	6

TABLEAU 9.6 – Résultats de l'analyse spectrale obtenus avec `gtlike` pour les régions Est et Ouest de RX J1713.7–3946. Les spectres des deux régions ont été ajustés soit avec une loi de puissance (LP) soit une loi de puissance doucement brisée (LPDB).

Avec une différence de 11 entre le logarithme de la vraisemblance obtenu avec une LP et celui obtenu avec une LPDB, le spectre de la région Est semble également présenter une cassure, avec une significativité de 4.3σ . En revanche, le spectre de la région Ouest est correctement modélisé par une simple LP, la LPDB n'améliorant pas significativement l'ajustement avec un $\Delta \log(\mathcal{L})$ de 5 ($\sim 2.3\sigma$). Lorsque l'on reporte les spectres obtenus sur la SED de chaque sous-région (voir Figure 9.12), nous observons bien un spectre brisé ($\Gamma_1 = 0.32 \pm 0.08$, $\Gamma_2 = 1.80 \pm 0.07$ et $E_b = 9 \pm 2$ GeV) pour la région Est et un spectre continu ($\Gamma = 1.82 \pm 0.04$) pour la région Ouest.

Si les deux spectres sont assez similaires à haute énergie ($E > 10$ GeV), une différence spectrale apparaît à basse énergie ($E < 10$ GeV). Pour estimer la significativité de cette différence spectrale, nous avons modélisé les spectres des deux régions avec une LPDB, l'indice de haute énergie Γ_2 et l'énergie de brisure E_b étant fixés aux valeurs obtenues pour la région Est, à savoir respectivement 1.8 et 9 GeV. Notons que nous pouvons nous permettre de fixer Γ_2 à 1.8 car cette valeur est compatible avec l'indice spectral de la région Ouest. Ainsi, pour les deux demi-régions, les deux seuls paramètres libres sont la normalisation et l'indice spectral de basse énergie Γ_1 . Dans un premier temps, seules les normalisations des deux demi-régions ont été ajustées indépendamment l'une de l'autre, les deux indices étant liés ensemble. Dans un second temps, nous avons déliés les deux indices spectraux et les avons laissé varier indépendamment l'un par rapport à l'autre. Le tableau 9.7 résume les résultats obtenus.

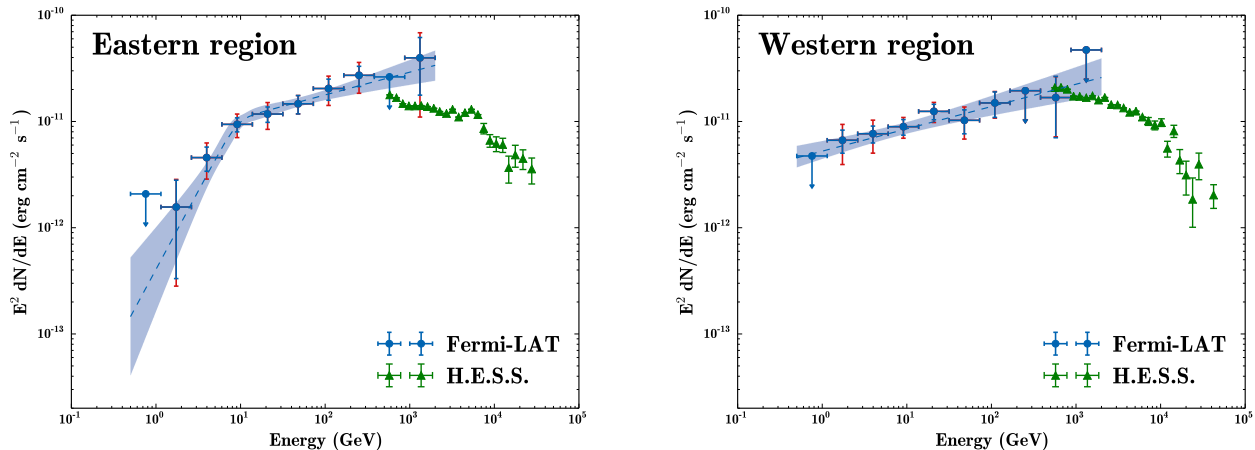


FIGURE 9.12 – *Distribution spectrale en énergie des demi-régions Est (gauche) et Ouest (droite) de RX J1713.7–3946. Les points spectraux du LAT sont représentés en bleu tandis que les points rouges correspondent aux données H.E.S.S. et sont issus de H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a).*

	$\log(V)$	Γ_1		Γ_2	E_b	β
		Est	Ouest			
Indices liés	–884726.5	1.22 ± 0.06		1.80 (fixé)	9 GeV (fixé)	0.2 (fixé)
Indices libres	–884734.6	0.30 ± 0.10	1.95 ± 0.05			

TABLEAU 9.7 – *Comparaison des ajustements des régions Est et Ouest en liant ou libérant les indices de basse énergie. Dans les deux cas, l’indice de haute énergie Γ_2 est fixé à 2.0, l’énergie de brisure E_b à 9 GeV et le paramètre de transition β à 0.2 pour les deux spectres.*

Nous pouvons voir que les valeurs des indices spectraux Γ_1 sont très différentes selon que les indices sont liés entre eux ou indépendants l’un de l’autre. Dans le premier cas, Γ_1 a convergé vers 1.22 ± 0.06 pour les deux régions. Dans le second, l’indice de la région Est s’est considérablement durci (0.30 ± 0.10) tandis que celui de la région Ouest s’est ramolli (1.95 ± 0.05). Pour un degré de liberté supplémentaire, le $\Delta\log(\mathcal{L})$ vaut à 8.1, soit un TS de 16.2. Ainsi, cette analyse nous permet de voir que les spectres en énergie des régions Est et Ouest sont différents à basse énergie à plus de 4σ .

9.5.3 Modélisation et discussion

Pour tenter de comprendre la différence spectrale observée entre les deux régions, nous avons effectué une modélisation de l’émission non-thermique sur une large bande en énergie, comme nous l’avons fait pour le vestige de supernova dans son ensemble au paragraphe 9.4.3. Il est probable que les modélisations obtenues pour le SNR complet permettent de reproduire raisonnablement bien les données spectrales des sous-régions, moyennant une renormalisation. Pour cette raison et pour limiter le nombre de degrés de liberté, nous sommes partis des valeurs obtenues pour l’ensemble du SNR et avons essayé de reproduire les données en modifiant un minimum de paramètres.

Dans les modélisations suivantes, les données TeV sont issues de H. E. S. S. Collaboration et al. (2016a) tandis que les points spectraux dans le domaine des rayons X ont été déduits en réanalysant des données du satellite *Suzaku* publiées dans Tanaka et al. (2008). Quant à la radio, les flux de la région Ouest sont extraits de Lazendic et al. (2004). Pour la région Est, dans laquelle l’émission radio est encore plus faible que dans la région Ouest, ces points ont été transformés en limites supérieures et corrigés d’un facteur 2 pour rester

conservatif.

Modélisation de la région Est

Comme nous pouvons le voir sur la figure 9.12, le spectre de la région Est est assez proche du spectre global de RX J1713.7–3946. Le premier modèle a donc été construit en considérant une loi de puissance brisée ($\Gamma_{1,e} = 1.5$ et $\Gamma_{2,e} = 2.7$) pour la population d'électrons. Le panneau supérieur de la figure 9.13 montre que l'ensemble des données est raisonnablement bien ajusté par ce modèle dans lequel l'émission γ est dominée par les processus leptoniques. Le second modèle teste l'hypothèse d'une origine hadronique avec une loi de puissance simple pour la distribution des électrons d'indice $\Gamma = 2.0$ et une loi de puissance brisée pour celle des protons. Le résultat obtenu est montré dans le panneau inférieur de la figure 9.13 et nous pouvons voir que les données sont également bien reproduites dans le cas d'une émission dominée par le rayonnement γ produits lors de la désintégration des π^0 .

La valeur des paramètres des deux modèles sont présentés dans le tableau 9.8.

Modèle	Γ_e	$E_{b,e}$ (TeV)	$E_{max,e}$ (TeV)	W_e (erg)	Γ_p	$E_{b,p}$ (TeV)	$E_{max,p}$ (TeV)	W_p (erg)	B (μG)	n (cm^{-3})
Est – 1	1.5 / 2.7	0.5	150	1.8×10^{47}	2.0	–	150	1.8×10^{49}	14.0	0.1
Est – 2	2.0	–	50	1.0×10^{47}	1.5 / 2.3	1.0	100	1.0×10^{49}	16.0	4.0
Ouest – 1	2.2	–	60	1.6×10^{47}	2.2	–	60	1.6×10^{49}	15.0	0.1
Ouest – 2	1.8 / 2.5	0.5	150	2.6×10^{47}	2.0	–	150	2.6×10^{49}	12.0	0.1
Ouest – 3	1.9	–	50	5.0×10^{46}	1.9	–	100	1.0×10^{49}	25.0	5.0

TABLEAU 9.8 – Valeurs des paramètres des différents modèles obtenus pour les régions Est et Ouest de RX J1713.7–3946.

Modélisation de la région Ouest

Le spectre de la région Ouest ne présente pas le même profil que celui de la région Est ou que celui du spectre global. Nous avons donc tout d'abord considéré un modèle leptonique où les populations d'électrons et de protons suivent une simple loi de puissance (voir le panneau supérieur de la figure 9.14). Le résultat est assez satisfaisant pour les données X, GeV et TeV mais les données radio ne sont pas bien reproduites. Dans un deuxième modèle, nous avons introduit une brisure dans la population d'électrons. En jouant seulement sur l'énergie injectée dans les particules et l'intensité du champ magnétique, nous avons pu obtenir un bon ajustement des données (voir le panneau central de la figure 9.14). Mais à nouveau, les données radio ne sont pas suffisamment bien reproduites. Enfin, nous avons réalisé un troisième modèle pour explorer l'hypothèse que l'émission γ est dominée par la contribution hadronique. La population de protons est décrite par une loi de puissance simple d'indice $\Gamma_p = 1.9$ et interagit avec un milieu de densité $n = 5 \text{ cm}^{-3}$ dans un champ magnétique de $25 \mu\text{G}$. Comme le montre le panneau inférieur de la figure 9.14, cette configuration reproduit très bien l'ensemble des données.

Discussion

À travers ces modélisations, nous avons constaté qu'il était possible de reproduire les données en se basant sur des hypothèses très différentes. Les paramètres du modèle d'émission que nous utilisons peuvent être ajustés de telle sorte qu'il en résulte plusieurs scénarios compatibles avec les données mais ayant des implications sur le SNR et son environnement très différentes. Une première conclusion serait alors que les données expérimentales dont nous disposons sont encore trop imprécises en particulier dans le domaine de la radio pour apporter des contraintes fortes sur certains paramètres du modèle. Nous pouvons malgré tout évaluer la viabilité des différents modèles que nous avons produits.

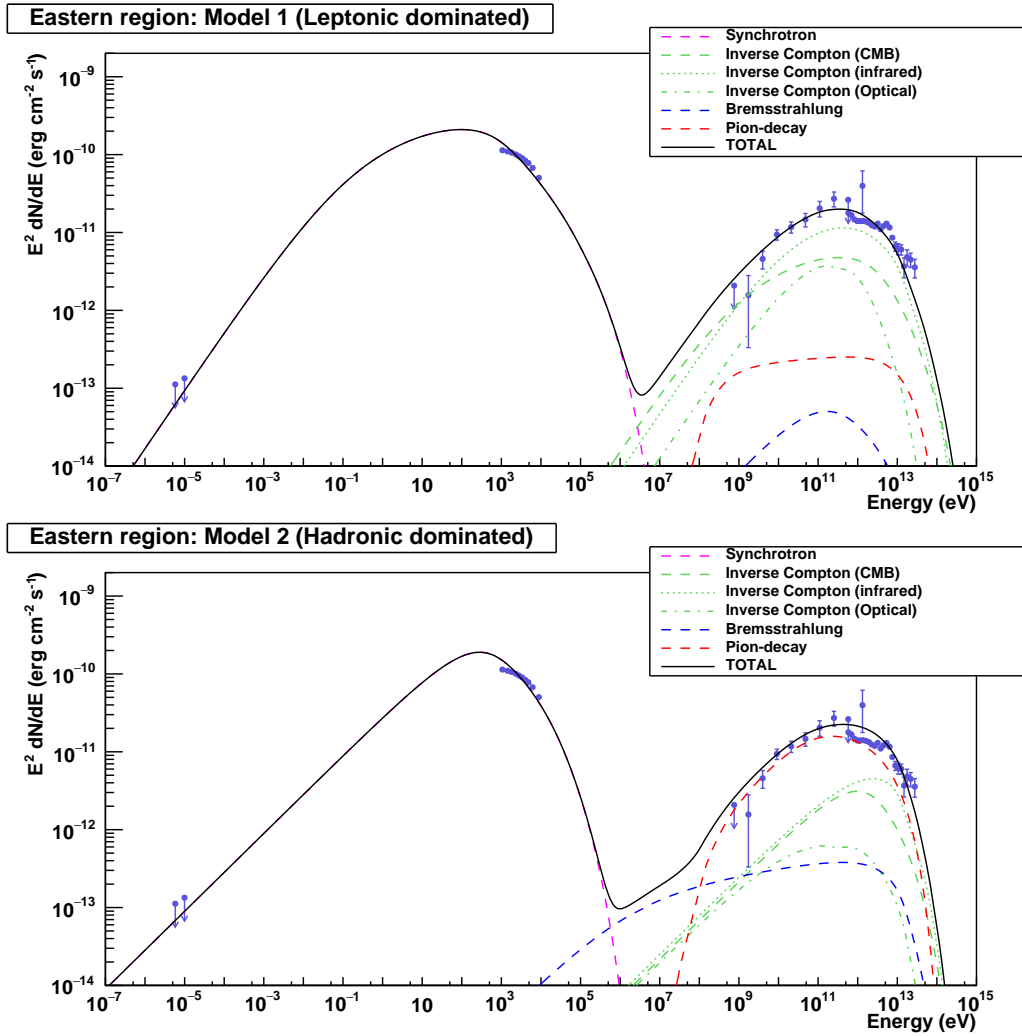


FIGURE 9.13 – Modélisation de l’émission non-thermique émise par la région Est de RX J1713.7–3946. Dans le modèle 1 (en haut), on suppose que l’émission γ est dominée par le rayonnement des électrons diffusant sur les champs de photons ambiants, la distribution des particules accélérées étant modélisée par une loi de puissance brisée. Le second modèle (en bas) favorise la contribution hadronique, avec une population de protons décrite par une loi de puissance brisée.

Si le spectre de la région Est peut être reproduit à la fois par un modèle leptonique et un modèle hadronique, ce dernier requiert une densité de matière élevée afin d’offrir une cible conséquente pour les protons accélérés. Estimée à 4 cm^{-3} dans notre modèle hadronique, cette valeur est en désaccord avec celle qui a été déterminée par [Acero et al. \(2017\)](#) dans le Sud-Ouest de RX J1713.7–3946, à savoir 0.01 cm^{-3} . [Ellison et al. \(2010\)](#) avaient déjà fixé une limite supérieure sur la densité à 0.05 cm^{-3} , rejetant ainsi l’interprétation hadronique. L’absence d’émission X thermique, imposant une densité de matière très faible, est un solide argument contre cette interprétation, comme l’ont rappelé [Gabici & Aharonian \(2016\)](#). À l’inverse, l’interprétation leptonique se satisfait d’un milieu très ténu puisque l’émission γ proviendrait alors de la diffusion des électrons de haute énergie sur les champs de photons de basse énergie ambiants. Ce modèle nécessite cependant une cassure dans la population d’électrons, ce dont nous avons déjà discuté pour le

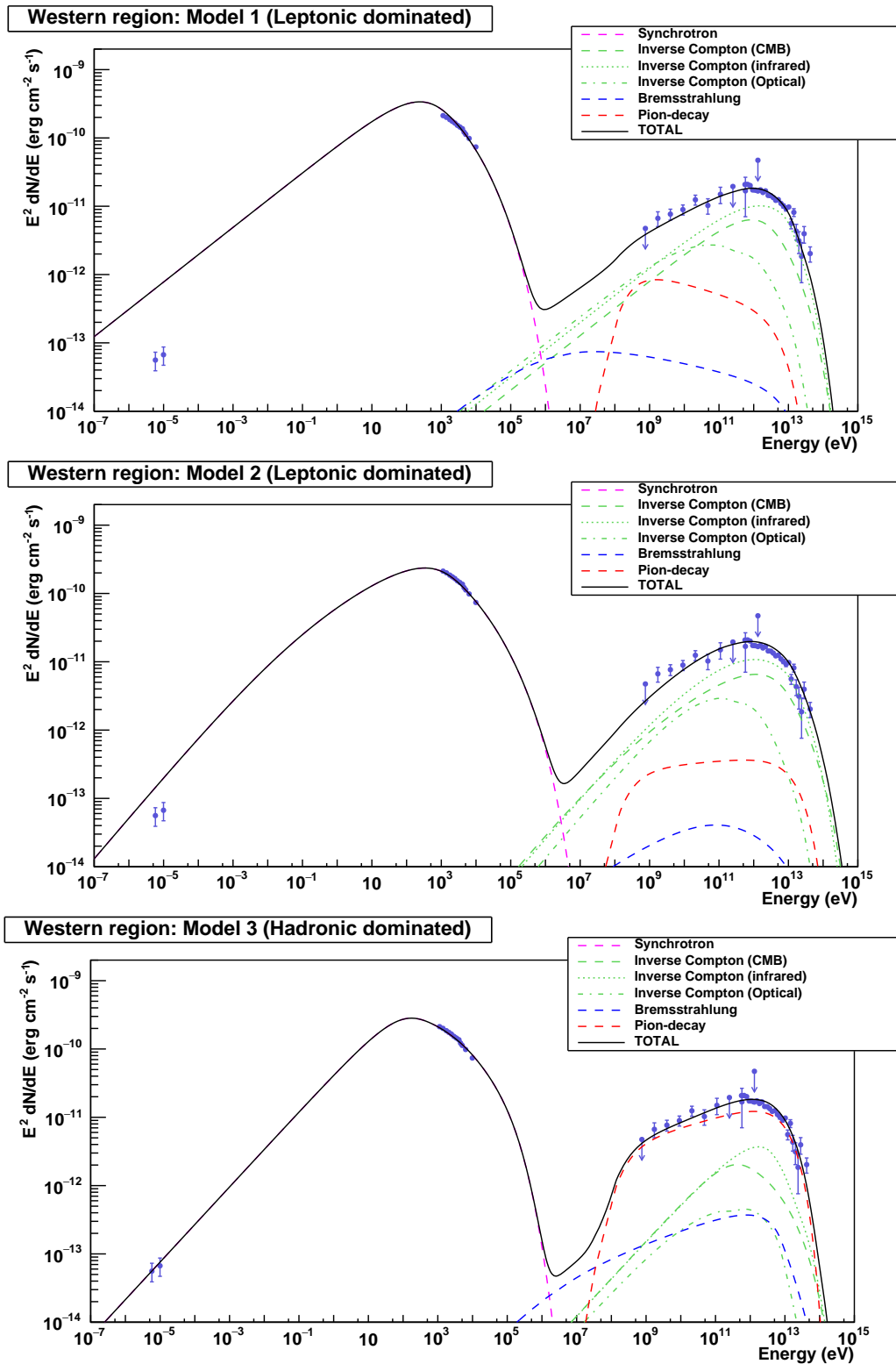


FIGURE 9.14 – Modélisation du rayonnement non-thermique émis par la région Ouest de RX J1713.7–3946. Les deux premiers modèles (haut et milieu) sont essentiellement leptoniques tandis que le troisième (en bas) est dominé par l'interaction proton-proton.

spectre global, ou une seconde population d'électrons, comme pour RCW 86 (voir Chapitre 6).

Le spectre de la région Ouest peut être assez bien reproduit à la fois par un modèle leptonique (Modèle 2) et par un modèle hadronique (Modèle 3). Ce dernier semble être le plus capable d'ajuster l'ensemble des données et ne nécessite en outre pas de formes complexes pour les distributions de particules qui sont simplement décrites par des lois de puissance. Bien que le modèle leptonique ne puisse pas être totalement rejeté, le modèle hadronique apparaît comme plus naturel et, dans ce contexte, la forme spectrale de la région Ouest pourrait constituer une preuve supplémentaire que l'émission γ provenant de cette région n'est probablement pas d'origine leptonique. Au minimum, elle résulte d'un mélange des contributions leptoniques et hadroniques et une large prédominance de la contribution hadronique n'est pas exclue.

Ces modélisations simples ne permettent évidemment pas d'apporter une réponse définitive à la question de l'origine du rayonnement γ de RX J1713.7–3946. Elles ne permettent pas non plus de conclure fermement sur ce qui cause la différence spectrale observée entre les régions Est et Ouest. Néanmoins, nous avons pu montrer que l'interprétation leptonique était favorisée pour la région de RX J1713.7–3946 qui est éloignée du plan Galactique (Est) tandis que l'interprétation hadronique était favorisée pour la région Ouest, où le choc évolue dans un milieu plus dense en matière et interagit avec des nuages moléculaires.

9.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les résultats de l'analyse spatiale et spectrale du vestige de supernova RX J1713.7–3946 qui a été réalisée avec huit ans de données *Fermi*-LAT.

Tout d'abord, nous avons vu que la morphologie de RX J1713.7–3946 était mieux modélisée par un modèle spatial dérivé des données H.E.S.S. que par un simple modèle géométrique tel qu'un disque ou un anneau. La grande qualité des données Pass 8 permet donc maintenant de discerner les structures fines du SNR. Ensuite, l'étude de son spectre sur une large bande en énergie, de 200 MeV à 2 TeV, nous a révélé qu'il ne suivait pas la forme simple d'une loi de puissance mais qu'il présentait au contraire une cassure aux alentours de 17 GeV, séparant un spectre très dur à basse énergie ($\Gamma_1 \sim 1.20$) d'un autre plus mou à haute énergie ($\Gamma_2 \sim 2.0$). Pour tenter d'expliquer l'origine de cette cassure, nous avons modélisé le rayonnement non-thermique émis par RX J1713.7–3946 en exploitant l'ensemble des données observationnelles disponibles. Dans le cadre d'un modèle leptonique, nous avons mis en évidence qu'une cassure dans la population même des électrons pouvait expliquer la forme spectrale observée et qu'un champ magnétique très intense par le passé pouvait être responsable de cette forme particulière de la population de particules.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié séparément les moitiés Est et Ouest de RX J1713.7–3946 au-dessus de 500 MeV en divisant le modèle spatial H.E.S.S. en deux parts égales. L'ajustement de leur spectre a montré qu'ils étaient sensiblement différents à basse énergie. À l'instar du spectre total, le spectre de la région Est est correctement décrit par une loi de puissance brisée caractérisée par un indice $\Gamma_1 \sim 0.32$ à basse énergie et un indice $\Gamma_1 \sim 1.80$ à haute énergie, avec une transition à ~ 10 GeV. En revanche, le spectre de la région Ouest ne présente pas de cassure et suit une loi de puissance d'indice $\Gamma \sim 1.82$. La modélisation du spectre en énergie des deux régions a montré que ceux-ci pouvaient aussi bien être ajustés par un modèle leptonique que par un modèle hadronique. Cependant, l'onde de choc se propage dans un milieu très ténu à l'Est et le scénario leptonique semble le plus à même d'expliquer le spectre γ observé. Au contraire, l'onde de choc évolue dans un milieu plus dense à l'Ouest. Les conditions physiques et la forme spectrale observée favorise l'interprétation hadronique.

Ainsi, de nombreuses questions subsistent à propos de RX J1713.7–3946, la plus fondamentale d'entre elle étant celle de la nature de son rayonnement γ . Ce que notre analyse révèle est qu'il est sans doute naïf de chercher une origine purement leptonique ou hadronique quand l'émission γ de RX J1713.7–3946 résulte très certainement d'un mélange de ces différents processus. Avec la prochaine génération d'instruments, de nouvelles informations seront apportées et, avec elle, une éventuelle réponse définitive. Une réponse pourrait être fournie par le réseau de télescope Cherenkov CTA ([Actis et al., 2011](#)) en sondant les très

hautes énergies au-delà de 50 TeV. À ces énergies-là, la production de rayonnement γ par diffusion Compton inverse est fortement réduite (régime de Klein-Nishina) et les seuls photons qui peuvent exister sont ceux produits par des processus hadroniques. L'observation de RX J1713.7–3946 à ces énergies constitue un test crucial pour déterminer la nature du rayonnement γ : si un signal est détecté, il sera nécessairement d'origine hadronique. D'après [Nakamori et al. \(2015\)](#), une cinquantaine d'heures d'observations pourrait suffire pour pouvoir différencier les scénarios leptonique et hadronique.

CONCLUSION

Les vestiges de supernovæ (SNRs) sont des puissantes ondes de choc produites par l'explosion d'étoiles en fin de vie. En se propageant à des vitesses pouvant atteindre plusieurs milliers de kilomètres par seconde, elles balayent la matière du milieu interstellaire et accélèrent des particules jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV en les confinant grâce à d'intenses champs magnétiques (mécanisme de *Diffusive Shock Acceleration*, DSA). L'accélération de ces particules s'accompagne d'émissions non-thermiques sur l'ensemble du spectre électromagnétique, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons γ de très haute énergie. Grâce au *Large Area Telescope* (LAT), à bord du satellite *Fermi*, nous pouvons détecter ce rayonnement γ et étudier les SNRs entre 100 MeV et plus de 300 GeV. Dans le cadre de cette thèse, nous avons mis à profit les performances accrues de la version Pass 8 des données du LAT pour mieux caractériser ces sources, en détecter de nouvelles et approfondir notre connaissance de l'interaction des ondes de choc avec le milieu interstellaire. Au total, quatre vestiges de supernovæ ont été étudiés en détail, tant du point de vue morphologique que spectral, et plusieurs résultats majeurs ont été obtenus :

- Le vestige de supernova HESS J1731–347 a été détecté pour la première fois dans la bande en énergie couverte par le LAT. Si la statistique limitée ne nous a pas permis de dévoiler une morphologie étendue, le spectre mesuré au GeV correspond aux prédictions et raccorde parfaitement avec les données TeV. L'étude de HESS J1729–345, une émission TeV proche de HESS J1731–347, n'a pas abouti à la détection d'un signal au GeV. Cependant, l'analyse de l'ensemble des observations H.E.S.S. a révélé une nouvelle morphologie pour cette source au TeV : au lieu d'une source quasiment ponctuelle, nous avons mis en évidence une forme plus complexe, elliptique, allongée en direction de HESS J1731–347. La présence de nuages moléculaires en coïncidence avec cette émission TeV suggère une association entre le gaz et l'émission TeV mais une étude plus approfondie est nécessaire pour pouvoir conclure.
- Nous avons également détecté pour la première fois à plus de 5σ le vestige de supernova SN 1006. La morphologie γ observée présente une asymétrie inattendue : le signal au GeV provient principalement de la région Nord-Est du vestige alors que la source apparaît sous la forme de deux bandes d'émission symétriques en radio, rayons X et au TeV. En ajustant séparément les deux moitiés du SNR, la vraisemblance est améliorée à plus de 3σ et suggère donc une différence spectrale entre les deux régions.
- Concernant RCW 86 qui était auparavant détecté comme une source ponctuelle, nous avons révélé une nette extension sous la forme d'une coquille, conformément à ce qui est observé aux autres longueurs d'onde. Cependant, comme pour SN 1006, l'émission détectée par le LAT présente une asymétrie qui n'est pas retrouvée au TeV et soulève de nouvelles questions. D'autre part, l'étude de la distribution de l'hydrogène neutre en direction de RCW 86 a permis d'estimer la distance du SNR à ~ 2.5 kpc, confirmant ainsi des précédentes estimations obtenues par d'autres méthodes.
- Quant à RX J1713.7–3946, nous avons mis en évidence une brisure significative dans le spectre global du vestige de supernova, une caractéristique qui semble être également présente dans le spectre de RCW 86 mais que nous n'avons pas pu identifier clairement par manque de statistique dans ce second cas. Par ailleurs, nous avons mesuré une différence spectrale entre les deux moitiés du SNR lorsque celui-ci est coupé en deux le long de l'axe Nord/Sud en coordonnées équatoriales. Le spectre relativement plat de la région Ouest ($\Gamma \sim 1.8$) est difficilement reproductible dans le cas d'une interprétation purement leptonique et pourrait signaler la présence de protons accélérés dans cette région où l'onde de choc est en interaction avec des nuages moléculaires.

Nous avons rassemblé dans un même graphique les points spectraux *Fermi* et H.E.S.S. pour les cinq vestiges de supernovæ ayant une morphologie en coquille au TeV (voir Figure 9.15). L'ensemble des données *Fermi* provient de cette thèse, à l'exception de celles de RX J0852.0–4622. La grande similarité qui est observée entre les différents spectres met en évidence les liens qui unissent ces cinq SNRs : âgés de quelques

milliers d'années, ils évoluent tous dans un milieu globalement ténu ($< 1 \text{ cm}^{-3}$), avec une vitesse de propagation élevée ($> 1000 \text{ km s}^{-1}$). Ils présentent tous un rayonnement X non-thermique intense ainsi qu'une émission γ en forme de coquille au-delà du TeV. La comparaison avec le spectre de W44 (en trait discontinu noir) qui est un vieux SNR en interaction avec un nuage moléculaire souligne la similarité des spectres des cinq SNRs en coquille. Si nous ne pouvons prouver ou réfuter la présence de protons accélérés dans ces objets, il est évident qu'ils constituent d'excellents accélérateurs d'électrons. Néanmoins, dans le cas de RX J1713.7–3946, notre analyse a fourni de nouveaux indices en faveur de l'accélération de protons dans la partie Ouest du vestige.

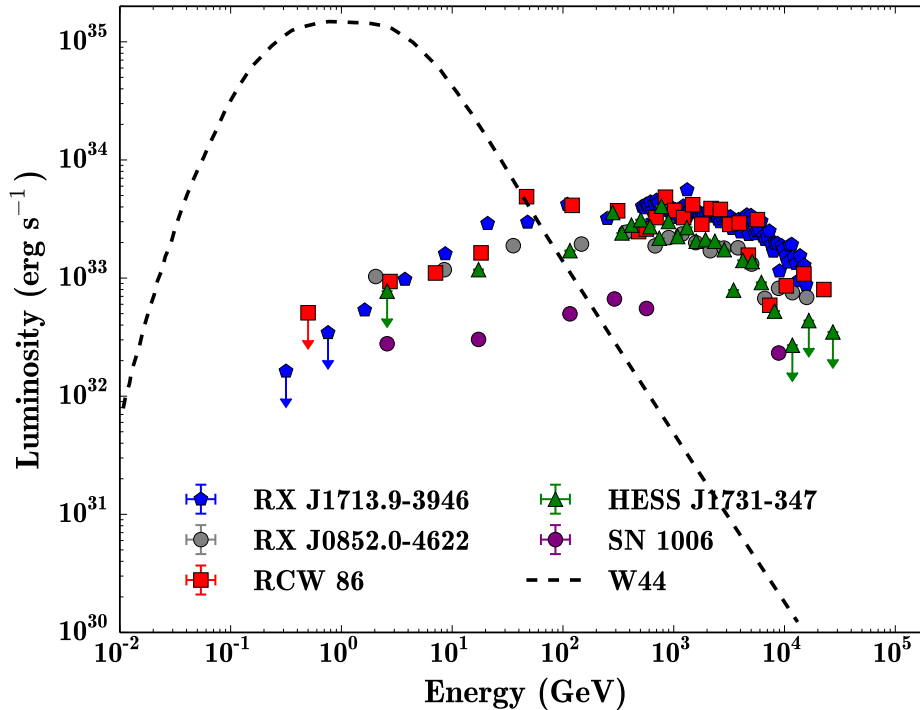


FIGURE 9.15 – Évolution de la luminosité en fonction de l'énergie pour les cinq vestiges de supernovae en coquille. À titre de comparaison, la forme spectrale de W44, un vieux SNR en interaction avec un nuage moléculaire, est également représentée (trait discontinu noir).

Afin d'enrichir la discussion sur l'origine du rayonnement γ provenant des jeunes vestiges de supernovae en coquille, nous avons modélisé l'émission non-thermique des sources étudiées en exploitant la totalité des données spectrales disponibles. De cette modélisation résulte une tendance générale confirmant que le rayonnement γ produit par les jeunes SNRs en coquille est principalement d'origine leptonique : l'émission provient de la diffusion des électrons accélérés sur les champs de photons de basse énergie ambiants, avec un indice d'injection des électrons de l'ordre de 2.0 – 2.2. Si l'énergie maximale est assez variable selon le SNR et le modèle considérés, cette valeur reste toujours inférieure à 100 TeV, loin des 10^{15} eV attendus dans l'hypothèse où les SNRs sont bien les principales sources de rayons cosmiques dans notre galaxie. La figure 9.15 montre bien que les flux mesurés par les télescopes Cherenkov chutent drastiquement à quelques dizaines de TeV. De même, dans les différents modèles que nous avons présentés, l'énergie injectée dans les particules est en deçà des 10^{50} erg escomptés, soit 10% de l'énergie totale typique libérée par une supernova (10^{51} erg). Enfin, le rapport de flux X/ γ impose un champ magnétique globalement faible, de l'ordre de 10 – 15 μG . Cette contrainte défavorise fortement une émission γ d'origine hadronique car celle-ci nécessite des champs magnétiques intenses pour confiner suffisamment longtemps les protons en

cours d'accélération. Si l'on considère maintenant des vestiges plus jeunes, comme Tycho (~ 400 ans) et Cassiopée A (~ 300 ans), nous observons des résultats quelque peu différents : dans le domaine du GeV, l'indice spectral est globalement plat (~ 2.0) et le champ magnétique est estimé à plus de $100 \mu\text{G}$. Ce dernier point confirme ce que nous avons vu lors de l'étude de RX J1713.7–3946, à savoir qu'un champ magnétique faible aujourd'hui n'exclut pas un champ magnétique plus intense par le passé. De plus, l'énergie maximale semble plus élevée pour Tycho ($> 100 \text{ TeV}$) (Archambault et al., 2017) et le spectre de Cassiopée A pourrait être bien modélisé en injectant jusqu'à 25% d'énergie dans les protons (Zirakashvili et al., 2014). La principale différence entre Tycho, Cassiopée A et les vestiges étudiés dans le cadre de cette thèse, outre leur âge, est que les deux premiers évoluent dans des environnements très denses qui offrent d'excellentes cibles pour la production de rayons γ par interactions hadroniques. Pour en revenir à nos jeunes SNRs en coquille, il est difficile de conclure avec certitude sur l'incapacité de ces SNRs à injecter les 10^{50} erg requis dans les protons. En effet, les modélisations que nous avons effectuées sont simplistes. Elles ne prennent notamment pas en compte une éventuelle courbure du spectre d'injection des particules comme cela est prédit par les effets non-linéaires du mécanisme DSA. Une légère variation de cet indice peut impliquer une modification de l'énergie injectée dans les particules suffisante pour remettre en question certaines de nos conclusions. Plus généralement, nos modélisations ne tiennent pas compte de l'évolution dynamique des SNRs. Des simulations hydrodynamiques seraient bien plus réalistes mais sortent du cadre de cette thèse.

Après presque 10 ans d'opération, le *Large Area Telescope* s'est révélé être un excellent instrument pour l'étude des vestiges de supernovæ. Grâce à l'amélioration constante des performances du LAT, nous avons atteint une résolution angulaire suffisamment bonne pour tracer l'accélération des particules au niveau de l'onde de choc des SNRs. Les limites de cet instrument commencent cependant à être atteintes et nous devons attendre la prochaine génération de télescopes pour pouvoir répondre aux questions restées en suspens ou qui ont été soulevées par ces nouveaux résultats. Par exemple, le satellite e-ASTROGAM (Tatischeff et al., 2016) ou le *Compton-Pair Production Space Telescope* (Moiseev et al., 2015) pourraient poursuivre la recherche d'accélérateurs de protons en sondant les énergies du MeV–GeV avec une plus grande sensibilité que le LAT. À plus haute énergie, le réseau de télescopes Cherenkov CTA (Actis et al., 2011) permettra de mieux caractériser les sources γ rayonnant à des énergies supérieures au TeV.

Bibliographie

- Abbasi, R. U., et al. 2008, *Physical Review Letters*, 100, 101101
- Abdo, A. A., et al. 2009a, *Physical Review D*, 80, 122004
- . 2009b, *The Astrophysical Journal Supplements*, 183, 46
- . 2010a, *The Astrophysical Journal*, 722, 1303
- . 2010b, *Science*, 329, 817
- . 2011a, *The Astrophysical Journal*, 734, 116
- . 2011b, *The Astrophysical Journal*, 734, 28
- . 2013, *The Astrophysical Journal Supplements*, 208, 17
- Abraham, J., et al. 2010, *Physics Letters B*, 685, 239
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 516, A62
- Acero, F., Ballet, J., & Decourchelle, A. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 475, 883
- Acero, F., Ballet, J., Decourchelle, A., Lemoine-Goumard, M., Ortega, M., Giacani, E., Dubner, G., & Cassam-Chenaï, G. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 505, 157
- Acero, F., Katsuda, S., Ballet, J., & Petre, R. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 597, A106
- Acero, F., Lemoine-Goumard, M., Renaud, M., Ballet, J., Hewitt, J. W., Rousseau, R., & Tanaka, T. 2015a, *Astronomy & Astrophysics*, 580, A74
- Acero, F., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 773, 77
- . 2015b, *The Astrophysical Journal Supplements*, 218, 23
- . 2016a, *The Astrophysical Journal Supplements*, 223, 26
- . 2016b, *The Astrophysical Journal Supplements*, 224, 8
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Ackermann, M., et al. 2012a, *The Astrophysical Journal*, 750, 3
- . 2012b, *The Astrophysical Journal Supplements*, 203, 4

- . 2014a, *Science*, 345, 554
- . 2014b, *The Astrophysical Journal*, 787, 15
- . 2015a, *The Astrophysical Journal*, 799, 86
- . 2015b, *The Astrophysical Journal*, 810, 14
- . 2016, *Physical Review D*, 93, 082001
- Actis, M., et al. 2011, *Experimental Astronomy*, 32, 193
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 437, 135
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhr, K., et al. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 449, 223
- . 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 464, 235
- Aharonian, F., et al. 2004a, *Astronomy & Astrophysics*, 425, L13
- . 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 477, 353
- . 2009, *The Astrophysical Journal*, 692, 1500
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., et al. 2004b, *Nature*, 432, 75
- Ajello, M., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 819, 98
- . 2017, *ArXiv e-prints* : 1702.00664
- Alfvén, H. 1949, *Physical Review*, 75, 1732
- . 1950, *Physical Review*, 77, 375
- Aloisio, R., et al. 2007, *Astroparticle Physics*, 27, 76
- Apel, W. D., Arteaga-Velázquez, J. C., Bekk, K., Bertaina, M., Blümer, J., Bozdog, H., Brancus, I. M., et al. 2011, *Physical Review Letters*, 107, 171104
- Araya, M., & Frutos, F. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425, 2810
- Archambault, S., Archer, A., Benbow, W., Bird, R., Bourbeau, E., Buchovecky, M., Buckley, J. H., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 836, 23
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
- Aschenbach, B. 1998, *Nature*, 396, 141
- Atwood, W., et al. 2013, *ArXiv e-prints* : 1303.3514
- Atwood, W. B., & GLAST Collaboration. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 342, 302

- Atwood, W. B., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 697, 1071
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1977, *International Cosmic Ray Conference*, 11, 132
- Baade, W., & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 259
- Bamba, A., et al. 2012, *ApJ*, 756, 149
- Barrau, A., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 278
- Becker, R. H., Szymkowiak, A. E., Boldt, E. A., Holt, S. S., & Serlemitsos, P. J. 1980, *NASA STI/Recon Technical Report N*, 80
- Bell, A. R. 1978a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182, 147
- . 1978b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182, 443
- Bell, A. R., & Lucek, S. G. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 321, 433
- Berndlöhr, K., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 111
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, *The Astrophysical Journal Letters*, 221, L29
- Bolton, J. G., Gardner, F. F., & Mackey, M. B. 1964, *Australian Journal of Physics*, 17, 340
- Brandt, T. J., & Fermi-LAT Collaboration. 2013, *Advances in Space Research*, 51, 247
- Broersen, S., Chiotellis, A., Vink, J., & Bamba, A. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441, 3040
- Bruel, P., & Fermi-LAT Collaboration. 2012, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 404, *Journal of Physics Conference Series*, 012033
- Brun, F. 2011, PhD thesis, Université Paris VI - Pierre et Marie Curie
- Casandjian, J.-M., Grenier, I., & for the Fermi Large Area Telescope Collaboration. 2009, *ArXiv e-prints* : 0912.3478
- Cash, W. 1979, *The Astrophysical Journal*, 228, 939
- Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., Sauvageot, J.-L., Dubner, G., & Giacani, E. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 427, 199
- Caswell, J. L., Clark, D. H., & Crawford, D. F. 1975, *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 37, 39
- Chevalier, R. A. 1977, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 15, 175
- Chevalier, R. A., Kirshner, R. P., & Raymond, J. C. 1980, *The Astrophysical Journal*, 235, 186
- Chudakov, A. E., Dadykin, V. L., Zatsepin, V. I., & Nesterova, N. M. 1964, *Proc. PN Lebedev Phys. Inst*, 26, 118
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, *The Astrophysical Journal*, 334, 252

- Clark, D. H., Caswell, J. L., & Green, A. J. 1975, Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 37, 1
- Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, The Astrophysical Journal, 153, L203
- Cocconi, G., & Morrison, P. 1959, Nature, 184, 844
- Condon, B., Lemoine-Goumard, M., Acero, F., & Katagiri, H. 2017, The Astrophysical Journal (*submitted*)
- Cornils, R., et al. 2003, Astroparticle Physics, 20, 129
- Cronin, J. W. 2011, European Physical Journal H, 36, 183
- Cui, Y., Pühlhofer, G., & Santangelo, A. 2016, Astronomy & Astrophysics, 591, A68
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, The Astrophysical Journal, 547, 792
- de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, Astroparticle Physics, 32, 231
- Deligny, O. 2016, ArXiv e-prints
- Dermer, C. D. 2007, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 921, The First GLAST Symposium, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 122–126
- Dermer, C. D., & Giebels, B. 2016, Comptes Rendus Physique, 17, 594
- Dickel, J. R., Strom, R. G., & Milne, D. K. 2001, The Astrophysical Journal, 546, 447
- Drury, L. O. 1983, Reports on Progress in Physics, 46, 973
- Dubner, G. M., Giacani, E. B., Goss, W. M., Green, A. J., & Nyman, L.-Å. 2002, Astronomy & Astrophysics, 387, 1047
- Duncan, A. R., Stewart, R. T., Haynes, R. F., & Jones, K. L. 1995, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 277, 36
- Dwarkadas, V. V., Telezhinsky, I., & Pohl, M. 2012, ArXiv e-prints : 1206.5018
- Elder, F. R., Gurewitsch, A. M., & Langmuir, R. V. 1947, Physical Review, 71, 829
- Ellison, D. C., Patnaude, D. J., Slane, P., & Raymond, J. 2010, The Astrophysical Journal, 712, 287
- Ellison, D. C., Slane, P., & Gaensler, B. M. 2001, The Astrophysical Journal, 563, 191
- Ellison, D. C., Slane, P., Patnaude, D. J., & Bykov, A. M. 2012, The Astrophysical Journal, 744, 39
- Enomoto, R., et al. 2002, Nature, 416, 823
- Esposito, J. A., et al. 1999, The Astrophysical Journal Supplements, 123, 203
- Federici, S., Pohl, M., Telezhinsky, I., Wilhelm, A., & Dwarkadas, V. V. 2015, Astronomy & Astrophysics, 577, A12
- Feenberg, E., & Primakoff, H. 1948, Physical Review, 73, 449
- Fermi, E. 1949, Physical Review, 75, 1169

- . 1954, *The Astrophysical Journal*, 119, 1
- Ferrand, G. 2007, PhD thesis, University Toulouse III - Paul Sabatier
- Fesen, R. A., Kremer, R., Patnaude, D., & Milisavljevic, D. 2012, *The Astronomical Journal*, 143, 27
- Fichtel, C. E., Simpson, G. A., & Thompson, D. J. 1978, *The Astrophysical Journal*, 222, 833
- Fukui, Y., et al. 2003, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 55, L61
- . 2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 82
- Gabici, S. 2011, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 82, 760
- Gabici, S., & Aharonian, F. 2016, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 121, *European Physical Journal Web of Conferences*, 04001
- Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, L70
- Gardner, F. F., & Milne, D. K. 1965, *The Astronomical Journal*, 70, 754
- Ghavamian, P., Winkler, P. F., Raymond, J. C., & Long, K. S. 2002, *The Astrophysical Journal*, 572, 888
- Ginzburg, V. L., & Syrovatskii, S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays*
- Giordano, F., et al. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 744, L2
- Goldstein, B. R. 1965, *The Astronomical Journal*, 70, 105
- Green, D. A. 1991, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 103, 209
- . 2017, *VizieR Online Data Catalog*, 7278
- Grefenstette, B. W., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 834, 19
- Greisen, K. 1966, *Physical Review Letters*, 16, 748
- Grenier, I. A., Casandjian, J.-M., & Terrier, R. 2005, *Science*, 307, 1292
- Guillemot, L. 2009, PhD thesis, Université Bordeaux 1
- Guo, X.-L., Xin, Y.-L., Liao, N.-H., Yuan, Q., Gao, W.-H., He, H.-N., Fan, Y.-Z., & Liu, S.-M. 2017, *The Astrophysical Journal*, 835, 42
- H. E. S. S. Collaboration, :, Abdalla, H., Abdalla, H., Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., et al. 2016a, *ArXiv e-prints* : 1609.08671
- H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E. O., et al. 2016b, *ArXiv e-prints* : 1601.04461
- Halpern, J. P., & Gotthelf, E. V. 2010, *The Astrophysical Journal*, 710, 941
- Hanlon, W. F. 2008, PhD thesis, The University of Utah
- Hara, T., et al. 1993, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 332, 300
- Harding, A. K. 2007, *ArXiv e-prints* : 0710.3517

- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., Chen, A. W., Deines-Jones, P., Esposito, J. A., et al. 1999, *The Astrophysical Journal Supplements*, 123, 79
- Hartman, R. C., et al. 1992, in *NASA Conference Publication*, Vol. 3137, NASA Conference Publication, ed. C. R. Shrader, N. Gehrels, & B. Dennis
- Hayakawa, S. 1952, *Progress of Theoretical Physics*, 8, 571
- Helder, E. A., Vink, J., Bamba, A., Bleeker, J. A. M., Burrows, D. N., Ghavamian, P., & Yamazaki, R. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 435, 910
- Helder, E. A., et al. 2009, *Science*, 325, 719
- Helene, O. 1983, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 212, 319
- Heng, K. 2010, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27, 23
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 531, A81
- Hill, E. R. 1967, *Australian Journal of Physics*, 20, 297
- Hillas, A. M. 1985, *International Cosmic Ray Conference*, 3
- Hiraga, J. S., Uchiyama, Y., Takahashi, T., & Aharonian, F. A. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 431, 953
- Höörandel, J. R. 2006, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 47, *Journal of Physics Conference Series*, 41–50
- Höörandel, J. R. 2004, *Astroparticle Physics*, 21, 241
- Hubble, E. P. 1928, *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 1, 55
- Hutchinson, G. W. 1952, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 43, 847
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2012, *The Astrophysical Journal*, 744, 71
- Jones, T. W., et al. 1998, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110, 125
- Katsuda, S., Petre, R., Long, K. S., Reynolds, S. P., Winkler, P. F., Mori, K., & Tsunemi, H. 2009, *The Astrophysical Journal Letters*, 692, L105
- Katsuda, S., et al. 2015a, *The Astrophysical Journal*, 814, 29
- . 2015b, *The Astrophysical Journal*, 808, 49
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *Physical Review D*, 74, 034018
- Kepler, S. O., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375, 1315
- Kerr, M. 2010, PhD thesis, University of Washington
- Kesteven, M. J., & Caswell, J. L. 1987, *Astronomy & Astrophysics*, 183, 118
- Kirshner, R., Winkler, P. F., & Chevalier, R. A. 1987, *The Astrophysical Journal Letters*, 315, L135

- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *The Astrophysical Journal*, 182
- Klochkov, D., Pühlhofer, G., Suleimanov, V., Simon, S., Werner, K., & Santangelo, A. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 556, A41
- Koyama, K., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., Nishiuchi, M., Sugizaki, M., Torii, K., Yamauchi, S., & Aschenbach, B. 1997, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 49, L7
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., Hwang, U., Matsuura, M., Ozaki, M., & Holt, S. S. 1995, *Nature*, 378, 255
- Kramer, M., et al. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 1299
- Kraushaar, W. L., & Clark, G. W. 1962, *Phys. Rev. Lett.*, 8, 106
- Krimskii, G. F. 1977, *Soviet Physics - Doklady*, 327-328
- Lagage, P. O., & Cesarsky, C. J. 1983, *Astronomy & Astrophysics*, 125, 249
- Lande, J., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 756, 5
- Lattimer, J. M., & Prakash, M. 2004, *Science*, 304, 536
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Gaensler, B. M., Plucinsky, P. P., Hughes, J. P., Galloway, D. K., & Crawford, F. 2003, *The Astrophysical Journal Letters*, 593, L27
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Gaensler, B. M., Reynolds, S. P., Plucinsky, P. P., & Hughes, J. P. 2004, *The Astrophysical Journal*, 602, 271
- Lemoine-Goumard, M. 2006, PhD thesis, *École Polytechnique*
- Lemoine-Goumard, M., Renaud, M., Vink, J., Allen, G. E., Bamba, A., Giordano, F., & Uchiyama, Y. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 545, A28
- Li, T.-P., & Ma, Y.-Q. 1983, *The Astrophysical Journal*, 272, 317
- Long, K. S., & Blair, W. P. 1990, *The Astrophysical Journal Letters*, 358, L13
- Lorimer, D. R., & Kramer, M. 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy*
- Malkov, M. A., & Drury, L. O. 2001, *Reports on Progress in Physics*, 64, 429
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, *The Astronomical Journal*, 129, 1993
- Marsden, B. C. 1965, *The Astronomical Journal*, 70, 126
- Mattox, J. R., et al. 1996, *The Astrophysical Journal*, 461, 396
- Maxted, N., et al. 2015, *ArXiv e-prints* : 1503.06717
- Maxted, N. I., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422, 2230
- Meegan, C., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 791
- Miceli, M., Acero, F., Dubner, G., Decourchelle, A., Orlando, S., & Bocchino, F. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 782, L33

- Miceli, M., Bocchino, F., Decourchelle, A., Maurin, G., Vink, J., Orlando, S., Reale, F., & Broersen, S. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 546, A66
- Miceli, M., Orlando, S., Pereira, V., Acero, F., Katsuda, S., Decourchelle, A., Winkler, F. P., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 593, A26
- Mills, B. Y., Slee, O. B., & Hill, E. R. 1960, *Australian Journal of Physics*, 13, 676
- . 1961, *Australian Journal of Physics*, 14, 497
- Milne, D. K. 1970, *Australian Journal of Physics*, 23, 425
- . 1987, *Australian Journal of Physics*, 40, 771
- Minkowski, R. 1941, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 53, 224
- Mirzoyan, R., Kankanian, R., Krennrich, F., Müller, N., Sander, H., Sawallisch, P., Aharonian, F., & Akhperjanian, A. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 351, 513
- Moiseev, A. A., Hartman, R. C., Ormes, J. F., Thompson, D. J., Amato, M. J., & Johnson, T. E. 2007, *Astroparticle Physics*, 27, 339
- Moiseev, A. A., et al. 2015, *ArXiv e-prints* : 1508.07349
- Moriguchi, Y., Tamura, K., Tawara, Y., Sasago, H., Yamaoka, K., Onishi, T., & Fukui, Y. 2005, *The Astrophysical Journal*, 631, 947
- Morlino, G. 2016, *ArXiv e-prints* : 1611.10054
- Morlino, G., Amato, E., & Blasi, P. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392, 240
- Muraishi, H., et al. 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 354, L57
- Murphy, T., Mauch, T., Green, A., Hunstead, R. W., Piestrzynska, B., Kels, A. P., & Sztajer, P. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 382, 382
- Nakamori, T., Katagiri, H., Sano, H., Yamazaki, R., Ohira, Y., Bamba, A., Fukui, Y., & Mori, K. 2015, *ArXiv e-prints* : 1508.06052
- Naranan, S., Shulman, S., Yentis, D., Fritz, G., & Friedman, H. 1977, *The Astrophysical Journal Letters*, 213, L53
- Nayana, A. J., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 155
- Ohira, Y., & Yamazaki, R. 2017, *Journal of High Energy Astrophysics*, 13, 17
- Pannuti, T. G., Allen, G. E., Houck, J. C., & Sturmer, S. J. 2003, *The Astrophysical Journal*, 593, 377
- Parizot, E. 2003, *Physique et astrophysique du rayonnement cosmique (Ecole CNRS de Goutelas XXVI)*
- Park, G., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 777, 14
- Patrignani, C., et al. 2016, *Chinese Physics C*, 40
- Pfeffermann, E., & Aschenbach, B. 1996, in *Roentgenstrahlung from the Universe*, ed. H. U. Zimmermann, J. Trümper, & H. Yorke, 267–268

- Piron, F. 2016, *Comptes Rendus Physique*, 17, 617
- Pisarski, R. L., Helfand, D. J., & Kahn, S. M. 1984, *The Astrophysical Journal*, 277, 710
- Plaga, R. 2008, *New Astronomy*, 13, 73
- Planck, M. 1901, *Annalen der Physik*, 309, 553
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., & Strong, A. W. 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 648, L29
- Porter, T. A., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 682, 400
- Reynolds, S. P., & Gilmore, D. M. 1993, *The Astronomical Journal*, 106, 272
- Reynoso, E. M., Hughes, J. P., & Moffett, D. A. 2013, *The Astronomical Journal*, 145, 104
- Richtmyer, R. D., & Teller, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1729
- Rodgers, A. W., Campbell, C. T., & Whiteoak, J. B. 1960, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 121, 103
- Rolke, W. A., López, A. M., & Conrad, J. 2005, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551, 493
- Rosado, M., Ambrocio-Cruz, P., Le Coarer, E., & Marcelin, M. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 315, 243
- Ruiz, M. T. 1981, *The Astrophysical Journal*, 243, 814
- Sano, H., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 778, 59
- Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*
- Shaver, P. A., & Goss, W. M. 1970, *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 14, 133
- Slane, P., Gaensler, B. M., Dame, T. M., Hughes, J. P., Plucinsky, P. P., & Green, A. 1999, *The Astrophysical Journal*, 525, 357
- Smith, R. C. 1997, *The Astronomical Journal*, 114, 2664
- Stephenson, F. R., Clark, D. H., & Crawford, D. F. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 180, 567
- Stephenson, F. R., & Green, D. A. 2002, *Historical supernovae and their remnants*, by F. Richard Stephenson and David A. Green. *International series in astronomy and astrophysics*, vol. 5. Oxford : Clarendon Press, 2002, ISBN 0198507666, 5
- Strong, A. W., & Moskalenko, I. V. 1998, *The Astrophysical Journal*, 509, 212
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 1044
- Sugizaki, M., Mitsuda, K., Kaneda, H., Matsuzaki, K., Yamauchi, S., & Koyama, K. 2001, *The Astrophysical Journal Supplements*, 134, 77
- Tanaka, T., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 685, 988
- . 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 740, L51

- Tanimori, T., & CANGAROO Collaboration. 2001, International Cosmic Ray Conference, 6, 2465
- Tanimori, T., et al. 1998, The Astrophysical Journal Letters, 497, L25
- Tatischeff, V., & Hernanz, M. 2007, The Astrophysical Journal Letters, 663, L101
- Tatischeff, V., Tavani, M., von Ballmoos, P., Hanlon, L., Oberlack, U., Aboudan, A., & Argan, A. 2016, in Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray, Vol. 9905, 99052N
- Taylor, G. 1950a, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 201, 159
- . 1950b, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 201, 175
- The Fermi LAT Collaboration et al. 2017, ArXiv e-prints : 1702.00476
- Tian, W. W., Leahy, D. A., Haverkorn, M., & Jiang, B. 2008, ApJL, 679, L85
- Tian, W. W., Li, Z., Leahy, D. A., Yang, J., Yang, X. J., Yamazaki, R., & Lu, D. 2010, The Astrophysical Journal, 712, 790
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, The Astrophysical Journal Supplements, 120, 299
- Tsuji, N., & Uchiyama, Y. 2016, Publications of the Astronomical Society of Japan, 68, 108
- Ueno, M., Sato, R., Kataoka, J., Bamba, A., Harrus, I., Hiraga, J., Hughes, J. P., & Kilbourne, C. A. 2007, Publications of the Astronomical Society of Japan, 59, 171
- Van Den Bergh, S. 1976, The Astrophysical Journal Letters, 208, L17
- Vink, J. 2006, in ESA Special Publication, Vol. 604, The X-ray Universe 2005, ed. A. Wilson, 319
- Vink, J. 2012, The Astronomy and Astrophysics Review, 20, 49
- Vink, J., Bleeker, J., van der Heyden, K., Bykov, A., Bamba, A., & Yamazaki, R. 2006, The Astrophysical Journal Letters, 648, L33
- Vink, J., Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 1997, Astronomy & Astrophysics, 328, 628
- Wakely, S. P., & Horan, D. 2008, International Cosmic Ray Conference, 3, 1341
- Wang, Z. R., Qu, Q.-Y., & Chen, Y. 1997, Astronomy & Astrophysics, 318, L59
- Weekes, T. C., et al. 1989, The Astrophysical Journal, 342, 379
- Westerlund, B. E. 1969, The Astronomical Journal, 74, 879
- Whiteoak, J. B. Z., & Green, A. J. 1996, Astronomy & Astrophysics Supplements, 118, 329
- Wilks, S. S. 1938, The Annals of Mathematical Statistics, 9, 60
- Williams, B. J., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 741, 96
- Willingale, R., West, R. G., Pye, J. P., & Stewart, G. C. 1996, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 278, 749
- Wilson, C. T. R. 1901, Proceedings of the Royal Society of London, 68, 151

- Wilson, J. G. 1976, *Cosmic Rays* (Wykeham Publications (London) Ltd.)
- Winkler, P. F., Gupta, G., & Long, K. S. 2003, *The Astrophysical Journal*, 585, 324
- Winkler, P. F., Williams, B. J., Reynolds, S. P., Petre, R., Long, K. S., Katsuda, S., & Hwang, U. 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 65
- Winkler, Jr., P. F. 1978, *The Astrophysical Journal*, 221, 220
- Woosley, S., & Janka, T. 2005, *Nature Physics*, 1, 147
- Woosley, S. E., & Hoffman, R. D. 1991, *The Astrophysical Journal Letters*, 368, L31
- Xin, Y.-L., Liang, Y.-F., Li, X., Yuan, Q., Liu, S.-M., & Wei, D.-M. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 64
- Xing, Y., Wang, Z., Zhang, X., & Chen, Y. 2016, *The Astrophysical Journal*, 823, 44
- Yamaguchi, H., Koyama, K., & Uchida, H. 2011, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 63, S837
- Yang, R.-z., Zhang, X., Yuan, Q., & Liu, S. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 567, A23
- Yuan, Q., Huang, X., Liu, S., & Zhang, B. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 785, L22
- Yuan, Y., Funk, S., Jóhannesson, G., Lande, J., Tibaldo, L., & Uchiyama, Y. 2013, *The Astrophysical Journal*, 779, 117
- Zatsepin, G. T., & Kuz'min, V. A. 1966, *J. Exp. Theor. Phys.*, 4, 114
- Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F. A. 2010, *The Astrophysical Journal*, 708, 965
- Zirakashvili, V. N., Aharonian, F. A., Yang, R., Oña-Wilhelmi, E., & Tuffs, R. J. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 130

Table des figures

1.1	Évolution de l'ionisation en fonction de l'altitude	6
1.2	Spectre du rayonnement cosmique	7
1.3	Schéma de la structure d'une onde de choc	11
2.1	Carte du ciel γ vu par <i>Fermi</i> -LAT	17
2.2	Schéma de l'interaction d'un γ dans l'atmosphère et vue des télescopes MAGIC	18
2.3	Carte du ciel montrant les sources du 3FGL	19
2.4	Émission de l'albédo terrestre et spectre du rayonnement γ solaire	20
2.5	Classification des supernovæ	21
2.6	Schéma de la magnétosphère d'un pulsar et exemple de courbes de lumière	23
2.7	Images de deux nébuleuses de pulsars.	24
2.8	Images des différentes formes de SNRs observables	25
3.1	Schéma de la structure d'un vestige de supernova durant la phase de Sedov-Taylor	31
3.2	Carte de RCW 86 en $H\alpha$ et spectre d'émission $H\alpha$ mesuré dans la région Nord-Est	33
3.3	Carte de Cassiopée A et spectres de trois jeunes SNRs dans le domaine des rayons X	34
3.4	Simulation de l'émission produite par l'interaction des rayons cosmiques avec le MIS	35
3.5	Spectre γ des SNRs W44 et IC 443	39
4.1	Images du satellite <i>Fermi</i> avant son lancement	44
4.2	Représentation schématique du LAT	45
4.3	Photo et schéma du trajectographe	46
4.4	Vue éclatée d'un module du calorimètre	47
4.5	Schéma du détecteur anti-coïncidence	48
4.6	Performances du LAT	51
4.7	Comparaison des performances de Pass 7 et Pass 8	53
5.1	Exemple d'une distribution spectrale en énergie	63
5.2	Exemple de carte en coups et de carte en TS	65
5.3	Évolution de l'incertitude sur la surface efficace en fonction de l'énergie	68
6.1	Morphologie de RCW 86 à différentes longueurs d'onde	72
6.2	Distribution et profil radial de l'hydrogène atomique aux alentours de RCW 86	74
6.3	Cartes en TS centrées sur la position de RCW 86	76
6.4	Contours des modèles spatiaux issus d'observations à d'autres longueurs d'onde sur la carte en TS de RCW 86	78
6.5	Distribution spectrale en énergie de RCW 86	80
6.6	Modélisation du rayonnement non-thermique de RCW 86	83
6.7	Contours des sous-régions de RCW 86 étudiées	85
6.8	Spectres des quadrants NE et SW dans le domaine des rayons X	86

6.9	Modélisation du rayonnement non-thermique des régions Nord-Est et Sud-Ouest de RCW 86	87
7.1	Cartes d'excès H.E.S.S. de la région de HESS J1731–347	90
7.2	Cartes en TS de la région de HESS J1731–347 pour $E > 1$ GeV.	93
7.3	Distribution spectrale en énergie de HESS J1731–347.	95
7.4	Distribution du gaz tracé par le CO et le CS autour de HESS J1731–347 et HESS J1729–345	96
7.5	Distribution spectrale en énergie de HESS J1729–345 et S0	97
7.6	Modélisation de la luminosité des cinq SNRs en coquille en fonction de l'énergie	99
7.7	Photo des télescopes de l'expérience H.E.S.S.	100
7.8	Schéma représentant deux façons de définir la région OFF	101
7.9	Carte en σ centrée sur HESS J1731–347 et distribution de la significativité dans les régions OFF	102
7.10	Spectres différentiels de HESS J1731–347 et HESS J1729–345	103
7.11	Résultats de l'analyse Sherpa	105
8.1	Images de SN 1006 à différentes longueurs d'onde	108
8.2	Carte en TS de la région de SN 1006 pour $E > 1$ GeV.	110
8.3	Distribution spectrale en énergie de SN 1006.	112
8.4	Axe de division du modèle H.E.S.S. superposé à une carte <i>Fermi</i> , H.E.S.S. et <i>XMM-Newton</i>	113
8.5	Modélisation de la luminosité des cinq SNRs en coquille en fonction de l'énergie	114
8.6	Modélisation de l'émission γ provenant de la région Sud-Ouest de SN 1006	115
9.1	Images de RX J1713.7–3946 en radio, rayons X et au TeV	119
9.2	Cartes en Test Statistique (TS) de la région de RX J1713.7–3946	121
9.3	Carte en Test Statistique centrée sur la position de RX J1713.7–3946 et de S4	122
9.4	Carte en coups lissée de la région de RX J1713.7–3946	123
9.5	Distribution spectrale en énergie de RX J1713.7–3946 pour une loi de puissance et une parabole logarithmique	125
9.6	Distribution spectrale en énergie de RX J1713.7–3946	125
9.7	Représentation des formes spectrales attendues	126
9.8	Modélisation du rayonnement non-thermique de RX J1713.7–3946 pour l'ensemble du vestige	128
9.9	Distribution du gaz dans la région de RX J1713.7–3946	131
9.10	Définitions des sous-régions H.E.S.S. et profil radial de la région 3	132
9.11	Définition des sous-régions de RX J1713.7–3946	132
9.12	Distribution spectrale en énergie des sous-régions de RX J1713.7–3946	134
9.13	Modélisation de l'émission non-thermique émise par la région Est de RX J1713.7–3946	136
9.14	Modélisation du rayonnement non-thermique émis par la région Ouest de RX J1713.7–3946	137
9.15	Évolution de la luminosité en fonction de l'énergie pour les cinq vestiges de supernovæ en coquille	144

Liste des tableaux

5.1	Listes des différents modèles spatiaux	61
6.1	Réduction des données et détails de l'analyse de RCW 86	75
6.2	Paramètres des nouvelles sources détectées dans les environs de RCW 86.	77
6.3	Comparaison des différents modèles spatiaux pour $E > 1$ GeV	77
6.4	Valeurs des paramètres des deux modèles reproduisant l'émission non-thermique de RCW 86	82
6.5	Valeurs des paramètres des modélisations du spectre des régions NE et SO de RCW 86 . .	86
7.1	Réduction des données et détails de l'analyse (HESS J1731–347)	91
7.2	Paramètres des sources détectées dans les environs de HESS J1731–347.	94
7.3	Résultats de l'analyse spatiale (HESS J1731–347)	94
7.4	Résultats de l'analyse spectrale (HESS J1731–347)	95
7.5	Valeurs des points de la SED de HESS J1731–347	95
7.6	Résultats de l'ajustement de HESS J1729–345 avec différents modèles	104
8.1	Réduction des données et détails de l'analyse (SN 1006)	109
8.2	Paramètres des sources détectées dans les environs de SN 1006.	110
8.3	Résultats de l'analyse spatiale et spectrale de SN 1006	111
8.4	Valeurs des points de la SED de SN 1006	112
9.1	Réduction des données et détails de l'analyse de RX J1713.7–3946	120
9.2	Caractéristiques des sources γ de fond additionnelles	122
9.3	Résultats de l'analyse spatiale (RX J1713.7–3946)	123
9.4	Résultats de l'analyse spectrale (RX J1713.7–3946)	124
9.5	Valeurs des paramètres des trois modélisations réalisées pour le spectre de RX J1713.7–3946	127
9.6	Résultats de l'analyse spectrale pour les régions Est et Ouest de RX J1713.7–3946	133
9.7	Comparaison des ajustements des régions Est et Ouest en liant ou libérant les indices de basse énergie.	134
9.8	Valeurs des paramètres des différents modèles obtenues pour les deux sous-régions du SNR	135

RÉSUMÉ

Après plus d'un siècle d'étude des rayons cosmiques, des questions persistent à propos de leur origine. À l'échelle de notre galaxie, les vestiges de supernovæ sont d'excellents candidats en tant que sources de rayons cosmiques et il est aujourd'hui avéré que ces ondes de choc générées par l'explosion d'étoiles en fin de vie accélèrent des électrons jusqu'au TeV. Cependant, des preuves tangibles manquent toujours pour confirmer que les protons, qui représentent $\sim 90\%$ du rayonnement cosmique, y sont également accélérés. Ces preuves sont à chercher entre 100 MeV et 10 GeV où la forme spectrale de l'émission gamma nous renseigne sur la nature des particules accélérées.

Ce domaine en énergie est observé par le satellite *Fermi* qui scrute le ciel à haute énergie grâce au Large Area Telescope (LAT), un instrument capable de détecter les rayons gamma d'énergies comprises entre 20 MeV et plus de 300 GeV. Avec la dernière version des données en date (Pass 8) rendue publique en 2015, la surface efficace a été sensiblement accrue, notamment à haute énergie. L'objet de cette thèse a été de mettre à profit les nouvelles performances du LAT pour étudier le rayonnement provenant de jeunes vestiges de supernovæ en coquille afin d'évaluer leur capacité à accélérer des particules à haute énergie. Au total, quatre vestiges de ce type ont été étudiés en détail : RCW 86, HESS J1731-347, SN 1006 et RX J1713.7-3946.

L'analyse morphologique et spatiale de ces sources nous a menés à d'importants résultats : HESS J1731-347 et SN 1006 ont été détectés pour la première fois au GeV, nous avons mis en évidence une morphologie en coquille pour RCW 86 qui était précédemment détectée comme une source ponctuelle et RX J1713.7-3946 a révélé une forme spectrale plus complexe que ce qui était alors connu. Grâce à la modélisation de l'émission non-thermique de ces sources, en s'aidant des données au TeV obtenues par H.E.S.S., nous avons montré que leur émission gamma est très largement dominée par le rayonnement Compton inverse des électrons de haute énergie diffusant sur les champs de photons ambiants. Cependant, des modifications spectrales ont également été trouvées dans certaines parties de SN 1006 et RX J1713.7-3946 où l'onde de choc est en interaction avec des régions denses en matière, traçant la possible accélération de protons en leur sein.

Mots-clés : vestiges de supernovæ, astronomie gamma, accélération de particules, rayons cosmiques, Fermi, Large Area Telescope (LAT), H.E.S.S.

ABSTRACT

After more than a century of cosmic-ray studies, questions about their origin remain unanswered. In our Galaxy, supernova remnants are excellent candidates to be the sources of cosmic rays and it is now certain that these shock waves created by the explosion of dying stars accelerate electrons up to TeV energies. However, undeniable proof is still missing to confirm that protons, which represent $\sim 90\%$ of the cosmic radiation, are also accelerated. Such proof can be searched for between 100 MeV and 10 GeV, where the spectral shape of the gamma-ray emission changes according to the nature of the particles that are accelerated.

This energy range is covered by the *Fermi* spacecraft which observes the high energy sky with the Large Area telescope (LAT), an instrument detecting gamma-rays from 20 MeV to more than 300 GeV. With the latest version of the data, released in 2015 (Pass 8), the effective area has been greatly improved, especially at high energy. The goal of this thesis was to take advantage of the improved performance of the LAT to study the radiation coming from young shell-type supernova remnants and to evaluate their ability to accelerate particles to high energy. Four such remnants were studied in detail : RCW 86, HESS J1731–347, SN 1006, and RX J1713.7–3946.

Spatial and spectral analyses of these sources yielded important results : HESS J1731–347 and SN 1006 were identified for the first time in the GeV range, we detected a shell-like morphology for RCW 86 which was previously seen as a point source, and RX J1713.7–3946 revealed an unexpected spectral shape. Broadband modeling of the non-thermal emission of these remnants, using in particular TeV data obtained with H.E.S.S., showed that their gamma-ray emission is dominated by the inverse Compton scattering of electrons on ambient photon fields. However, we also found spectral modifications in some parts of SN 1006 and RX J1713.7–3946 where the shock is interacting with dense regions that could trace the acceleration of protons.

Keywords : supernova remnants, gamma-ray astronomy, particle acceleration, cosmic-rays, Fermi, Large Area Telescope (LAT), H.E.S.S.