



HAL
open science

Identification des accélérateurs cosmiques : recherche de nébuleuses de pulsars au GeV avec le Fermi Large Area Telescope

Romain Rousseau

► **To cite this version:**

Romain Rousseau. Identification des accélérateurs cosmiques : recherche de nébuleuses de pulsars au GeV avec le Fermi Large Area Telescope. Autre. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2013. Français. NNT : 2013BOR14846 . tel-00879994

HAL Id: tel-00879994

<https://theses.hal.science/tel-00879994>

Submitted on 6 Nov 2013

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 BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Romain Rousseau

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE, PLASMAS ET CORPUSCULES

Identification des accélérateurs cosmiques : Recherche de nébuleuses de pulsars au GeV avec le *Fermi* Large Area Telescope

Soutenue le 26 Septembre 2013

Après avis de :

M. P. Jean
M. E. Nuss

Professeur
Maître de conférences

IRAP, Université Toulouse III
LUPM, Université Montpellier II

Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de :

M. S. Chaty
M. D. A. Smith
Mme. M. Lemoine-Goumard
M. P. Jean
M. E. Nuss
M. J. Braine

Professeur
Directeur de recherche
Chargée de Recherche
Professeur
Maître de conférences
Astronome

AIM, Université Paris VII
CENBG, Université Bordeaux I
CENBG, Université Bordeaux I
IRAP, Université Toulouse III
LUPM, Université Montpellier II
LAB, Université Bordeaux I

Président
Directeur de thèse
Co-directrice de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur

À tous ceux qui ouvriront ces pages,

Tout prodige cache un fait scientifique dont le sens nous échappe.

J'ai étudié de près les chimères, soupesé, computé, spéculé...

J'en ai tiré de satisfaisants théorèmes et de savantes conclusions.

*Mais je me heurte toutefois à une irréductible inconnue :
De quels atomes nos rêves sont ils faits ?*

AYROLES ET MASBOU,
De capes et de Crocs, Acte 8

Remerciements

Trois années sont passées déjà, depuis le moment où je suis entré pour la première fois dans ce bureau en disant "Bonjour !" comme le dirait Thierry, mais je ne portais, pour ma part, pas de socquettes blanches. De ces quelques moments je retiens un très grand nombre d'images qui mises bout à bout dans mes souvenirs forment un film que je ne me lasserai pas de re-visionner. Voici donc venu le moment d'en remercier les différents acteurs, car si cette thèse est une réussite, c'est bien parce que j'étais dans un environnement plus que propice. Merci donc à tous.

Pour commencer, dans le rôle de la directrice de thèse toujours disponible et avec le sourire, qui a résolu les problèmes que j'ai rencontrés plus vite que son ombre, qui s'est investie plus que de raison pour me mettre en avant malgré son emploi du temps plus que chargé, qui m'a permis de faire de nombreuses sorties lors de nos missions, qui m'a accueilli dans son bureau pendant trois ans malgré mon manque d'élocution et le café en poudre qui ne sent pas très bon : Marianne. Merci pour tout, je n'aurai pu souhaiter meilleure directrice de thèse.

Dans la catégorie du directeur de thèse également toujours disponible avec le sourire, qui m'a permis de relativiser de nombreuses fois et d'obtenir un certain nombre de réponses, d'entrevoir un horizon derrière les pulsars et un certain nombre d'autres sujets ainsi que pour un bon nombre de discussions intéressantes au niveau physique et philosophique : David. Merci pour tout, comme pour Marianne : je n'aurais pu souhaiter meilleur directeur de thèse.

Passons aux rôles des membres du groupe qui ont su toujours m'aider avec la gentillesse qui leur est propre. Pour avoir partagé son savoir capteurs, informatique et de nombreux M&Ms ainsi que de nombreuses blagues : merci Thierry. Dans le rôle du maître de conférences qui m'a permis de pouvoir enseigner pendant ma thèse ainsi que de nombreux débuggages informatiques : merci Denis. Pour m'avoir permis de remettre les choses en contexte dans la collaboration, accompagné voir des dauphins en Californie ainsi que les discussions que nous avons eues en de multiples occasions : merci Benoît. Dans le rôle de celle qui vient de revenir en poste à Bordeaux, toujours souriante : merci Marie-Hélène pour ta gentillesse, ta bonne humeur et tes commentaires sur différentes présentations.

Merci également à Ms. Hass et Moretto, dans le rôle de directeur du CENBG au début et à la fin de ma thèse pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Je remercie également M. Moretto pour avoir trouvé le temps de venir assister à ma soutenance malgré son emploi du temps chargé. Dans le rôle des personnes qui m'ont aidé à ne pas me perdre dans tous les rouages nécessaires à la bonne marche administrative et technique de ma thèse, merci pour votre accueil et votre sympathie : Nathalie, Nadine, Sylvie, Nathalie, Aziz et bien d'autres. Dans le rôle du tuteur pour le module d'enseignement et pour son accueil : merci Mathias.

Dans le rôle de ceux qui m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de ma thèse et se sont investis dans la lecture de mon manuscrit et la rédaction de commentaires qui en ont grandement amélioré le contenu : merci Eric et Pierre. Merci également à Pierre pour m'avoir suivi de près ou de loin depuis

le Master 1 que j'ai fait à Toulouse. Dans le rôle du président du jury lors de ma soutenance, celui qui a prononcé la phrase fatidique qui restera gravée longtemps dans ma mémoire : merci Sylvain. Dans le rôle de l'examineur dont les questions plus générales m'ont permis de remettre mes travaux en contexte : merci Jonathan.

Dans le rôle du rapporteur interne à la collaboration qui a permis au "*TeV search*" de devenir le joli papier qu'il est devenu, pour tes précieux retours sur tous mes travaux : merci Jean. Pour m'avoir aidé à comprendre la région sur laquelle j'ai le plus peiné et tes retours pour m'expliquer comment fonctionnent les modèles de diffus : merci Jean-Marc. Dans le rôle des collaborateurs qui m'ont posé le plus de questions lors des différentes conférences et qui m'ont permis de mettre en contexte mon travail : merci Matthieu, Arache, ...

At that point I will switch to english for some acknowledgement. As the nice guy who helped me many times to understand the likelihood methods pointlike and gtlike, who welcomed me at his place when I came to Stanford : thanks a lot for all you help Josh. As the professor who welcomed me in Abu Dhabi and worked in collaboration with Marianne, Marie-Hélène and me to improve Marianne's model, with whom I had some nice discussions about pulsars and pulsar wind nebulae, for your kindness and your patience : thank you very much Yosi. As the people who gave me the opportunity to work in an efficient collaboration where everybody helped me, thank you LAT collaboration members staring : Liz, Tyrel, Francesco, Adam, Terri, Jack, Eric, Rolf and so many others.

Retour dans la catégorie française avec quelques remerciements pour ceux qui jouaient un rôle proche du mien dans leur propre film. Pour de nombreuses escapades poétiques (dit comme ça, rien à voir avec ce que c'était réellement) et pour m'avoir appris l'humilité avec tes revers de Badminton (sans g) : Babeth euh je veux dire Lise. Dans leurs propres rôles dans des films différents, pour avoir supporté mes nombreux mails tout verbeux, mes multiples questions, m'avoir envoyé des mails de soutien en me montrant que mes interrogations ne m'étaient pas propres : merci Lola et Tristan. Dans le rôle de la doctorante plus proche qui me posait le plus souvent des questions, qui m'a permis de comprendre que certains points que je pensais avoir intégrés n'étaient pas aussi limpides et qui a utilisé tous mes scripts : merci Xian. Dans le rôle des deux post-docs qui m'ont maintenu qu'on ne me poserait pas une certaine question que l'on m'a posée le jour de la soutenance, merci quand même pour votre sympathie votre aide et tous les bons moments : Hélène et Jérémie.

Pour conclure, je terminerai par l'équipe technique qui m'a offert le soutien et le confort nécessaires pour me permettre d'avancer sereinement jour après jour pendant ces trois années : Merci à tous. Directrice technique logistique et des escapades parisiennes : Gwladys, qui partage ma vie à chaque instant et a donc autant vécu ma thèse que moi. Merci pour ton soutien de chaque instant et dans ceux qui viendront. Responsables de l'environnement intellectuel et sonore : Maman et Papa. Dans le rôle de l'adorable hamster facétieux qui mettait un peu de vie dans l'appartement jusqu'à sa disparition prématurée : Spoutnik. Doublure du héros en cas de défaillance : Benoît. Technicienne des moments délirants : Belette (Kristel). Réalisateur des phrases sans aucun sens : David. Doublure de la fée clochette dans la scène 24 : Marjolaine. Fournisseur des petits moments d'ironie : Fanny. Responsable des effets pyrotechniques : JD. Fournisseur officiel de blagues : Edwin. Directrices des messages d'encouragement par mail et téléphone : Mamies Yvette et Nanou. Manipulation du générateur d'improbabilité : Mathieu, Fabien et Quentin. Doublure de Babeth dans la scène du Badminton et fournisseuse de jeux de mots Blayais : Sabine. Fournisseur de prénom : Romain (homonyme). Fournisseuse officielle de sopalin éléphant : Ségo. Fournisseur d'accent Canadien : Alban.

Enfin dans le rôle des deux chèvres qui continueront à faire rire Marianne et Thierry bien après

mon départ : merci à Babi et Baba.
Merci à tous.

Table des matières

Couverture	1
Remerciements	7
Table des matières	11
Introduction	15
De la détection des rayons cosmiques à la recherche de nébuleuses de pulsars	19
I Les rayons cosmiques et leur accélération	21
I.1 Les rayons cosmiques	21
I.2 Mécanismes d'accélération	22
I.2.1 Processus de Fermi du second ordre	23
I.2.2 Processus de Fermi du premier ordre	25
I.3 Rayonnement	26
I.3.1 Domaines du rayonnement électromagnétique	26
I.3.2 Processus leptoniques	27
I.3.3 Processus hadronique : décroissance de pion neutre	29
I.4 Conclusion	30
II Sources de rayons γ et accélérateurs de rayons cosmiques Galactiques	33
II.1 Introduction	33
II.2 Le système solaire	34
II.2.1 L'Albedo terrestre	34
II.2.2 Le soleil	34
II.3 Fonds diffus	35
II.3.1 Diffus Galactique	35
II.3.2 Diffus Extra-Galactique	37
II.4 Poussières d'étoiles	39

TABLE DES MATIÈRES

II.4.1	Vestiges de Supernovae	39
II.4.2	Pulsars	43
II.5	Sources non-identifiées	47
III	Introduction aux nébuleuses de pulsars	49
III.1	Introduction	49
III.1.1	Évolution	50
III.1.2	Observations	51
III.2	Présentation du modèle	53
III.2.1	Concept	53
III.2.2	Injection	54
III.2.3	Dynamique	55
III.2.4	Spectre	59
III.2.5	Bilan des paramètres	60
III.3	Questions ouvertes	62
Instrumentation en rayons γ		63
IV	Des instruments d'observation en rayons γ de haute énergie	65
IV.1	Historique	65
IV.2	<i>Fermi</i> Gamma-ray Space Telescope	66
IV.3	Large Area Telescope	68
IV.3.1	Composition	68
IV.3.2	Traitement des évènements	72
IV.3.3	Performances	73
IV.4	Conclusion	77
V	Analyse des données du LAT	79
V.1	Introduction	79
V.2	Construction d'une carte de photons	79
V.3	Mise en place d'un modèle	81
V.3.1	Morphologie	81
V.3.2	Spectre	82
V.3.3	Fond diffus	83
V.3.4	Du modèle créé à une carte de photons	83
V.4	Comparaison par maximum de vraisemblance	83
V.4.1	Définition	83
V.4.2	Comparaison des modèles	84
V.5	Analyse des données	85
V.6	Analyse spatiale grâce à l'outil pointlike	85
V.6.1	Méthode	85

V.6.2	Incertitudes	86
V.7	Analyse spectrale grâce à l’outil <code>gtlike</code>	87
V.7.1	Méthode	87
V.7.2	Incertitudes systématiques	88
Étude de sources individuelles		91
VI	Étude de MSH 11–62	93
VI.1	Introduction	93
VI.2	Observations radio et X	93
VI.2.1	Observations radio	93
VI.2.2	Observations en rayons X	94
VI.3	Observations par le LAT	96
VI.3.1	Préparation des données	96
VI.3.2	Analyse spatiale	97
VI.3.3	Analyse spectrale	98
VI.4	Modélisation	99
VI.4.1	Hypothèse 1 : l’émission γ provient du SNR	99
VI.4.2	Hypothèse 2 : l’émission γ provient de la PWN	101
VI.4.3	Hypothèse 3 : l’émission γ provient du pulsar	102
VI.5	Conclusions	103
VII	Observations de HESS J1857+026	107
VII.1	Introduction	107
VII.2	Étude en rayons X	107
VII.3	Observations par le LAT	109
VII.3.1	Préparation des données	109
VII.3.2	Analyse temporelle du pulsar	109
VII.3.3	Analyse spatiale	110
VII.3.4	Analyse spectrale	111
VII.4	Modélisation	112
VII.4.1	Bilan des paramètres	112
VII.4.2	Spectre d’injection suivant une loi de puissance.	113
VII.4.3	Spectre d’injection suivant une loi de puissance brisée.	114
VII.4.4	Spectre d’injection suivant une Maxwellienne associée à une loi de puissance.	114
VII.5	Conclusions	115
Recherche de nébuleuses à grande échelle, étude de population		119
VIII	Recherche des nébuleuses observées au TeV	121

BIBLIOGRAPHIE

VIII.1 Motivations	121
VIII.2 Méthode	122
VIII.2.1 Sélection des sources	122
VIII.2.2 Objectifs et particularités de l'analyse des données	122
VIII.2.3 Contamination par les pulsars et systématiques	125
VIII.3 Résultats	126
VIII.3.1 Morphologie	126
VIII.3.2 Classification des sources	127
VIII.4 Détails des nébuleuses de pulsars et des candidats	129
VIII.4.1 Comparaison aux publications précédentes	129
VIII.4.2 Comparaison aux modèles pour les nouvelles détections	132
VIII.4.3 Absence de détections	136
VIII.5 Conclusions	137
IX Etude de population	153
IX.1 Motivations	153
IX.2 Position du pic Compton inverse en fonction de l'âge	154
IX.3 Corrélations entre la luminosité γ et les caractéristiques du pulsar	158
IX.4 Discussion	160
IX.5 Conclusions	162
Conclusion	171
Références	175
Bibliographie	177
Liste des figures	191
Liste des tableaux	193
Acronymes et abréviations	195
Résumé - Abstract	196

INTRODUCTION

Introduction

Notre histoire commence il y a un peu plus d'un siècle avec la détection des rayons cosmiques. Il s'agit de particules chargées, majoritairement des protons, accélérées à des énergies extrêmes. S'il existe aujourd'hui une grande liste d'accélérateurs identifiés, tels que les noyaux actifs de galaxies, les pulsars, les vestiges de supernovae et les nébuleuses de pulsars, la part qu'ils jouent dans le spectre et la composition des particules arrivant sur Terre n'est pas claire, pas plus que les mécanismes d'accélération mis en jeu. C'est pourquoi, il est essentiel d'apporter des contraintes observationnelles sur ces sources.

Bien qu'aucune longueur d'onde ne doive être négligée, l'astronomie des rayons γ est particulièrement indiquée puisqu'elle permet de sonder les modes d'accélération de ces particules, le milieu dans lequel elles se trouvent et la nature des particules accélérées (électrons ou protons). En effet, les protons et les électrons vont interagir avec leur environnement, par exemple avec les noyaux pour les premiers ou les photons pour les seconds, pour rayonner dans la gamme d'énergie du GeV et du TeV. Le spectre résultant dans la gamme d'énergie couverte par le *Large Area Telescope* (LAT) différant suivant le type de particule produisant le rayonnement.

En un peu plus qu'une cinquantaine d'années d'existence, l'astronomie des rayons γ a marqué l'histoire de par la richesse de ses résultats. Les détecteurs actuels repoussent sans cesse les limites en augmentant la population de sources détectées au-dessus de la centaine de MeV. Ainsi plus de 160 sources sont aujourd'hui détectées par les télescopes Čerenkov qui étudient le ciel dans la gamme d'énergie supérieure à la centaine de GeV. Parmi ces sources, il existe environ 90 accélérateurs Galactiques dont $\sim 30\%$ ne sont à ce jour pas clairement associés à une nébuleuse de pulsar, à un vestige de supernova ou à toute autre type d'accélérateur connu. Parmi elles se cachent peut être des accélérateurs de type inconnu. Cependant, ces sources souffrent souvent de l'absence de contrepartie à toute autre longueur d'onde, qu'il s'agisse des rayons γ de moindre énergie, des rayons X ou du domaine de la radio qui seront définis au cours de la section I.3.1.

Dans le cadre de cette thèse, nous chercherons à apporter des contraintes sur ces sources à l'aide du *Large Area Telescope* (LAT), un instrument dédié à l'étude des rayons γ d'énergies de l'ordre de la centaine de MeV à plus de 100 GeV. En deux ans de prises de données, ce télescope avait déjà permis d'identifier plus de 1800 sources dont 575 de nature inconnue. Plus particulièrement, nous nous intéresserons à l'hypothèse avancée dans l'article de Jager *et al.* (2009) selon laquelle les nébuleuses de pulsars, qui sont les plus nombreuses dans les catalogues de sources détectées par les télescopes Čerenkov, peuvent expliquer, au moins partiellement, la population de sources non-identifiées en rayons γ de haute et très haute énergie.

Pour cela, nous nous intéresserons d'abord aux mécanismes d'accélération et d'émission au sein de ces nébuleuses afin de comprendre la signification des observations dans chaque domaine d'énergie. Ensuite, nous étudierons l'environnement de la nébuleuse alimentée par la perte d'énergie du pulsar et confinée par le vestige de l'explosion pendant laquelle il a pris naissance. Ceci nous mènera à décrire plus en détails la nébuleuse, les contraintes que peuvent apporter les observations et les raisons qui en font de bons candidats pour expliquer les sources non-identifiées observées par les télescopes Čerenkov.

Dans une deuxième partie, nous détaillerons le fonctionnement du LAT ainsi que les outils utilisés pour analyser les données qu'il fournit. Ceci nous mènera à la troisième partie consacrée à l'analyse de deux sources individuelles potentiellement associées à des nébuleuses de pulsar : MSH 11–62 et

HESS J1857+026. La première est une source détectée pour la première fois en radio dont l'émission montre plusieurs composantes associées au vestige de supernova, au pulsar et à la nébuleuse. L'étude des données du LAT nous permettra de déterminer laquelle de ces composantes génère l'émission en rayons γ . HESS J1857+026 quant à elle est l'une des sources sans contrepartie détectée par les télescopes Čerenkov. Nous verrons quelles contraintes peuvent être apportées par les observations en rayons X et en rayons γ dans la gamme du "GeV", définie ici comme la gamme d'observation du LAT qui s'étend de moins de 100 MeV à plus de 100 GeV.

Enfin, dans une dernière partie, nous étudierons les résultats d'une recherche menée autour de tous les accélérateurs Galactiques non-identifiés et ceux associées à des nébuleuses de pulsars détectés au TeV. De cette étude découlera une étude de la population des nébuleuses détectées par le LAT afin de déterminer s'il existe des caractéristiques communes à toutes.

Ce travail de thèse s'appuie principalement sur trois publications auxquelles j'ai contribué significativement :

- Slane, P. *et al.*, 2012, *A Broadband Study of the Emission from the Composite Supernova Remnant MSH 11-62*, ApJ, 749, 131
- Rousseau, R. *et al.*, 2012, *Fermi-LAT constraints on the pulsar wind nebula nature of HESS J1857+026*, A&A, 544, A3
- Acero, F. *et al.*, 2013, *Constraints on the Galactic Population of TeV Pulsar Wind Nebulae Using Fermi Large Area Telescope Observations*, accepté par ApJ, Arxiv : 1306.5735

Dans le cadre de ma thèse, j'ai aussi participé aux travaux suivants menés en parallèle au sein de la collaboration :

- Abdo, A. A. *et al.*, 2013, *The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars*, ApJ, accepté par ApJ, Arxiv : 1305.4385
- *Fermi Large Area Catalog of Supernova Remnants catalog*, travail en cours au sein de la collaboration

PARTIE I

DE LA DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES À LA RECHERCHE DE NÉBULEUSES DE PULSARS

Les rayons cosmiques et leur accélération

I.1 Les rayons cosmiques

La physique des rayons cosmiques remonte à la fin du XIX^{ème} siècle. À cette époque, les physiciens observèrent que leurs électroscopes se déchargeaient même loin de toute source radioactive de laboratoire, montrant l'existence d'une source d'ionisation inconnue.

Pour expliquer cette ionisation, deux hypothèses sont avancées : soit elle vient de la radioactivité terrestre mise à jour par H. Becquerel en 1896, soit elle provient de l'extérieur de l'atmosphère. En 1901, C. Wilson mesure le taux de décharge des électroscopes sous terre et trouve un résultat cohérent avec celui obtenu à la surface. Cette expérience tend à prouver la première hypothèse puisque si les ions expliquant la décharge venaient de l'extérieur de l'atmosphère ils devraient être moins nombreux sous le sol. Il faudra attendre les expériences de T. Wulf et D. Pacini en 1910 et 1911, respectivement au sommet de la tour Eiffel et à trois mètres de profondeur dans l'océan, pour prouver que la radioactivité terrestre seule ne peut pas expliquer l'ionisation de l'atmosphère observée. Et c'est finalement avec un ballon atmosphérique embarquant plusieurs détecteurs que V. Hess prouva que le taux d'ionisation dans l'atmosphère augmente à partir de 1 km au-dessus du sol jusqu'à 5 km d'altitude (ce qui correspond au maximum qu'il put atteindre). Cette augmentation lui permit d'en déduire la présence d'un "rayonnement très pénétrant ... très probablement d'origine extra-terrestre".

Ce "rayonnement cosmique" étudié depuis lors est aujourd'hui bien connu. Il ne s'agit pas de photons comme proposé par R. Milikan en 1925 mais de particules chargées comme soutenu par A. Compton lors d'un débat animé de 1932. Le spectre de ces particules chargées est connu et présenté en Figure I.1.

Ce spectre décrit une loi de puissance d'indice ~ 2.7 , qui s'étend sur plus de 12 ordres de grandeurs en énergie. Plus précisément, on le divise en trois parties séparées par le "genou" et la "cheville" respectivement situés à $\sim 5 \times 10^{15}$ eV et $\sim 4 \times 10^{19}$ eV. La loi de puissance passe d'un indice $\Gamma \sim 2.7$ avant le genou à un indice $\Gamma \sim 3$ après le genou pour revenir à un indice $\Gamma \sim 2.7$ au-delà de la cheville. Les énergies atteintes par ces particules qui se propagent dans l'espace nécessitent des mécanismes d'accélération que l'Homme n'a à ce jour pas réussi à reproduire. Ce spectre pose les questions suivantes : Quelle est la nature des rayons cosmiques ? (Quelle est leur composition ?) Comment et où sont-ils accélérés ?

La section suivante de ce chapitre exposera les mécanismes capables de répondre à la deuxième question. Aujourd'hui, on ne sait répondre que partiellement à la dernière. Pour cela on divise généralement les rayons cosmiques en quatre parties (par exemple dans Aharonian *et al.* 2012) :

1. ceux d'énergies inférieures à 100 MeV qui sont dominés par les particules du vent solaire,
2. ceux qui ont une énergie comprise entre 100 MeV et 10^{15} eV qui proviennent d'accélérateurs présents dans notre Galaxie et présentés au chapitre II, dont la composition est connue et contient seulement $\sim 1\%$ d'électrons pour 99% de noyaux (95% de protons et 4% de noyaux plus lourds, Beringer, J. et al. - Particle Data Group 2012),

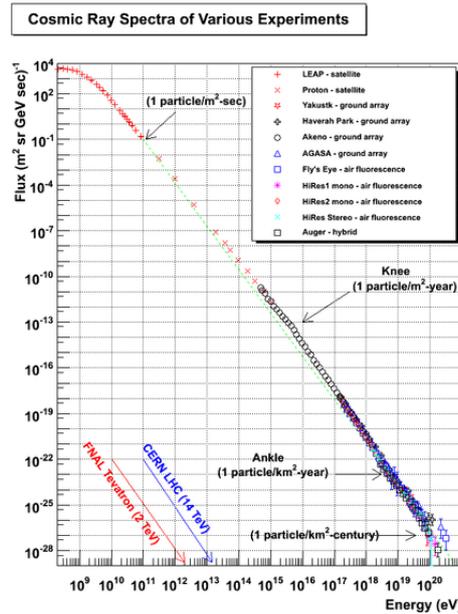


Figure 1.1 - Spectre du rayonnement cosmique. La flèche bleue indique l'énergie maximale atteinte par le Large Hadron Collider, le plus puissant accélérateur terrestre à ce jour.

3. ceux dont l'énergie dépasse $\sim 10^{18}$ eV dont l'accélération s'est produite à l'extérieur de la Voie Lactée,
4. ceux qui ont une énergie comprise entre ces deux régimes ($E \in [10^{15}, 10^{18}]$ eV) dont l'origine (Galactique/Extra-Galactique) est encore débattue.

Les processus exacts et les lieux d'accélération des rayons cosmiques restent à ce jour à détailler. Les prochaines sections auront pour but de présenter les mécanismes capables d'accélérer des particules chargées à de telles énergies et la manière dont elles vont rayonner.

I.2 Mécanismes d'accélération

Les objets célestes qui sont susceptibles de participer à l'accélération des rayons cosmiques utilisent des mécanismes différents pour fournir de l'énergie aux particules. Outre l'accélération au niveau d'importantes différences de potentiel créées dans la magnétosphère des pulsars, il existe deux mécanismes capables d'accélérer des rayons cosmiques.

La première forme de ces processus fut proposée par E. Fermi en 1949 (Fermi 1949). Il s'intéressait alors à une particule chargée interagissant avec un nuage magnétisé, ce qui correspondait à ce qu'on appelle aujourd'hui un mécanisme de Fermi du second ordre. Depuis, ce mécanisme a évolué jusqu'à sa forme actuelle qui n'utilise non plus des nuages mais des ondes d'Alfvén comme nous le verrons dans la prochaine section. Quant au processus de Fermi du premier ordre, il prend place près des chocs. Ces mécanismes produisent des populations de particules accélérées ayant un spectre d'énergie en loi de puissance. Les sections suivantes ont pour but de présenter ces différents mécanismes dans l'ordre historique de leur apparition.

I.2.1 Processus de Fermi du second ordre

Vision originale

Lors de ce processus stochastique une particule chargée est accélérée par l'interaction avec un nuage fortement magnétisé du milieu interstellaire (MIS). Dans la Galaxie, la présence de nombreux nuages de matière qui présentent un champ magnétique élevé rend ces rencontres fréquentes.

Pour comprendre ce mécanisme, il faut s'intéresser au cas d'une collision d'une particule avec un nuage. La particule est caractérisée par sa masse m , sa charge q , son énergie E_i et E_f ainsi que sa vitesse \vec{v}_i et \vec{v}_f respectivement avant et après la collision et d'impulsion $\vec{p} = m\vec{v}$. Le nuage a une masse M , un champ magnétique \vec{B} et une vitesse \vec{V} . Les angles θ_i et θ_f sont les angles entre la vitesse de la particule et celle du nuage définis tels que $|\theta_i| < 90^\circ$ correspond à une collision frontale et $|\theta_i| > 90^\circ$ à une collision fuyante comme exposé en figure I.2.

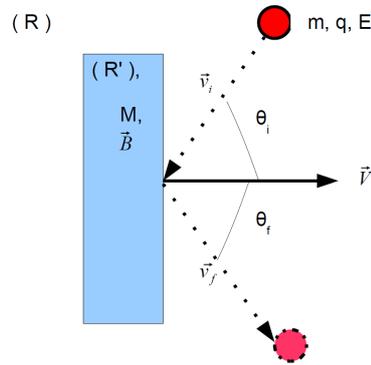


Figure I.2 - Schéma de l'interaction d'une particule chargée avec un nuage magnétique. Les changements de repères se font entre le repère du laboratoire (R) et le repère centré sur le nuage (R').

Si l'on considère un groupe de particules arrivant sur le nuage il est possible de montrer (Parizot 2003) que le taux moyen de gain d'énergie s'exprime :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4\beta^2}{3}, \quad (\text{I.1})$$

avec $\beta = V/c$. Ce gain est positif et dépend de β^2 d'où sa classification comme mécanisme de Fermi d'ordre 2. En supposant que les nuages sont tous espacés d'une distance L on détermine la longueur parcourue en spiralant le long des lignes de champ magnétique en fonction du "pitch angle" ¹ : $L/\cos(\alpha)$. En supposant que les particules se déplacent à la vitesse c , il est possible de calculer le temps moyen entre deux collisions qui donne le taux d'accélération :

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{2\beta^2 c}{3L} E = \frac{E}{\tau_{acc}}, \quad (\text{I.2})$$

où τ_{acc} représente le temps caractéristique d'accélération.

1. Angle entre le vecteur vitesse de la particule et le champ magnétique local

Considérons à présent un groupe de particules injectées dans une région du MIS parsemée de nuages. En supposant que le temps entre deux collisions est toujours égal au temps moyen entre deux collisions, l'équation de diffusion montre que le spectre de particules obtenu après accélération suit lui aussi une loi de puissance d'indice :

$$\Gamma' = \left(1 + \frac{\tau_{acc}}{\tau_{ech}}\right), \quad (I.3)$$

où τ_{ech} est le temps caractéristique d'échappement. Ce processus produit donc une loi de puissance telle que celle observée pour les rayons cosmiques.

Néanmoins, il souffre de quelques limitations. Notamment, le temps caractéristique d'accélération est trop lent. Il est de l'ordre de 10^8 ans si l'on considère que les nuages ont une vitesse proche de 10 km/s et sont espacés de quelques parsecs. Une seconde limitation vient des interactions des particules chargées avec le milieu ambiant entre deux collisions avec un nuage. Les interactions Coulombiennes avec le milieu environnant n'ont pour l'instant pas été considérées. Or, elles font perdre de l'énergie à une particule accélérée par un nuage. Les collisions avec les nuages magnétiques doivent être assez fréquentes pour que la particule perde moins d'énergie entre deux collisions qu'elle n'en gagne lors d'une seule. Enfin, l'équation I.3 montre que l'indice de la loi de puissance obtenu dépend du temps d'échappement. Celui-ci est fonction de la taille de la région d'accélération et des conditions de diffusion des particules. L'indice obtenu n'a donc rien d'universel et ne peut pas expliquer la pente observée pour les rayons cosmiques. En effet, chaque région accélèrera les particules selon sa propre loi de puissance. Il serait très peu probable d'obtenir la loi de puissance observée pour les rayons cosmiques en sommant toutes ces composantes.

Vision actuelle

Les limitations du processus de Fermi dans sa version originale sont palliées par la vision actuelle d'un processus similaire. Les nuages magnétiques sont remplacés par des inhomogénéités du champ magnétique dans l'entourage des particules chargées. Ces inhomogénéités sont provoquées par des ondes magnétohydrodynamiques comme les ondes d'Alfvén² et réagissent comme des "miroirs magnétiques". Selon le lieu d'accélération, ces ondes peuvent se propager à des vitesses beaucoup plus importantes que celles des nuages ce qui signifie que la particule chargée gagnera plus d'énergie par collision. D'autre part, la distance moyenne entre deux irrégularités est beaucoup plus faible. D'après l'équation I.2, le temps caractéristique d'accélération est aussi beaucoup plus faible.

Une étude de ce processus a montré que selon l'environnement, il pouvait devenir plus efficace que le processus de Fermi du premier ordre (Lacombe 1977). Il est par exemple proposé pour expliquer en partie l'accélération d'électrons au niveau du vestige de supernova RX J1713.7–3946 (Fan & Liu 2011). Le taux d'accélération devient alors :

$$\tau_{acc,II} \propto \frac{\langle \Delta t \rangle}{\beta_A^2}, \quad (I.4)$$

où $\beta_A = v_A/c$ et v_A est la vitesse d'Alfvén. Ce temps caractéristique d'accélération sera à comparer avec celui du processus de Fermi de premier ordre qui fait l'objet de la section suivante.

2. Ondes transverses non compressives.

I.2.2 Processus de Fermi du premier ordre

Il prend place au niveau d'une onde de choc. Cette onde de choc est créée si la vitesse d'un objet dépasse celle du son dans un milieu. Au niveau du front d'onde on observe un saut des variables thermodynamiques comme la température T_i , la pression P_i , la densité ρ_i et la vitesse \vec{v}_i . Nous dénoterons avec l'indice $i = 1$ les grandeurs du milieu *amont* qui se dirige vers l'onde de choc et avec l'indice $i = 2$ les grandeurs du milieu *aval* qui s'en éloigne.

De part et d'autre du choc se situent des inhomogénéités magnétiques. A chaque passage du choc par une particule, elle entre dans un milieu de vitesse différente. Ces inhomogénéités vont réagir comme celles utilisées en section I.2.1. Mais contrairement au mécanisme d'ordre 2, les miroirs magnétiques seront toujours tels que $|\theta_i| < 90^\circ$. Ceci implique que la particule gagnera de l'énergie à chaque collision.

Le gain moyen d'énergie s'exprime (Parizot 2003) :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \sim \frac{4\beta_{\text{choc}} \left(1 - \frac{1}{r}\right)}{3}, \quad (\text{I.5})$$

où l'on reconnaît $(V_1 - V_2)/c = V_1/c \times (1 - 1/r) = \beta_{\text{choc}} \times (1 - 1/r)$, avec $r = V_1/V_2$ le rapport de compression. Ce qui signifie que ce mécanisme d'accélération est de premier ordre en β . A chaque passage du choc une particule gagnera une énergie proportionnelle à son énergie initiale, ce qui permet de déterminer son énergie après n passages du choc :

$$E_n = (k + 1)^n E_0, \quad (\text{I.6})$$

où $k = \Delta E/E$ et E_0 est l'énergie initiale de la particule.

Si maintenant on considère de nouveau un groupe de particules, il faut prendre en compte leur échappement de la région d'accélération. Pour cela on définit la probabilité pour une particule de s'échapper. Il s'agit du rapport entre le flux de particules traversant le choc de l'*amont* vers l'*aval* $dN_{1 \rightarrow 2}$ et le flux de particules s'échappant en *aval* dN_{ech} . La probabilité pour une particule de s'échapper après une traversée du front de choc s'exprime :

$$P_{\text{ech}} = \frac{dN_{\text{ech}}}{dN_{1 \rightarrow 2}} = \frac{4V_1}{rc} = \frac{4\beta_{\text{choc}}}{r}. \quad (\text{I.7})$$

Après n traversées du choc il restera :

$$N_n = N_0 (1 - P_{\text{ech}})^n \quad (\text{I.8})$$

particules injectées initialement. Les équations I.6 et I.8 nous permettent alors de montrer que le spectre obtenu par ce phénomène est de la forme :

$$N(E) \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma'_2}, \quad (\text{I.9})$$

$$\text{avec : } \Gamma'_2 = \frac{r + 2}{r - 1} \quad (\text{I.10})$$

Dans le cas d'un choc fort et d'un gaz parfait monoatomique, $r \sim 4$. Ceci implique que la loi de puissance obtenue est universelle et $\Gamma'_2 \sim 2$. Ce mécanisme présente donc l'avantage d'être universel et d'être proche des observations car la majorité des sources astrophysiques de rayons γ qui présentent un spectre en loi de puissance ont un indice ~ 2 . Il pallie donc aux limitations du processus de Fermi d'ordre 2 original.

Pour le comparer au processus de Fermi d'ordre 2 actuel, il faut calculer les temps caractéristiques d'accélération. Pour le processus d'ordre 1, ce dernier peut s'exprimer comme :

$$\tau_{\text{acc},1} \propto \frac{\tau_s}{\beta_{\text{choc}}^2}, \quad (\text{I.11})$$

où τ_s est le temps moyen entre deux collisions. La comparaison des équations I.4 et I.11 montre que l'efficacité de l'un par rapport à l'autre dépend de β_{choc} et β_A . Il est vrai que $\beta_{\text{choc}} \gg \beta_A$ à la formation du choc, donc pour les vestiges jeunes. Cependant β_{choc} diminue avec le temps jusqu'à ce que $\beta_{\text{choc}} \approx \beta_A$ (Parizot 2003). Le processus de Fermi d'ordre 2 peut alors jouer un rôle non négligeable dans l'accélération des particules.

I.3 Rayonnement

Malheureusement, il est impossible de déterminer le site d'accélération d'une particule chargée qui a voyagé dans l'espace. Lors de son trajet celle-ci a subi de multiples déviations dues aux champs magnétiques Galactiques irréguliers qu'elle a rencontrés. Elle arrive donc sur Terre en ayant perdu toute information sur sa provenance et sur son énergie initiale. Heureusement, ces particules chargées vont émettre un rayonnement au niveau de leur site d'accélération, permettant de tracer les accélérateurs cosmiques. Ces processus de rayonnement font l'objet de la section qui suit et dépendent du type de particule accélérée ainsi que de l'environnement de ces particules.

I.3.1 Domaines du rayonnement électromagnétique

Avant d'étudier les processus, il est important de définir les domaines d'énergie que nous évoquerons au cours de cette thèse. Chacun correspond à des processus d'émission et surtout à des capteurs différents. Quatre domaines nous intéresseront particulièrement.

Le premier est le domaine de la radio. Il correspond à des photons d'énergie allant jusqu'à environ 10^{-4} eV pour des longueurs d'ondes supérieures au millimètre. Il s'agit du domaine le plus étendu observable depuis le sol puisque l'absorption atmosphérique est faible pour des ondes de 50 mm à une dizaine de mètres.

Les trois autres domaines se différencient surtout par les techniques d'observation. C'est pourquoi il est difficile d'établir des limites claires. Le domaine des rayons X s'étend de la centaine d'électronvolts (eV) jusqu'à environ 10 MeV. Pour l'observer il faut envoyer des satellites qui capteront le rayonnement avant qu'il ne soit absorbé par la haute atmosphère.

Le domaine des rayons γ de haute énergie s'étend de la dizaine de MeV à la centaine de GeV. Les détecteurs seront basés sur le principe de conversion d'un photon en une gerbe électromagnétique. Cette gamme en énergie sera présentée plus en détail en section IV. Il s'agit de la gamme d'énergie observée par le Large Area Telescope (LAT), l'instrument principal utilisé au cours de cette thèse.

Le domaine des rayons γ de très haute énergie s'étend de la centaine de GeV à la centaine de TeV. Pour l'observer, il faut utiliser des télescopes au sol sensibles à la lumière Čerenkov produite par des gerbes électromagnétiques initiées par un photon γ .

I.3.2 Processus leptoniques

Dans cette section, nous nous intéresserons aux processus de rayonnement d'un lepton (un électron ou un positron) accéléré en interaction avec son environnement. Il s'agit de processus non-thermiques qui existent aussi pour les hadrons chargés (par exemple un proton). Ces derniers étant plus lourds, le rayonnement qu'ils produisent est tellement faible qu'il en devient négligeable.

Nous nous intéresserons ici aux trois processus qui peuvent jouer un rôle dans le cas d'accélération au niveau des ondes de choc des nébuleuses de pulsars et des vestiges de supernovae. La discussion suivante est basée sur les références : Rybicki & Lightman (1979) et Blumenthal & Gould (1970).

Synchrotron

Le rayonnement synchrotron est émis par les électrons en interaction avec un champ magnétique \vec{B} . Il sera important pour expliquer le rayonnement X et radio des nébuleuses de pulsars et des vestiges de supernovae.

Pour l'étudier, il faut considérer un électron dont la direction de propagation est inclinée d'un angle α par rapport à \vec{B} . Le rayonnement émit par un électron possède alors les propriétés suivantes (Rybicki & Lightman 1979) :

- L'essentiel de l'émission se fait à la fréquence :

$$\nu = \frac{\left(\frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2 eB \sin(\alpha)}{4\pi m_e c} \quad (\text{I.12})$$

- L'énergie rayonnée par unité de temps est donnée par :

$$P_{\text{SYNC}} = -\frac{dE_e}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \beta^2 \left(\frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2, \quad (\text{I.13})$$

où $\sigma_T = 8\pi/r_0^2$ est la section efficace de Thomson, r_0 le rayon classique de l'électron, $\beta = v/c$ et $U_B = B^2/2\mu_0$ est la densité d'énergie magnétique.

- Le temps caractéristique de pertes d'énergie par ce processus est de l'ordre de (Zhang *et al.* 2008) :

$$\tau_{\text{SYNC}} = \frac{E_e}{\frac{dE_e}{dt}} = 1.25 \times 10^4 \times \left(\frac{B}{10 \mu G}\right)^{-2} \times \left(\frac{E}{10 \text{ TeV}}\right)^{-1} \text{ ans.} \quad (\text{I.14})$$

La gamme d'énergie étudiée par le satellite *Chandra X-Ray Observatory* est typiquement de l'ordre du keV. L'équation I.12 montre que, dans un champ de $10 \mu G$, des photons de 1 keV sont produits par des électrons d'environ 70 TeV. L'observation de rayonnement synchrotron par *Chandra* est donc une preuve de l'accélération d'électrons à des énergies dépassant le TeV.

Si l'on considère une population d'électrons de spectre en loi de puissance $E^{-\alpha}$, le spectre du rayonnement suivra une loi de puissance $E^{-\frac{(\alpha-1)}{2}}$.

Diffusion Compton inverse

Les électrons accélérés rencontrent des photons de "faible" énergie sur leur trajet. Il peuvent alors leur fournir une partie de leur énergie grâce à la diffusion Compton inverse. Les principaux photons cibles sont ceux du *Fond diffus Cosmologique* (CMB pour *Cosmic Microwave Background*) et ceux du rayonnement optique et infra-rouge (IR) provenant des étoiles et de la poussière ambiante. Ces photons se voient propulsés dans le domaine γ . Deux régimes sont à distinguer : le régime de diffusion Thomson et celui de Klein-Nishina.

Dans le régime de diffusion Thomson, l'énergie du photon incident dans le référentiel du centre de masse est très petite devant l'énergie de masse de l'électron $m_e c^2$. La section efficace ne dépend alors pratiquement pas de l'énergie du photon et peut être approximée par la section efficace de Thomson σ_T . La puissance rayonnée par un électron diffusant sur une distribution isotrope de photons s'exprime alors :

$$P_{IC} = -\frac{dE_e}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{ph} \beta^2 \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2, \quad (I.15)$$

où U_{ph} représente la densité d'énergie contenue par les photons. Cette équation rappelle celle de la puissance émise par rayonnement synchrotron I.13. La comparaison entre les deux, $P_{IC}/P_{SYNC} = U_{ph}/U_B$, permet alors de contraindre les densités d'énergie relative aux photons et au champ magnétique dans l'environnement des électrons accélérés. Cette formule et l'équation I.14 permettent d'estimer le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons par diffusion Compton inverse qui est donné par :

$$\tau_{IC} = 497 \times \left(\frac{U_{ph}}{10^6 \text{ eV m}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (I.16)$$

Le photon diffusé possède une énergie $E'_{ph} \sim \gamma_R^2 E_{ph}^{init}$, où γ_R représente le facteur de Lorentz³, alors que l'électron n'en a perdu que très peu. Un électron accéléré à 70 TeV diffusant sur un photon du CMB ($E_{ph}^{init} \sim 3 \times 10^{-4}$ eV) donnerait un photon de 6 TeV. Ce qui est dans le domaine d'énergie observé par les télescopes Čerenkov au sol. Ceci illustre que les même électrons accélérés peuvent être observés dans deux gammes d'énergie différentes. Dans ce régime, une population d'électrons répartis selon une loi de puissance $E^{-\alpha}$ émettra un rayonnement qui suivra une loi de puissance $E^{-\frac{(\alpha+1)}{2}}$.

Dans le régime de Klein-Nishina l'énergie du photon incident dans le référentiel du centre de masse est bien plus grande que l'énergie de masse de l'électron. L'électron perd alors une partie non négligeable de son énergie à chaque collision. Les effets quantiques ne sont plus négligeables. La section efficace diminue alors avec l'énergie croissante ce qui explique pourquoi nous considérons principalement les photons du CMB et IR plutôt que les photons optiques ou X. L'énergie du photon après diffusion est à présent $E'_{ph} \sim 4\gamma_R^2 E_{ph}^{init}$. Une population d'électrons répartis selon une loi de puissance $E^{-\alpha}$ émettra un rayonnement qui suivra une loi de puissance $E^{-(\alpha+1)}$.

3. $\gamma_R = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

Rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung*

Le rayonnement de freinage est produit lors de l'accélération d'une particule chargée dans le champ Coulombien d'une particule de charge électrique opposée ou non. Dans le cas des sources astrophysiques, il s'agira d'électrons ralentis dans le champ d'un noyau. Ce phénomène affecte principalement les électrons d'énergies inférieures à 10 GeV. La perte d'énergie associée est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

La puissance intégrée émise par un électron non-relativiste de vitesse v traversant un gaz/un plasma de densité N_i dont les noyaux d'atomes/les ions de l'espèce i ont une charge $Z_i e$ est donnée par :

$$P_{Brem} \approx \sum_i \frac{Z_i^2 e^6 N_i E_e}{12\pi^3 \epsilon_0 m_e^2 c^4 \hbar} \ln \left(\frac{192 v}{Z_i^{1/3}} \right) \quad (\text{I.17})$$

Le spectre de rayonnement de freinage d'une population d'électrons répartis selon une loi de puissance d'indice α sera une loi de puissance de même indice. Nous montrerons au chapitre 3 que pour la majorité des nébuleuses, le rayonnement de freinage est négligeable par rapport aux rayonnements synchrotron et Compton inverse dans les gammes d'énergies observées. Cependant ce processus intervient dans le développement des gerbes électromagnétiques.

I.3.3 Processus hadronique : décroissance de pion neutre

Jusqu'à maintenant les processus de rayonnement ne mettaient en jeu que des électrons. Mais les rayons cosmiques sont majoritairement composés de protons. Le processus détaillé dans cette section permet de tracer l'accélération des protons.

Il intervient lorsqu'un proton accéléré, par exemple au niveau d'un vestige de supernova, interagit avec de la matière baryonique (par exemple le noyau d'un atome). La collision est inélastique et peut aboutir à la création d'un pion neutre π^0 . Ce pion a un temps de demi-vie très court ($\sim 2 \times 10^{-16}$ s). Il se désintègre principalement en deux photons γ qui pourront être observés : $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Chacun de ces photons aura alors une énergie $m_{\pi^0}/2 \sim 67.5$ MeV dans le référentiel du centre de masse du pion neutre. La transformation de Lorentz vers le référentiel du laboratoire permet de déterminer l'énergie E_γ de chaque photon. Cette dernière vérifie :

$$\frac{m_{\pi^0}}{2} \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} < E_\gamma < \frac{m_{\pi^0}}{2} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}, \quad (\text{I.18})$$

où β est la vitesse réduite du pion neutre.

Dans le référentiel du laboratoire, le spectre de photon obtenu pour une énergie donnée du pion neutre incident est symétrique, en échelle logarithmique, et centré sur $\frac{m_{\pi^0}}{2}$. En représentation $E^2 dN/dE$, la plus utilisée en astronomie γ , le spectre obtenu en considérant une population de protons prend la forme d'un "plateau" qui trace la distribution en énergie des protons initiaux et diminue fortement en dessous de 200 MeV (Ackermann *et al.* 2013b).

L'interaction proton-proton donne également naissance à des pions chargés π^\pm , qui se décomposent en neutrinos, en anti-neutrinos, en muons, en électrons et en positrons. Les électrons et positrons secondaires vont eux aussi rayonner par les processus leptoniques présentés ci-dessus. Les

neutrinos, quant à eux, n'interagissent que très peu avec la matière. Ce sont donc des traceurs idéaux pour situer les lieux d'accélération des rayons cosmiques. Mais pour la même raison, ils ne sont pas facilement observables.

La présence d'une densité de matière plus importante, par exemple un nuage, proche du lieu d'accélération accroîtra le nombre de noyaux cibles et donc l'intensité du rayonnement. C'est pourquoi ce phénomène est surtout observé pour des objets en interaction avec les nuages moléculaires présents dans la Galaxie comme détaillé au prochain chapitre.

I.4 Conclusion

Les rayons cosmiques sont des particules chargées accélérées à des énergies phénoménales. Ce chapitre a présenté deux processus d'accélération importants qui offrent la particularité : (1) d'être assez efficaces pour fournir de l'énergie (2) de reproduire un spectre en loi de puissance tel que celui observé.

Ces particules chargées sont déviées pendant leur trajet vers la Terre. Le seul moyen de déterminer leur provenance est d'utiliser le rayonnement qu'elles émettent sur leur lieu d'accélération grâce aux processus hadroniques et leptoniques présentés ci-dessus.

Il est possible de comparer la vitesse à laquelle les électrons vont perdre leur énergie par les différents processus leptonique présentés ci-dessus. Ces temps dépendent de l'énergie et sont exposés en figure I.3 pour des conditions proches de celles rencontrées dans les nébuleuses de pulsar, c'est à dire un champ magnétique de $10 \mu\text{G}$, une densité de 0.1 cm^{-3} et une diffusion Compton inverse sur les photons du CMB uniquement.

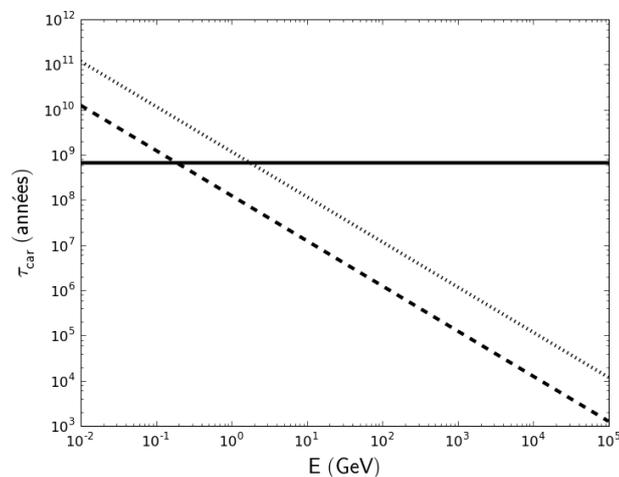


Figure I.3 - Temps caractéristique de perte d'énergie des électrons par rayonnement de freinage (courbe pleine), émission synchrotron (ligne pointillée) et diffusion Compton inverse (courbe tiretée). Les conditions fixées sont proches de celles des nébuleuses : un milieu de densité 0.1 cm^{-3} , un champ magnétique de $10 \mu\text{G}$ et un champ de photons correspondant au CMB ($U_{ph} \sim 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$).

La figure I.3 montre que le temps caractéristique de perte d'énergie par rayonnement de freinage domine par rapport au rayonnement par diffusion Compton inverse pour des électrons dont l'énergie

est inférieure à 1 GeV. En utilisant les équations de la section I.3.2, on peut montrer que les électrons qui rayonnent en rayons γ (0.1 – 300 GeV pour le *Large Area Telescope*, 0.5 – 100 TeV pour *H.E.S.S.*) possèdent des énergies supérieures au TeV. Les nébuleuses de pulsar se placent donc dans le régime où le rayonnement de freinage peut être négligé par rapport aux rayonnements synchrotron et Compton inverse. Mais cela dépend des conditions dans lesquelles se trouvent les particules accélérées qui varient d'un site d'accélération de particules chargées à l'autre. Si l'on augmente la densité du milieu ambiant, il est possible de trouver des conditions dans lesquelles le rayonnement de freinage ne peut pas être négligé comme des vestiges de supernovae en interaction avec un nuage moléculaire. Ces sources seront présentées au chapitre II.

Sources de rayons γ et accélérateurs de rayons cosmiques Galactiques

II.1 Introduction

Le catalogue de sources utilisant deux ans d'observations du LAT (appelé par la suite catalogue 2FGL, Nolan *et al.* 2012) détaille la détection de 1873 sources de rayons γ . D'autres sont venues s'ajouter par la suite comme celles décrites dans les deux dernières parties de cette thèse. Parmi toutes les sources détectées, ce sont les noyaux actifs de galaxies (AGN pour *Active Galactic Nuclei*) qui sont les plus représentés avec 1120 identifications, suivies par les 575 sources non-identifiées. Les sources Galactiques les plus nombreuses sont les pulsars qui comptent plus de 125 membres¹ dont 42 découverts par le LAT (Abdo *et al.* 2013) puis détectés en radio et/ou en X.

La seconde classe de sources Galactiques sont les vestiges de supernovae. Pour deux d'entre eux le LAT a permis de prouver définitivement que l'émission γ est produite par interaction proton-proton (Ackermann *et al.* 2013b). Cela apporte la confirmation que les vestiges accélèrent des protons même s'il reste encore à comprendre comment et avec quelle efficacité. Parmi les nébuleuses de pulsar, le LAT a confirmé qu'elles accéléraient des électrons grâce à un spectre piqué comme il sera discuté au chapitre III. Mais il a aussi permis de détecter d'importantes variations dans le flux de la nébuleuse du Crabe avec l'apparition d'une nouvelle composante spectrale durant les sursauts d'activité. Ces variations rapides ont permis de déterminer pour la première fois une zone réduite, à l'intérieur de la nébuleuse, à partir de laquelle les électrons sont accélérés (Buehler *et al.* 2012). Ces variations impliquent aussi des mécanismes plus efficaces que ceux proposés jusqu'à aujourd'hui.

Le LAT a aussi mis à jour une émission γ localisée dans deux bulles situées de part du plan Galactique à la longitude 0 et dont la nature reste à ce jour mystérieuse (Su *et al.* 2010). L'analyse de l'émission diffuse a aussi permis d'apporter des contraintes sur les modèles de transport de rayons cosmiques et de l'émission γ qui en découle (Ackermann *et al.* 2012b).

La liste complète des classes de sources émettant en rayon γ part de flashes terrestres² et peut aller jusqu'à la matière noire en passant par les AGNs et les bulles vues par *Fermi*. Dans un souci de simplicité, nous ne décrivons ici que les sources dont les caractéristiques seront importantes dans le cadre de cette thèse. Le chapitre suivant sera dédié aux nébuleuses de pulsars. Principal sujet de cette thèse, elles nécessitent un développement plus détaillé afin de mettre en place un modèle pour les décrire.

1. Au 10 Juin 2013 : <https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT-Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

2. Production courte de rayons γ et accélération de leptons dans l'atmosphère terrestre certainement due à d'importants champ électriques situés au-dessus des orages.

II.2 Le système solaire

II.2.1 L'Albedo terrestre

Le plus proche émetteur de rayons γ est l'atmosphère terrestre. Bien qu'appelé *Albedo*, ce processus n'a rien à voir avec la réflexion de rayons γ . Il s'agit plutôt de la création de photons par interaction des hadrons cosmiques avec les noyaux présents dans l'atmosphère. Il en découle la production de particules comme des π^0 , des η et des kaons qui vont décroître en deux photons γ . Ces photons peuvent aussi être produits par rayonnement de freinage d'électrons ou de positrons issus de la décroissance de pions chargés (Abdo *et al.* 2009c).

Ce rayonnement n'est pas une découverte de *Fermi* puisqu'il fut observé par des expériences en ballons dès les années 1950 et par des satellites à partir des années 1960. Dans les années 1970, plus de 6700 évènements mesurés par *SAS-2* ont permis de mettre à jour une intensité environ 10 fois plus forte en provenance de l'horizon terrestre par rapport à la direction de la Terre elle-même. Les données montrent aussi une asymétrie Est-Ouest qui s'explique par la déviation des rayons cosmiques le long des lignes de champ géomagnétiques. Ces deux effets seront confirmés par l'expérience *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope* (EGRET) à bord du satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) (Petty 2005).

Avec une intensité intégrée pour des énergies supérieures à 100 MeV de $5.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, le limbe terrestre³ est de loin la source la plus brillante observée par le LAT. Pendant la première année, des observations pointées de telle sorte que le limbe soit toujours dans le champ de vue de l'instrument ont permis de calibrer le LAT. Cependant, lors du mode balayage⁴, le limbe est toujours visible en bordure du champ de vue du LAT et crée donc un bruit si l'on cherche le signal provenant d'une source astrophysique comme une nébuleuse de pulsar. L'intensité de ce fond sera réduit grâce à des coupures sur les données tel qu'il sera décrit au chapitre V.

II.2.2 Le soleil

Depuis la fin des années 1950, le soleil est connu pour émettre des rayons γ et des rayons X lors de sursauts d'activité. D'ordinaire très peu visible dans le ciel observé par *Fermi* (de 20 MeV à plus de 300 GeV), le soleil devient alors la source la plus brillante comme illustré par la figure II.1, émettant des photons jusqu'à 4 GeV environ. Mais ce ne sont pas les seules occasions où le soleil est visible par le LAT. Il est aussi visible de manière continue grâce aux processus présentés au chapitre I. Les hadrons cosmiques vont interagir avec l'atmosphère solaire pour créer des pions neutres qui vont décroître en photons γ . Les leptons, quant à eux, vont accélérer des photons solaires par diffusion Compton inverse comme démontré par EGRET (Moskalenko *et al.* 2006). Ces deux composantes ont été mises à jour dans les données du LAT (Abdo *et al.* 2011b).

L'émission γ n'est pas la seule preuve de l'interaction des rayons cosmiques avec le soleil. Il est prouvé que ce dernier influe aussi sur le flux de rayons cosmiques arrivant sur Terre. En fonction de la phase dans son cycle d'activité, l'intensité du champ magnétique à la surface du soleil varie. Ce champ magnétique dévie plus ou moins les rayons cosmiques en fonction du cycle d'activité solaire

3. En considérant l'orbite du satellite à 565 km, le limbe correspond à un angle d'environ 113° par rapport à la direction d'observation de *Fermi*.

4. Le mode balayage est le mode nominal du LAT. Il s'oppose au mode pointé qui correspond à l'observation d'une source déterminée.

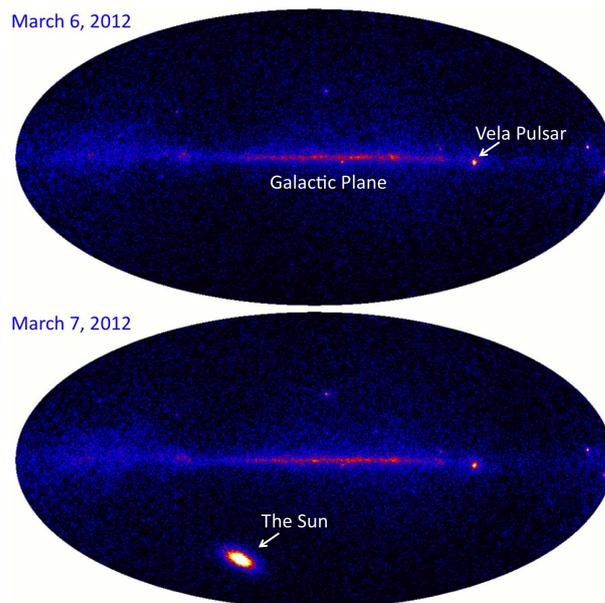


Figure II.1 - Illustration d'un sursaut solaire. Carte de rayons γ vus par *Fermi* les 6 et 7 Mars 2012. Le pulsar de Vela, la source Galactique la plus brillante, est indiquée sur la carte du 6 Mars. Au 7 Mars, le soleil est visible et beaucoup plus brillant que Vela. *Crédit : NASA/DOE/Fermi-LAT Collaboration.*

à l'instar du champ magnétique terrestre qui nous protège du vent solaire.⁵

II.3 Fonds diffus

Près des quatre cinquièmes des photons observés dans le domaine des rayons γ de haute énergie ne proviennent pas d'objets résolus mais semblent venir de régions très étendues. Ces photons constituent un fond au-dessus duquel se placent les sources individuelles. Afin de pouvoir attribuer un excès par rapport au fond à une source plutôt qu'à une fluctuation statistique, il est important de comprendre ce fond et de le modéliser. On le divise en deux parties d'intensité et de spectres différents : le diffus créé dans le plan Galactique et le diffus extra-Galactique qui est isotrope.

II.3.1 Diffus Galactique

Cette émission est la première que l'on voit si l'on observe une carte de photons vus par *Fermi* comme celle montrée en figure II.2. Elle n'est pas l'apanage des rayons γ . C'est d'ailleurs la multiplicité des observations qui permet de comprendre ce diffus.

En rayons γ , le diffus Galactique est principalement produit par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz et les photons présents dans la Galaxie. Les processus mis en jeu ont été présentés au

5. Voir par exemple ces présentations au 4^{ème} symposium Fermi :

<http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/mtgs/symposia/2012/program/thu/CDermer.pdf>

<http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/mtgs/symposia/2012/program/c2/JCasandjian.pdf>

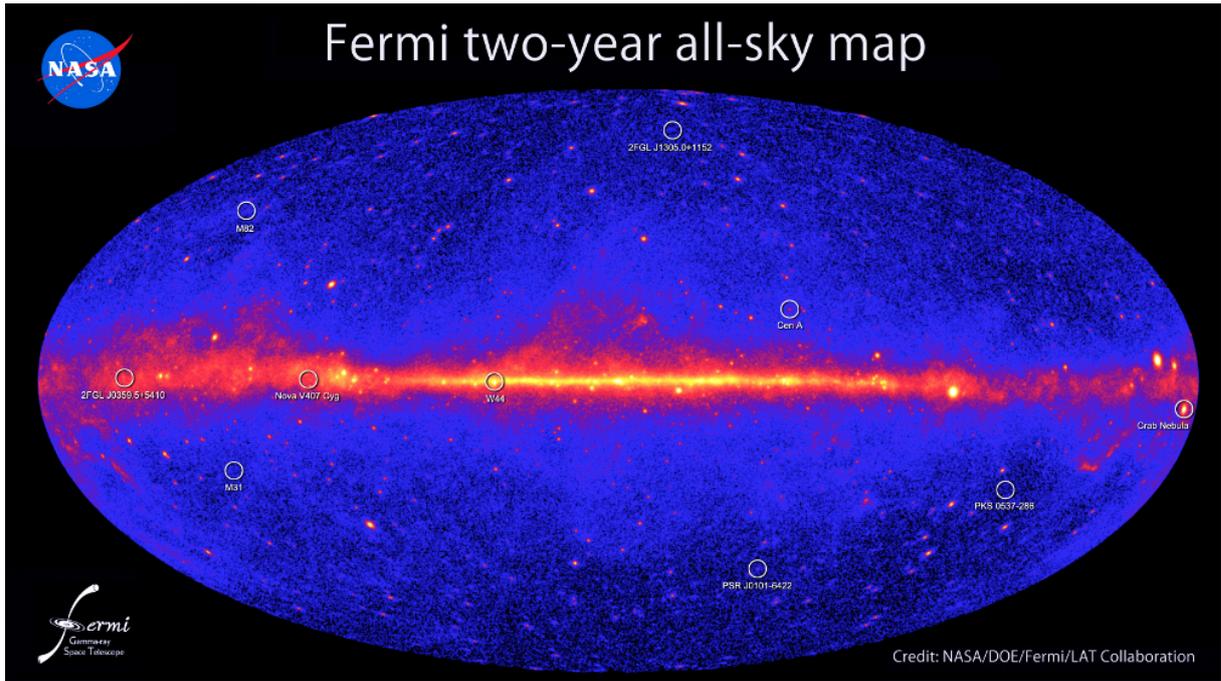


Figure II.2 - Carte des photons observés par le LAT pendant les 24 premier mois d'observations entre 100 MeV et 10 GeV. On y voit l'émission diffuse du plan Galactique, des sources résolues dans ce plan comme des pulsars ou des vestiges de supernovae ainsi que des sources réparties de manière isotrope dans le ciel. *Crédit : NASA/DOE/Fermi-LAT Collaboration.*

chapitre précédent. A savoir :

- la décroissance de pions neutres créés lors de la collision de hadrons cosmiques avec les noyaux du gaz interstellaire,
- le rayonnement de freinage des leptons qui interagissent avec ces même noyaux,
- et la diffusion Compton inverse des leptons sur les champs de photons interstellaires.

Cette émission dépend donc de la répartition du gaz dans la Galaxie et de la densité locale de rayons cosmiques. C'est pourquoi le maximum d'émission provient du centre de la Galaxie où les sources, le gaz et les photons abondent. La densité de rayons cosmiques dépend elle-même de l'endroit d'où ils proviennent et de leur propagation. Il est aussi envisageable qu'une partie de ces photons proviennent de l'annihilation de particules de matière noire qui sont le constituant principal de l'univers.

En supposant une loi de répartition dans la Galaxie, il est possible de contraindre la composante du diffus créé par un type de source comme les pulsars (Faucher-Giguère & Loeb 2010) ou les pulsars milliseconde (Grégoire & Knödlseeder 2013).

Le modèle de diffus utilisé pour le LAT est un modèle spatial et spectral obtenu à partir de l'observation des raies spectrales de H_I et de CO . En ce qui concerne l'hydrogène neutre, l'observation de la raie à 21 cm permet de déterminer la température de brillance reliée à la densité de colonne grâce aux équations de transfert radiatif :

$$T_B = T_S[1 - e^{-\tau}] + T_C e^{-\tau}, \quad (\text{II.1})$$

où τ est l'épaisseur optique, T_B est la température de brillance, T_S est la température de spin et T_C est la température du fond micro-onde à 21 cm. La température de brillance de la raie à 21 cm T_L est définie comme :

$$T_L = T_B - T_C. \quad (\text{II.2})$$

En utilisant l'équation II.1, il est possible de remonter à l'expression de la densité optique :

$$\tau = -\ln \left(1 - \frac{T_L}{T_S - T_C} \right). \quad (\text{II.3})$$

Cette dernière est directement reliée à la densité de colonne de H_I grâce à la relation :

$$N_{H_I}(T_S, \nu) = CT_S \int \tau d\nu \sim -CT_S \ln \left(1 - \frac{T_L}{T_S - T_C} \right) \Delta\nu, \quad (\text{II.4})$$

où $C = 1.83 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ est une constante, ν est la vitesse par rapport au référentiel local, T_L est obtenu par la mesure, T_S est supposé uniforme et $T_C = 2.66 \text{ K}$ (Ackermann *et al.* 2012b).

Pour certaines lignes de visées, l'estimation de la densité de colonne du H_I était sur ou sous-estimé. Ces estimations furent corrigées grâce à l'information infra-rouge sur la densité de colonne de la poussière.

En ce qui concerne la densité de colonne de H_2 , elle est obtenue à partir de la mesure de l'intensité des raies à 2.6 mm émises par le CO. L'excitation du CO qui conduit à l'émission de la raie à 2.6 mm se fait par collision avec les molécules de H_2 ce qui explique pourquoi cette raie est un bon traceur de la répartition de H_2 . La densité de colonne $N(H_2)$ est alors supposée directement proportionnelle à l'intensité des raies de CO W_{CO} .

30 cartes de diffus furent créées en ajustant les émissivités aux observations du LAT. Chacune de ces cartes correspond à une gamme en énergie espacée logarithmiquement entre 0.5 et 100 GeV. Le modèle d'émission Compton inverse a été calculé en utilisant l'outil de propagation des rayons cosmiques GALPROP⁶ (Strong *et al.* 2000).

Le modèle obtenu est distribué par la collaboration *Fermi* sous forme d'un fichier *gal_2yearp7v6_v0.fits*⁷. Le spectre de diffus Galactique exposé en figure II.3 montre que le flux diminue fortement avec l'énergie. Pour les sources dont le flux diminue moins vite que celui du diffus, il pourra donc être intéressant de s'en affranchir en ne sélectionnant les photons qu'à haute énergie.

II.3.2 Diffus Extra-Galactique

Le flux de cette composante est bien inférieur à celui de la composante précédente. Elle fut découverte sous forme d'un diffus isotrope dans les données de OSO 3 et SAS-2 (Clark *et al.* 1968; Fichtel *et al.* 1978) puis confirmée par EGRET (Sreekumar *et al.* 1998). Son origine reste à ce jour partiellement non-élucidée. A l'instar du fond diffus Galactique qui provient de sources non résolues,

6. GALPROP peut être trouvé à l'adresse <http://galprop.stanford.edu/>

7. Ce fichier peut être trouvé à l'adresse : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

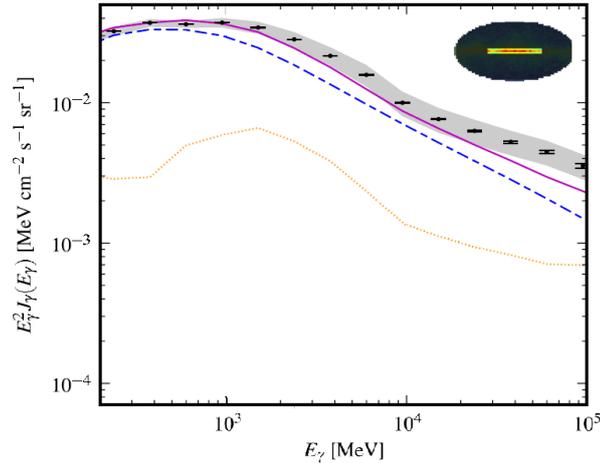


Figure II.3 - Spectre de la région du plan Galactique adapté de la référence Ackermann *et al.* (2012b). Les points noirs représentent les points spectraux obtenus dans la région du centre Galactique ($-80^\circ < l < +80^\circ$ et $-8^\circ < b < +8^\circ$) dans laquelle l'émission diffuse est la plus importante. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude statistique tandis que la zone grisée montre les incertitudes systématiques dues à l'incertitude sur la surface efficace. La courbe magenta montre le modèle d'émission prenant en compte l'émission des sources ponctuelles (courbe pointillée orange), celle du diffus Galactique (tiretée bleue) et celle du diffus isotrope composé du diffus extra-Galactique et de la contribution des rayons cosmiques interagissant avec l'instrument (cf section II.3.2). On peut voir que le rapport entre l'émission diffuse Galactique et celle des sources détectées par *Fermi* décroît fortement au-dessus de quelques GeV.

le diffus extra-Galactique peut partiellement s'expliquer par des sources extra-galactiques non détectées. Ces sources peuvent être des AGNs, des sursauts γ , des galaxies à flambées d'étoiles ou autre. À ces sources viennent s'ajouter des processus à plus grande échelle comme l'interaction entre les rayons cosmiques de ultra-haute énergie et les photons du CMB ou infrarouge du rayonnement diffus extra-Galactique, la formation de structures importantes (comme des amas de Galaxies) ou l'émission due à la matière noire.

La fraction d'émission diffuse attribuée à ces sources non résolues est estimée entre 50 et 80%. Comme pour les pulsars dans le cas du diffus Galactique, il est possible d'estimer la portion qui peut être due à une espèce en particulier. Ainsi la portion attribuée aux blazars est elle estimée à $\sim 23\%$ ⁸.

La figure II.4 montre le spectre mesuré par le LAT. Ce spectre est obtenu par ajustement du flux dans plusieurs gammes en énergie. La région d'étude est restreinte à la partie du ciel qui est loin du plan Galactique ($|b| > 30^\circ$) et l'émission diffuse Galactique est soustraite. Le spectre obtenu est bien ajusté par une loi de puissance d'indice ~ 2.4 et de flux intégré entre 0.1 et 100 GeV $\sim 1.03 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le modèle de diffus extra-Galactique n'a pas besoin d'être décliné en cartes comme le diffus Galactique puisqu'il est isotrope. Il est donc fourni sous la forme d'un fichier texte *iso_p7v6XXX.txt*⁹. Cependant ce fichier ne contient pas que l'information sur le diffus extra-Galactique. Il intègre aussi de l'information sur l'émission résiduelle isotrope de rayons cosmiques interprétés comme des pho-

8. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/mtgs/symposia/2012/program/thu/MAckermann.pdf>

9. Ce fichier peut être trouvé à l'adresse : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html> en remplaçant XXX par *source* ou *clean* (cf. Chapitre IV)

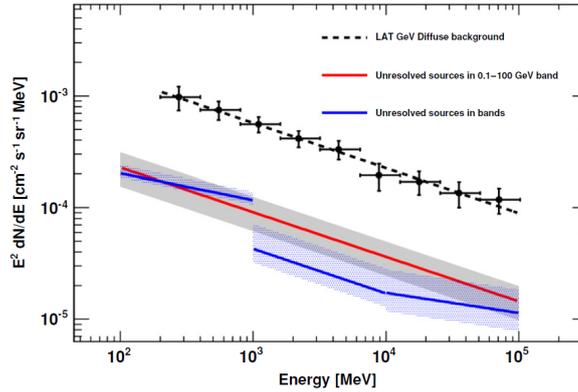


Figure II.4 - Spectre de l'émission diffuse extra-Galactique. La courbe noire tiretée représente le spectre mesuré par le LAT tandis que les courbes rouges et bleues correspondent à une estimation de la fraction due aux sources non-résolues par le LAT. Figure extraite de Abdo *et al.* (2010d).

tons comme il sera discuté au chapitre V. Le fichier contient la somme du flux différentiel de ces deux composantes pour 20 intervalles en énergie espacés logarithmiquement entre 0.4 et 400 GeV.

II.4 Poussières d'étoiles

Deux ans après la découverte du neutron par J. Chadwick en 1932, W. Baade et F. Zwicky proposent l'existence des étoiles à neutrons (Baade & Zwicky 1934). De telles étoiles se créeraient lors de la mort d'étoiles massives. Dans ce paragraphe nous reviendrons sur le vestige de l'explosion initiale qui s'étend dans le milieu ambiant et sur le devenir du coeur de l'étoile.

II.4.1 Vestiges de Supernovae

De même que sa vie, la mort d'une étoile est dictée par sa masse. Si sa masse est supérieure à $\sim 8 M_{\odot}$, alors une étoile peut déclencher les réactions de fusion jusqu'à la formation d'un noyau de fer. Lorsque les réactions nucléaires ne sont plus assez efficaces pour compenser la gravité, l'étoile s'effondre de manière catastrophique et finit sa vie dans une gigantesque explosion appelée supernova. Deux réactions vont permettre de dissiper l'énergie gravitationnelle : la photo-dissociation du fer ($\gamma + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$) qui nécessite beaucoup d'énergie et la capture électronique ($e^{-} + p^{+} \rightarrow n + \nu_e$) qui diminue la pression électronique. Si l'étoile a une masse supérieure à $\sim 25 M_{\odot}$, rien ne peut compenser l'effondrement gravitationnel et l'étoile finit sa vie en trou noir.

Cependant, si la masse est inférieure, la réaction de capture électronique s'équilibre lorsque la matière atteint une densité d'environ $4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$. La matière devient alors opaque aux neutrinos. Lorsqu'elle atteint une densité proche de $5 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, l'interaction forte permet de compenser la gravité et l'effondrement s'arrête. Une étoile à neutrons est née. Nous les présenterons au paragraphe suivant. L'explosion sera alors une supernova de type Ib, Ic, II ou "à effondrement de coeur". Les supernovae de type Ia sont quant à elles dues à l'accrétion de matière autour de naines blanches et ne créent pas de pulsar. Elles ne seront donc pas discutées dans la suite de ce paragraphe.

Les couches externes de l'étoile qui a donné naissance au pulsar vont être projetées à des vitesses importantes dans le milieu ambiant. Comme discuté au chapitre I, ce phénomène va créer une onde de choc à l'avant des éjectas de l'étoile qui se propage dans le milieu interstellaire. Ces ondes de choc vont pouvoir accélérer des particules chargées. Celles-ci vont rayonner grâce aux processus présentés au chapitre I. L'accélération par onde de choc étant aussi le processus en jeu dans les nébuleuses, les spectres de ces deux objets célestes sont très proches au niveau des observations. Alors que les rayonnements radio et X s'expliquent par synchrotron, celui de haute énergie peut être dû à la diffusion Compton inverse ou à la décroissance de pions. Par exemple, le spectre de RX J1713.6–3946 (Abdo *et al.* 2011a), montré en figure II.5, implique que ce vestige de supernova (SNR pour *Supernova remnant*) accélère des électrons qui rayonnent par diffusion Compton inverse. Au contraire, celui de W44 (Ackermann *et al.* 2013b) implique l'accélération de protons qui interagissent avec ceux du nuage moléculaire voisin. Les SNRs accélèrent des rayons cosmiques jusqu'à la centaine de TeV voire du PeV, mais il n'est pas clair aujourd'hui dans quelle mesure ils participent à la partie du spectre proche du genou.

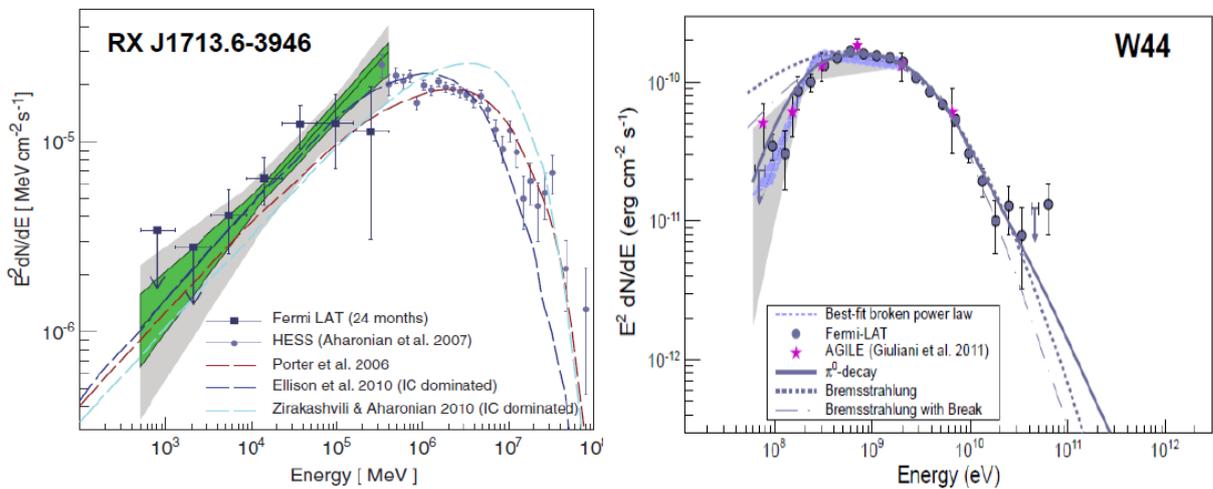


Figure II.5 - Spectre des SNRs RX J1713.6–3946 (Abdo *et al.* 2011a) et W44 (Ackermann *et al.* 2013b). Dans le premier cas, le spectre piqué est caractéristique d'électrons rayonnant par diffusion Compton inverse. Dans le second, le spectre "plat" en représentation $E^2 dN/dE$ suivi d'une coupure entre 20 et 30 MeV est caractéristique de la décroissance de pions neutres.

Au cours de sa vie, un SNR passera par quatre phases (Chevalier 1977) :

1. Dans la première phase, la dynamique est dominée par les éjectas composés des couches externes de la matière stellaire expulsées lors de la supernova.
2. La seconde phase, dite de *Sedov-Taylor*, commence lorsque l'onde de choc a balayé autant de matière interstellaire que d'éjectas de l'étoile. La dynamique n'est plus dominée par les éjectas. Ces derniers sont ralentis brutalement. Il existe une seconde onde de choc qui peut se propager vers le centre du système d'où son nom de *choc en retour*.
3. La troisième et la quatrième phase marquent la fin de la partie "non-radiative" des SNRs. A partir de ce moment, les pertes radiatives ne sont plus négligeables dans la dynamique du SNR. Plus d'informations sont disponibles sur ces deux phases dans Cioffi *et al.* (1988).

Pour l'étude des nébuleuses de pulsar, seules les phases 1 et 2 nous intéresseront. Ces phases sont souvent décrites indépendamment par des solutions *auto-similaires* qui correspondent à leurs comportements asymptotiques, i.e. loin de la période de transition de l'une à l'autre. Dans la suite nous utiliserons une description analytique et numérique de ces deux phases proposée par Truelove & McKee (1999).

La dynamique d'un SNR est principalement dirigée par trois quantités : l'énergie de la supernova E_{SN} , la masse totale des éjectas M_{ej} et la densité d'atomes n_0 (atomes cm^{-3}) ou de masse ρ_0 (en g cm^{-3}) dans le milieu ambiant. Contrairement aux nébuleuses qui sont alimentées par les pulsars, les SNRs ne reçoivent leur énergie que lors de l'explosion initiale, d'où l'importance de E_{SN} . La densité peut être contrainte par les observations X comme dans le cas de MSH 11–62 (Slane *et al.* 2012b). Dans les cas qui nous intéresseront, E_{SN} est typiquement de 10^{51} erg, la densité n_0 est comprise entre 0.1 et 10 cm^{-3} et la masse totale des éjectas sera comprise entre 1 et $10 M_{\odot}$.

Le vestige de supernova représentant l'environnement dans lequel la nébuleuse de pulsar va s'étendre, c'est lui qui va la confiner. Il est donc important de comprendre certains aspects de son évolution comme son rayon et la densité des éjectas que rencontrera la nébuleuse. Le développement proposé par Truelove & McKee (1999) s'appuie sur trois grandeurs caractéristiques de longueur, temps et masse :

$$R_{car} = M_{ej}^{\frac{1}{3}} \rho_0^{-\frac{1}{3}}, \quad (\text{II.5})$$

$$t_{car} = E_{SN}^{-\frac{1}{2}} M_{ej}^{\frac{5}{6}} \rho_0^{-\frac{1}{3}} \text{ et} \quad (\text{II.6})$$

$$M_{car} = M_{ej}. \quad (\text{II.7})$$

Une hypothèse standard est celle que la densité initiale à l'intérieur du vestige de type II est composée d'un coeur de densité constante suivi d'une répartition de densité telle que $\rho(r) \propto r^{-9}$. Le système prend alors une structure proche de celle exposée en figure II.6. Cette hypothèse implique que le vestige de supernova s'étend dans une bulle de matière éjectée par l'étoile progénitrice avant la supernova (Chevalier 1982). La vitesse de la région de transition entre ces deux régimes est donnée par (Blondin *et al.* 2001) :

$$v_{trans} = \left(\frac{40 E_{SN}}{18 M_{ej}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.8})$$

La densité des ejectas en fonction du temps s'exprime :

$$\rho_{ej}(r, t) = \frac{10}{9\pi} E_{SN} v_{trans}^{-5} t^{-3} \begin{cases} 1, & \text{si } r \leq v_{trans} t \\ \left(\frac{r}{v_{trans} t} \right)^{-9}, & \text{si } r > v_{trans} t \end{cases}, \quad (\text{II.9})$$

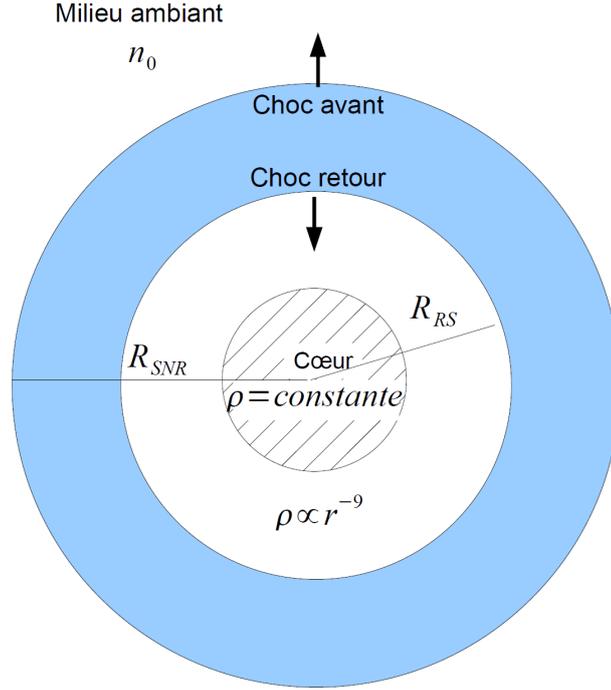


Figure II.6 - Structure d'un SNR sous les hypothèses faites dans le texte. Figure adaptée de Reynolds & Chevalier (1984).

D'après Truelove & McKee (1999) le rayon du SNR est donné par :

$$R_{SNR}(t) = \begin{cases} 1.12 \left(\frac{t}{t_{car}} \right)^{\frac{2}{3}} R_{car}, & \text{si } t \leq 0.52t_{car} \\ \left(1.42 \frac{t}{t_{car}} - 0.312 \right)^{\frac{2}{5}} R_{car}, & \text{si } t > 0.52t_{car} \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Dans ces expressions, $t \sim 0.52t_{car}$ correspond à la transition entre la phase dominée par les éjectas et celle de Sedov-Taylor. La connaissance de ces quantités nous permet d'évaluer la position du choc en retour qui est donnée par :

$$R_{RS}(t) = \begin{cases} \frac{R_{SNR}(t)}{1.19}, & \text{si } t \leq 0.25t_{car} \\ \left[0.49 - 0.16 \frac{t - 0.25t_{car}}{t_{car}} - 0.46 \ln \left(\frac{t}{t_{car}} \right) \right] \frac{R_{car}}{t_{car}} t, & \text{si } t > 0.25t_{car} \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Une fois que nous connaissons le rayon de la nébuleuse de pulsar, cette équation nous permettra de déterminer à quel moment elle rencontre le choc en retour. À partir de ce moment, la nébuleuse sera confinée par le SNR qui exercera une pression sur la nébuleuse égale à :

$$\mathcal{P}_{SNR}(R_{nebuluse}, t) = 0.074 \frac{E_{SN}}{R_{SNR}^3(t)} \quad (\text{II.12})$$

Le modèle présenté ici nous permettra de connaître l'influence de l'environnement extérieur sur les nébuleuses de pulsar. Cependant, elles sont elles-mêmes créées par la présence d'un pulsar qui émet un vent de particules relativistes. Avant d'entrer dans le détail de la nébuleuse, il est donc important de comprendre et modéliser ce pulsar ainsi que la manière dont ce vent est produit.

II.4.2 Pulsars

Définition

Lors de l'explosion, le cœur de l'étoile se comprime jusqu'à atteindre une densité de l'ordre de $\sim 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. Cette densité correspond à une taille d'une dizaine de km pour une masse de 1.4 à 3 M_{\odot} . La conservation du moment angulaire et du flux magnétique en font un astre en rotation rapide (de la dizaine à la centaine de ms) et fortement magnétisé (jusqu'à 10^{15} G). La structure de ce champ magnétique est modélisée comme un dipôle. La rotation rapide et le champ magnétique induisent un champ électrique intense qui pourra arracher les électrons de la surface de l'étoile à neutron. Leur accélération près des pôles va créer des faisceaux de rayonnement synchrotron au niveau des pôles magnétiques comme illustré en figure II.7.

La première observation d'un pulsar date de 1967 alors que J. Bell et A. Hewish observaient le ciel avec un radiotélescope construit à Cambridge pour différencier les quasars des radios Galaxies. C'est alors qu'ils détectèrent un signal périodique particulièrement stable d'environ 1.337 s ressemblant à celui décrit en figure II.7. L'article Hewish *et al.* (1968) suggère alors que cette émission pourrait venir d'une étoile à neutron ou d'une naine blanche en rotation. Cette source et toutes les suivantes seront appelées PSR pour l'anglais *Pulsating Source of Radio*. Après cette découverte suivent celles des pulsars associées à la nébuleuse du Crabe (Staelin & Reifenstein 1968) et à la région de Vela (Large *et al.* 1968).

Plusieurs modèles d'accélération des particules permettent d'expliquer le spectre du rayonnement observé pour les pulsars. Les deux types de modèles les plus connus sont les modèles d'accélération au niveau de la *Calotte polaire (Polar Cap)* et ceux où les particules sont accélérées dans des *Cavités externes (Slot Gap)*. Ces zones de la magnétosphère seraient moins denses en particules chargées que ce que nécessiterait l'état d'équilibre. Un champ électrique important se crée pour compenser ce déséquilibre. Ce champ électrique peut alors accélérer des particules chargées qui rayonnent par synchrotron, rayonnement de courbure et diffusion Compton inverse. Ces modèles ont en commun qu'ils expliquent le spectre multi-longueur d'onde des pulsars et notamment la loi de puissance avec coupure exponentielle observée par le LAT. Par exemple, la figure II.8 montre celui observé en rayons γ pour le pulsar Geminga. Il s'agit d'un spectre typique pour les pulsars observés par le LAT.

Comme exposé en figure II.7 l'axe magnétique du dipôle du pulsar n'est pas aligné avec l'axe de rotation de l'étoile. Deux cônes d'émission vont donc balayer le ciel à chaque rotation de l'étoile. Si la Terre se retrouve dans le cas illustré en figure II.7, le signal reçu ressemblera à un pic de photons arrivant une fois par rotation. Ces pulses d'émission donneront leur nom de pulsar à ces étoiles à neutrons. On note sur la figure la présence d'un *cylindre de lumière*. Le rayon de ce dernier correspond à la distance à laquelle un objet en co-rotation avec l'étoile à neutron devrait atteindre la vitesse de la lumière (c). Au-delà, les lignes de champ magnétique ne peuvent pas se refermer car il faudrait que leur vitesse dépasse c . Ces lignes de champ magnétique ouvertes vont permettre à des particules chargées issues de création de paires dans la magnétosphère proche du pulsar de s'échapper du cylindre de lumière (Goldreich & Julian 1969). Il y a alors création d'un vent de particules chargées qui va alimenter une nébuleuse que nous décrirons au chapitre suivant.

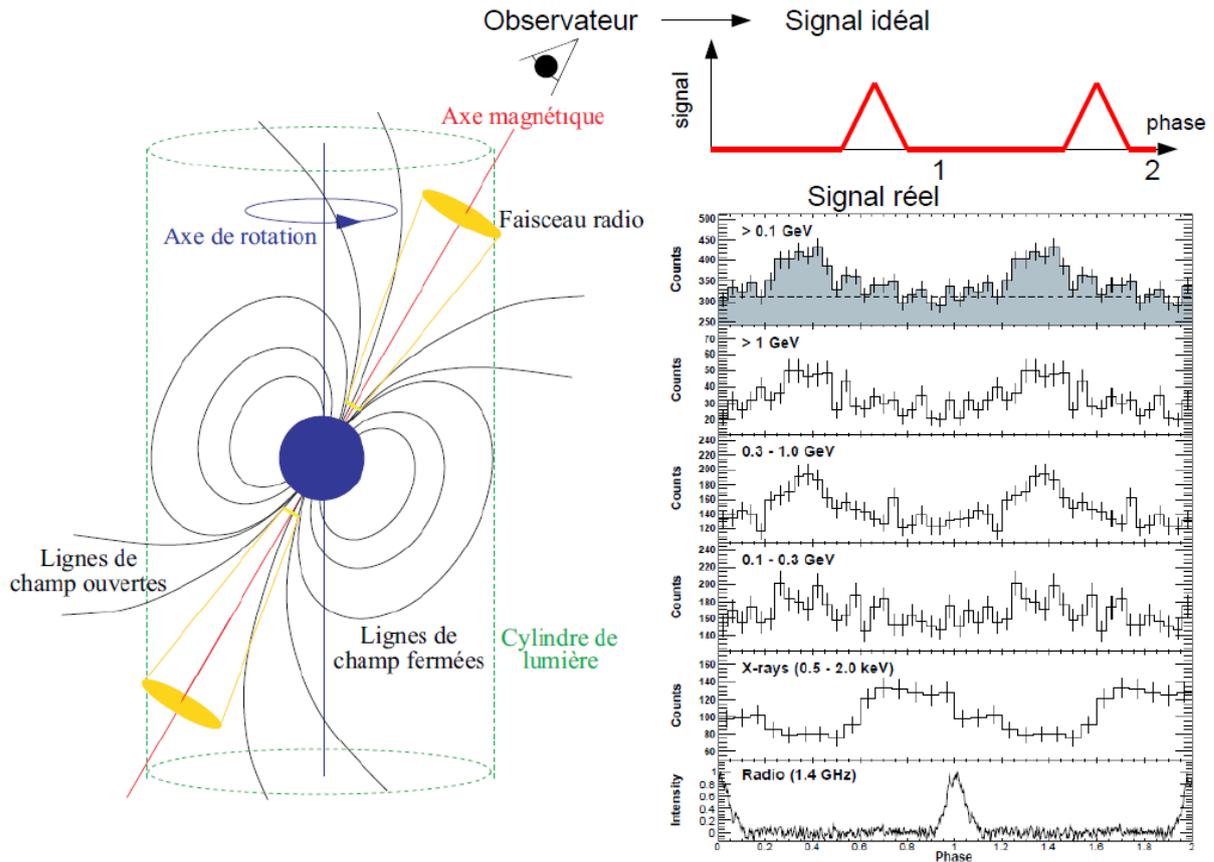


Figure II.7 - Illustration simplifiée d'un pulsar et des lignes de champ magnétique dans sa magnétosphère proche adaptée de Lorimer & Kramer (2004). Comme expliqué dans le texte, les cônes d'émission au pôle parcourent le ciel et le signal reçu sur Terre ressemble à un pic d'émission qui apparaît une fois par rotation. La figure de droite montre une courbe de lumière idéale suivie de la courbe de lumière réelle mesurée pour PSR J1357–6429 (Lemoine-Goumard *et al.* 2011b).

Modélisation

En plus de leur spectre d'émission, l'observation des pulsars permet d'obtenir, entre autres, sa période de rotation P et sa dérivée \dot{P} . En faisant plusieurs hypothèses, il est possible d'estimer les caractéristiques physiques du pulsar à partir de ces deux quantités. En premier lieu, il est possible d'estimer la perte d'énergie rotationnelle du pulsar. Pour cela, considérons le cas d'un rotateur rigide. Le moment d'inertie I est alors constant et l'énergie cinétique rotationnelle s'écrit :

$$E = \frac{1}{2} I \Omega^2, \quad (\text{II.13})$$

$$\text{Avec : } \Omega = \frac{2\pi}{P} \quad (\text{II.14})$$

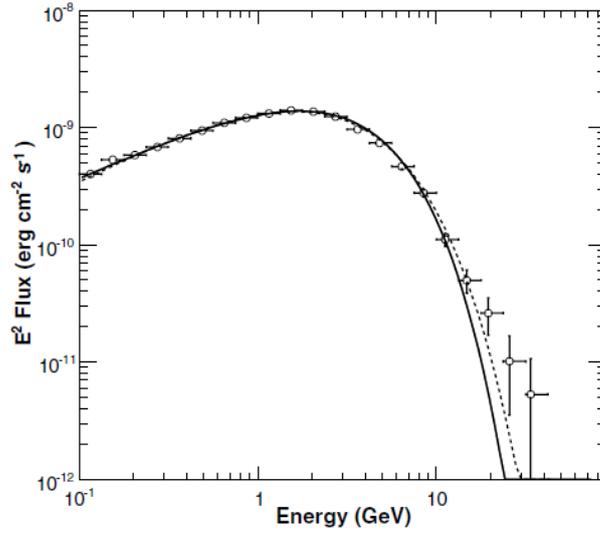


Figure II.8 - Spectre observé par le LAT venant du pulsar Geminga. Les lignes pleines et pointillées correspondent à deux ajustements du spectre en supposant des formes mathématiques qui seront explicitées au chapitre V.

Pour une sphère de 10 km et de $1.4 M_{\odot}$, $I \sim 10^{45} \text{ g cm}^2$. En dérivant l'équation II.13, on obtient :

$$\dot{E} = I\Omega\dot{\Omega} = \frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3}. \quad (\text{II.15})$$

Cette quantité sera importante lors de l'étude des nébuleuses de pulsars, puisque c'est cette perte d'énergie rotationnelle qui permettra de les alimenter. Il sera alors important de connaître l'évolution de la perte en énergie en fonction du temps afin d'obtenir l'énergie totale injectée dans la nébuleuse. Pour estimer cette variation en fonction du temps, il faut supposer que la dérivée de la pulsation est de la forme :

$$\dot{\Omega} = -k\Omega^n, \quad (\text{II.16})$$

où n est appelé indice de freinage. En dérivant l'équation II.16, il est possible de montrer que ce paramètre s'exprime :

$$n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2}. \quad (\text{II.17})$$

Si n est une constante la solution temporelle est :

$$\Omega(t) = \Omega_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{\frac{-1}{n-1}}, \quad (\text{II.18})$$

$$\text{avec : } \tau_0 = \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0}, \quad (\text{II.19})$$

où P_0 est la période initiale et τ_0 est le temps caractéristique de décroissance du pulsar. En réinjectant cette équation dans l'équation II.15 on obtient :

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{\frac{-(n+1)}{n-1}} \quad (\text{II.20})$$

On remarque que P_0 et \dot{P}_0 ne peuvent être mesurés directement. Cependant, ces quantités sont directement reliées à P et \dot{P} par l'équation II.18 à condition que l'on connaisse t , i.e. l'âge du pulsar. Il est aussi possible de l'estimer en fonction de la période rotationnelle et de sa dérivée en intégrant l'équation II.16. Au final, on montre que l'âge T_{pulsar} s'exprime :

$$T_{pulsar} = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} - \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0} = \tau_c - \tau_0, \quad (\text{II.21})$$

où τ_c représente l'âge *caractéristique* du pulsar. On remarquera que le second terme ne peut pas être estimé. Il sera souvent négligé et l'âge du pulsar sera considéré comme étant égal à τ_c , comme l'âge de la nébuleuse lorsque celui-ci ne peut pas être déterminé.

L'âge et la puissance rotationnelle perdue dépendent de l'indice de freinage. Celui-ci peut théoriquement être estimé mais, en raison du bruit de mesure, très peu ont pu l'être. Les indices de freinages mesurés sont entre 0.9 et 2.91 (Espinoza *et al.* 2011). En général, quand il ne peut être estimé, n est fixé à 3 qui est la valeur obtenue en supposant que le pulsar est un dipôle magnétique (Gold 1968).

Une autre estimation qui nous sera utile pour la modélisation des nébuleuses mais aussi pour estimer leur luminosité bolométrique sera la distance. Cette distance peut être obtenue grâce aux pulsars comme l'ont démontré Taylor & Cordes (1993). Pour cela, ils considèrent la dispersion temporelle du signal électromagnétique qui traverse le MIS. Si la fréquence d'observation ν est très grande devant la fréquence plasma, le décalage entre les temps qu'aurait mis le signal à arriver sans la présence de ce plasma t_0 et le temps d'arrivée réel t est donné par :

$$\Delta t = t - t_0 = \frac{1}{\kappa \nu^2} \int_0^d n_e dl, \quad (\text{II.22})$$

où $\kappa = 2.4 \times 10^{-4} \text{ MHz}^{-2} \text{ cm}^{-3} \text{ pc s}^{-1}$ est la constante de dispersion. L'intégrale correspond à la densité de colonne d'électrons le long de la ligne de visée et est appelée DM pour *Dispersion Measure*. Il est cependant impossible de connaître t_0 , mais on peut s'en affranchir en comparant le temps d'arrivée à deux fréquences différentes ν_1 et ν_2 .

Afin de connaître la distance d'un pulsar, il suffit d'évaluer la mesure de dispersion pour le pulsar et de la comparer à un modèle de répartition des électrons dans la Galaxie. Deux modèles existent. Le premier est celui introduit dans Taylor & Cordes (1993). Le second correspond à une amélioration apportée en 2002 et est le modèle le plus utilisé à l'heure actuelle : Cordes & Lazio (2002).

Enfin, lors de sa création, un pulsar ne naît pas immobile. En effet, la supernova n'étant jamais tout à fait symétrique, l'objet central est éjecté à des vitesses typiques de 100 à 500 km s^{-1} . Le pulsar possède donc un mouvement propre qu'il faudra prendre en compte lors de l'observation des nébuleuses.

II.5 Sources non-identifiées

Dans la recherche des accélérateurs de rayons cosmiques, l'un des attraits des rayons γ est la grande proportion de sources qui n'ont aucune contrepartie évidente à d'autres longueurs d'ondes. Ces sources représentent $\sim 30\%$ des sources du catalogue 2FGL (575 sources / 1873 détections) et $\sim 20\%$ des sources observées en rayons γ de très haute énergie (29 sources / 161 détections¹⁰).

Parmi ces sources non-identifiées peuvent se cacher de nouveaux accélérateurs cosmiques Galactiques tels que les superbulles¹¹. Mais avant de pouvoir les étudier, il faut extraire toutes celles qu'il est possible de comprendre et d'associer à une classe de sources connue. Pour trouver ces sources il est nécessaire d'utiliser les données disponibles à toutes les longueurs d'ondes.

Par exemple, la détection d'un pulsar passera par la recherche de pulsations dans les données d'un instrument. Celui-ci permettra de créer une éphéméride qui pourra par la suite être utilisée par d'autres instruments. Ainsi l'étude des pulsars en rayons γ est-elle fortement corrélée avec celle menée en radio ou en rayons X.

Une autre possibilité est de comparer les données multi-longueur d'ondes à un modèle. Cette technique a par exemple permis l'identification de HESS J1303 – 631. Il s'agit d'une source découverte dans les données de *H.E.S.S.* lors de l'observation d'une source voisine (Aharonian *et al.* 2005c). HESS J1303 – 631 fut alors classée comme accélérateur "sombre" car il n'existait aucune contrepartie que ce soit en radio, en X ou en γ de haute énergie. Ce n'est que sept ans plus tard que furent trouvés un pulsar et une émission diffuse coïncidents à partir de données du radiotélescope de Parkes et du satellite *XMM-Newton* en rayons X (Abramowski *et al.* 2012a). Grâce à ces informations les auteurs ont pu mettre en place un modèle de nébuleuse de pulsar qui explique les observations à toutes les énergies. De plus une nouvelle analyse des données *H.E.S.S.* a mis en évidence une variation de la morphologie avec l'énergie d'observation. Ce comportement est l'apanage des nébuleuses de pulsars comme il sera discuté au prochain chapitre.

HESS J1303 – 631 n'est pas un cas isolé puisque environ 30% des sources observées en rayons γ n'ont pas de contrepartie. Plusieurs hypothèses sont envisageables pour expliquer ces sources. Mais une proposition ressort parmi les autres pour expliquer les sources qui sont observées à très haute énergie et qui ne le sont pas en X et en radio. Il pourrait s'agir de nébuleuses de pulsars âgées comme proposé par de Jager *et al.* (2009). Ces dernières présentent un faible rayonnement synchrotron au profit d'un important rayonnement dû aux diffusions Compton inverse comme nous le montrerons au chapitre suivant. Ceci expliquerait l'absence ou la faible émission radio et X et la forte composante γ . C'est pourquoi les nébuleuses de pulsars sont de très sérieuses candidates pour expliquer une partie des sources observées en rayons γ de haute et de très haute énergie. Le chapitre suivant aura pour objectif de les présenter. Ceci nous permettra de déterminer si les sources étudiées aux chapitres VI, VII et VIII peuvent être des nébuleuses de pulsar.

10. Au 10/04/2013 d'après le site internet <http://tevcat.uchicago.edu/>

11. Bulles créées par la combinaison de deux processus : les vents stellaires d'étoiles massives présentes au centre de l'amas et l'explosion de ces étoiles massives en supernovae créant des ondes de choc.

CHAPITRE II. SOURCES DE RAYONS γ ET ACCÉLÉRATEURS DE RAYONS COSMIQUES GALACTIQUES

Introduction aux nébuleuses de pulsars

III.1 Introduction

Entre les vestiges de supernovae et les pulsars, présentés dans le chapitre précédent, se forme une nébuleuse de pulsar. Cet objet est alimenté par la perte d'énergie rotationnelle du pulsar. Seule une certaine fraction de cette énergie est convertie en émission pulsée. La majorité quitte la magnétosphère proche du pulsar sous forme d'un vent de particules relativistes chargées. Ces particules sont principalement des électrons et des positrons issus de la création de paires dans la magnétosphère du pulsar. Le vent crée une nouvelle onde de choc dans le milieu ambiant c'est à dire le SNR ou le milieu interstellaire si le pulsar en est sorti. Ce front d'onde délimite la nébuleuse de vent de pulsar, aussi appelée *PWN* pour *Pulsar Wind Nebula*.

Contrairement aux SNRs qui ne sont alimentés en énergie qu'une fois au moment de l'explosion, l'onde de choc de la nébuleuse de pulsar est entretenue par l'émission continue du vent provenant du pulsar. Ce vent entretient donc le front de choc. Ce dernier est capable d'accélérer les particules par les processus de Fermi présentés au chapitre I. Celles-ci forment une bulle magnétisée confinée par le milieu ambiant qui s'étend autour du pulsar comme illustré en figure III.1.

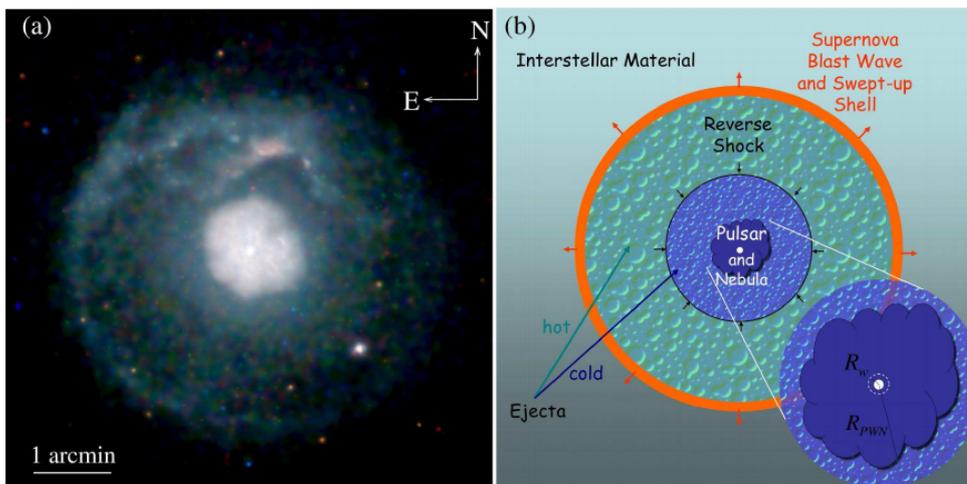


Figure III.1 - (a) Nébuleuse composite G21.5–0.9 observée en rayons X par *Chandra X-ray Observatory*. Figure extraite de Matheson & Safi-Harb (2005). (b) Schéma d'une nébuleuse en interaction avec le SNR l'entourant. Figure extraite de Gaensler & Slane (2006).

Comme il sera discuté en section III.3, l'ensemble des nébuleuses observées aujourd'hui sont parfaitement expliquées par des scénarios leptoniques. Bien qu'il existe certainement une fraction de protons accélérés au niveau du choc de la PWN, il n'existe pas d'observation qui permette de contraindre cette composante. Cette fraction de protons ne peut être estimée car le rayonnement qu'elle émet

est très faible. En effet, la nébuleuse se trouvant dans un milieu raréfié, les protons interagissent très peu avec le milieu ambiant. Par exemple, en utilisant l'équation II.9 en supposant une supernova de 10^{51} erg avec $10 M_{\odot}$ d'éjectas, la densité des éjectas rencontrée par la nébuleuse sera d'environ 1 cm^{-3} au bout de 1000 ans et d'environ 10^{-3} cm^{-3} au bout de 10 000 ans. Cette densité est bien inférieure aux 20 cm^{-3} et 100 cm^{-3} nécessaires pour reproduire les spectres des vestiges de supernovae IC 443 et W44 (Ackermann *et al.* 2013b). Dans le modèle présenté ci-dessous, seuls les leptons sont considérés ce qui implique que les bilans énergétiques sont sous-estimés et doivent être considérés comme des limites inférieures. Il existe des modèles qui considèrent également les hadrons comme par exemple ce qui est proposé dans Bucciantini *et al.* (2010).

Les leptons injectés dans la nébuleuse perdent de l'énergie¹ en émettant des photons synchrotron observés en X et en radio ainsi que des rayons γ par diffusion Compton inverse (cf chapitre I). Le spectre obtenu est alors similaire à celui de la nébuleuse du Crabe exposée en figure III.2. Ce spectre et la forme de la nébuleuse évoluent en fonction du temps à cause de changements dans leur environnement. Cette évolution fait l'objet de la section suivante.

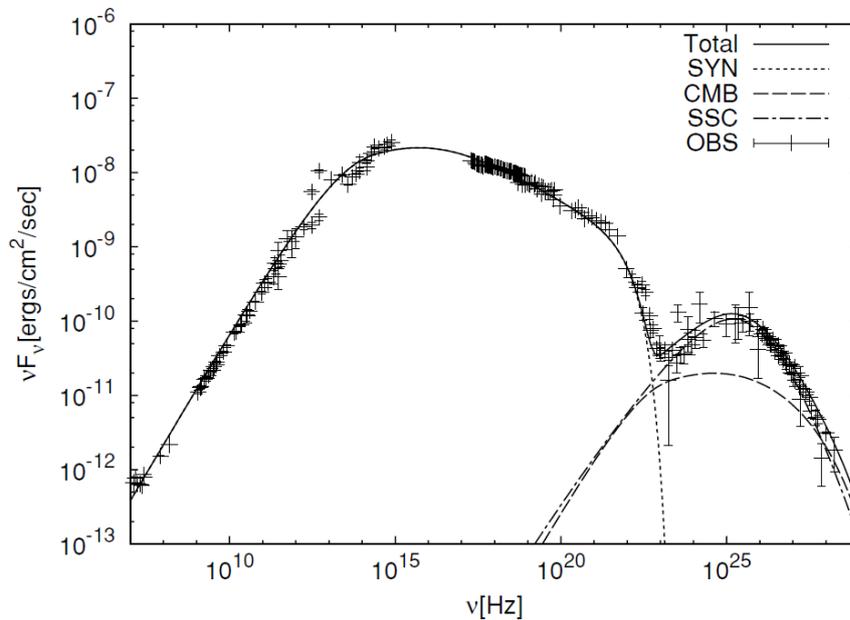


Figure III.2 - Spectre de la nébuleuse de pulsar du Crabe. Les lignes tiretées correspondent à différentes composantes du modèle d'émission Compton inverse présenté dans Tanaka & Takahara (2010). La ligne continue représente le modèle d'émission Synchrotron et Compton inverse total. Les points spectraux utilisés sont issus de mesures radio, optiques, X et γ dont les références sont données dans l'article.

III.1.1 Évolution

Il existe trois phases importantes dans la vie d'une nébuleuse de pulsar. Lors de la première phase, la nébuleuse s'étend presque librement dans le SNR. La pression à l'intérieur de la bulle diminue graduellement. Cette phase dure jusqu'à la compression de la nébuleuse par le choc en retour du

1. Il nous arrivera d'utiliser dans ce manuscrit l'expression équivalente "se refroidissent".

SNR. Dans le cas "standard" d'un SNR avec $E_{SN} \sim 10^{51}$ erg, $M_{ej} \sim 8 M_{\odot}$ et $n_0 \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$, la compression débute aux environs de ~ 5000 ans (Gelfand *et al.* 2009) et amorce la deuxième phase.

Lors de celle-ci, le choc en retour du SNR comprime la nébuleuse entraînant la diminution du rayon ainsi que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique et de la pression à l'intérieur de la nébuleuse. Lorsque cette dernière devient plus importante que celle à l'extérieur du choc en retour, la nébuleuse s'étend à nouveau. Il s'ensuit une succession d'oscillations qui durent jusqu'à ce que le SNR rentre dans sa phase radiative. Dans le même cas "standard", la première compression et la première ré-expansion se terminent aux alentours de 20 000 et 55 000 ans. Il est possible que le pulsar sorte de la nébuleuse lors de la phase de compression et y rentre une nouvelle fois lors de la phase d'expansion.

S'il n'est pas sorti définitivement lors de la phase de compression, le pulsar sortira ultérieurement grâce à la vitesse qu'il a acquis lors de sa création qui est de l'ordre de $100\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$. Il alimentera autour de lui une nouvelle nébuleuse confinée par le milieu dans lequel il se déplace. L'ancienne nébuleuse continuera à évoluer sans injection récente d'énergie et deviendra une nébuleuse relique.

Ces phases ne tiennent cependant pas compte de l'évolution même du pulsar. Comme le montre l'équation II.20, la quantité d'énergie qu'il libère dépend du temps. Si le temps caractéristique de diminution d'énergie rotationnelle τ_0 (définie en équation II.19, au chapitre précédent) est inférieur au temps d'arrivée du choc en retour, le pulsar injectera significativement moins d'énergie. Ce qui conduira à une décélération de l'expansion. Ces deux dernières phases sont importantes pour comprendre les observations de certaines nébuleuses qui ne ressemblent pas au profil dressé dans la première section. Ces différences spectrales ou morphologiques peuvent être expliquées par des disparités dans l'environnement de la nébuleuse telles que celles exposées dans la section suivante.

III.1.2 Observations

Dans ce paragraphe, nous regrouperons quelques observations marquantes des nébuleuses de pulsars qui pourront être utiles dans la suite de cette thèse.

Historiquement les nébuleuses de pulsars² sont des sources radio décrites par :

- une morphologie remplie (à opposer à une forme en coquille),
- un spectre en loi de puissance $F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ où ν est la fréquence d'observation et $\alpha \in [0, -0.3]$,
- un champ magnétique structuré.

Elles n'étaient alors observées qu'en radio et en rayons X. C'est avec l'arrivée de satellites X de plus en plus précis que sont observés des comportements particuliers comme (de Jager & Djannati-Ataï 2009) :

- la possible présence de jets indiquant l'axe du pulsar comme dans le cas de MSH 15–52 (Aharonian *et al.* 2005d),
- ou le refroidissement des électrons présents dans la nébuleuse en fonction de la distance au pulsar.

L'une des nébuleuses qui montrent un tel comportement est la nébuleuse G18.0–0.7 aussi détectée en rayons γ sous le nom de HESS J1825–137 (Aharonian *et al.* 2005b; Grondin *et al.* 2011). L'ajustement du spectre dans 12 portions d'anneaux centrés sur le pulsar a mené les auteurs de Aharonian *et al.* (2006c) à montrer que l'indice spectral diminue avec la distance. Ce dernier passe d'un indice de -1.9 au centre de la nébuleuse à -2.4 à 1.2° du centre. Deux raisons peuvent expliquer

2. A l'origine dénommées plériions. Il s'agit d'un terme inventé par Weiler & Panagia (1978) et dérivé du Grec ancien *pleres* signifiant "plein, rempli".

cette variation :

1. la perte d'énergie des électrons pendant leur propagation,
2. une vitesse de diffusion qui dépend de l'énergie.

La variation d'indice est équivalente à une morphologie qui dépend de l'énergie à laquelle la nébuleuse est observée. En découpant la gamme en énergie en trois bandes, les auteurs de Abramowski *et al.* (2012a) ont ainsi montré le même comportement pour la nébuleuse HESS J1303 – 631.

Ce refroidissement des électrons est aussi responsable de la différence de morphologie observée au TeV et en rayons X. En effet, la taille de la nébuleuse G18.0–0.7 observée en X est de 5' contrairement aux 30' mesurés par HESS. Pour un champ magnétique de $10 \mu\text{G}$ le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons émettant des photons de 1 keV est inférieur à la centaine d'années. Ceci implique que les électrons perdent très vite de l'énergie et le rayonnement synchrotron passe en dessous du seuil de sensibilité des détecteurs X. Le rayonnement observé en synchrotron trace donc l'évolution très récente de la nébuleuse. Au contraire, le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons émettant des photons de 10 TeV est de l'ordre de 10 000 ans. Ce qui est supérieur ou comparable à l'âge des nébuleuses observées. Les électrons perdent moins vite leur énergie ce qui permet de tracer l'évolution de la nébuleuse sur toute sa vie. Ainsi les électrons qui ont diffusé le plus loin sont encore visibles en rayons γ alors qu'ils ne le sont plus en rayons X.

Une autre caractéristique de la nébuleuse HESS J1825–137 est son extension asymétrique par rapport à la position du pulsar. En effet, on peut voir sur la figure III.3 que l'émission n'est pas symétrique par rapport à la position de PSR J1826–1334, le pulsar supposé alimenter la nébuleuse. Jusqu'à maintenant, nous ne nous sommes intéressés qu'à des cas idéaux à symétrie sphérique comme celui de la jeune nébuleuse de pulsar G21.5–0.9 présentée en figure III.1. Malheureusement, l'explosion de la supernova et le milieu aux alentours d'un SNR ne sont pas toujours isotropes. Il peut exister un milieu plus dense d'un côté que de l'autre, par exemple si le SNR s'étend proche d'un nuage moléculaire. L'interaction des nébuleuses avec ces milieux plus denses a été étudiée à l'aide de simulations à deux dimensions telles que celles menées dans Blondin *et al.* (2001). Les auteurs montrent que le choc en retour reviendra plus vite dans la direction du nuage et confinera la nébuleuse. Cette dernière prendra alors une forme asymétrique telle celle présentée en figure III.3. Dans Lemière *et al.* (2006), les auteurs ont montré la présence de sept régions de grande densité dans la ligne de visée de HESS J1825–137. L'un de ces nuages se trouve à ~ 4 kpc ce qui est proche de la distance de la nébuleuse (3.9 kpc). Ce nuage fait $\sim 4 \times 10^5 M_{\odot}$ et peut expliquer l'arrivée plus rapide du choc en retour dans la direction nord-est ce qui a entraîné l'extension de la nébuleuse dans la direction opposée.

Dans des cas extrêmes, il est possible que la nébuleuse soit déplacée par rapport à la position du pulsar qui l'alimentait. Aussi existe-t-il des nébuleuses reliques décalées par rapport au pulsar telle que celle présentée au chapitre VII. Ceci rend leur identification plus difficile et implique que les nébuleuses ne sont pas forcément autour du pulsar mais se trouvent à proximité.

35 sources correspondant à ce critère ont été détectées par les instruments Čerenkov. Il s'agit de nébuleuses clairement identifiées qui forment la classe de sources Galactiques la plus peuplée au TeV. La seconde classe étant les sources non-identifiées avec 27 détections. Certaines de ces sources appelées "accélérateurs sombres" n'ont aucune contre-partie en radio ou en X. Dans de Jager & Djannati-Ataï (2009), les auteurs proposent qu'il puisse s'agir de nébuleuses de pulsar reliques. Lors de leur expansion, ces dernières ont vu leur champ magnétique diminuer de manière importante jusqu'à ce que le rayonnement synchrotron devienne indétectable. Ce comportement peut être retrouvé à l'aide de modèles tel que celui utilisé dans cette thèse et qui fait l'objet de la section suivante.

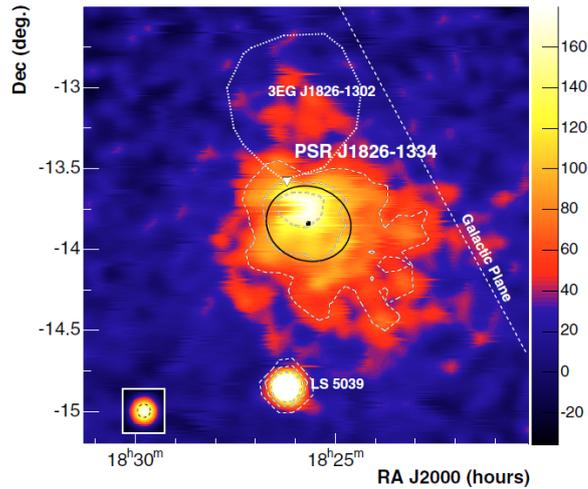


Figure III.3 - Carte d'excès de la nébuleuse HESS J1825–137 extraite de Aharonian *et al.* (2006c). Les contours de la source avec une significativité de 5, 10 et 15 σ sont représentés par les pointillés blancs. La position de PSR J1826–1334 est symbolisée par la flèche blanche. On voit que l'extension de la nébuleuse est asymétrique par rapport à la position du pulsar. Le maximum d'émission est aussi décalé par rapport au pulsar.

III.2 Présentation du modèle

III.2.1 Concept

Les modèles proposés dans la littérature reproduisent souvent soit la dynamique de la nébuleuse, soit son rayonnement. Le modèle présenté ici dépend du temps tel que celui proposé par Reynolds & Chevalier (1984) et essaye d'évaluer les deux. L'idée de base est de considérer la nébuleuse comme une bulle isobare en expansion que l'on fait évoluer en fonction du temps. Les électrons sont injectés par le pulsar en suivant un spectre déterminé. Ils perdent de l'énergie tout en se propageant. Le calcul de la quantité d'électrons injectés et de leurs pertes d'énergie va permettre de déterminer la pression à l'intérieur de la nébuleuse. C'est cette dernière qui va diriger la dynamique de la nébuleuse.

La dynamique est liée à l'injection d'énergie par le pulsar en fonction du temps ainsi qu'à l'interaction avec les éjectas et le choc en retour du SNR. La prise en compte de ces phénomènes sera détaillée en section III.2.3. Les observables qui peuvent se relier à la dynamique ne sont pas nombreuses. Il s'agira par exemple de la taille de la source qui dépendra elle-même de son âge. Un autre exemple serait la vitesse d'expansion de la nébuleuse telle que celle de $(630 \pm 70)d_{3.2\text{kpc}} \text{ km s}^{-1}$ mesurée pour la nébuleuse de pulsar 3C58 en radio (Bietenholz 2006).

Le rayonnement observé dépendra du spectre des particules présentes dans la nébuleuse à un temps donné. Ce dernier dépend lui même du spectre d'injection de particules par le pulsar, de leur perte d'énergie en fonction du temps et d'autres quantités propres à chaque processus d'émission. Il s'agira de la valeur du champ magnétique pour l'émission synchrotron et de la densité d'énergie disponible dans les champs de photons ambiants pour l'émission Compton inverse. Le spectre d'émission obtenu sera comparé aux points spectraux multi-longueurs d'ondes, comme ceux montrés en figure III.2.

La résolution complète des équations magnéto-hydrodynamiques dépendantes du temps nécessiterait des modèles complexes considérant au moins deux dimensions comme celui présenté dans Blondin *et al.* (2001). De tels modèles sortent du cadre de cette thèse. Le modèle présenté ici est à une dimension dans le sens où toutes les quantités sont supposées être à symétrie sphérique. Elles ne dépendent donc que de la distance au centre de la nébuleuse. Ce modèle est semi-analytique et ses caractéristiques sont présentées dans la section suivante.

III.2.2 Injection

Le point de départ est de modéliser l'injection de particules par le pulsar. Cette injection dépend des mécanismes invoqués pour accélérer les particules. Le mécanisme de Fermi du premier ordre est souvent cité. Cependant il est à noter que ce mécanisme est plus efficace si le champ magnétique est parallèle à la normale au choc. Les chocs en jeu dans les nébuleuses de pulsars sont au contraire proches de la configuration où le champ magnétique est perpendiculaire à la normale au choc. Dans cette configuration, les mécanismes de Fermi semblent plus difficile à envisager et d'autres processus ont été proposés comme la reconnexion magnétique (Coroniti 1990) ou l'absorption par résonance cyclotron (Amato 2003). A l'instar des mécanismes de Fermi d'ordre 1 présentés au chapitre I, ces processus prédisent un spectre d'injection en loi de puissance d'indice ~ 2 .

Cependant il existe une énergie maximale E_{max} au-delà de laquelle les particules ne peuvent plus être accélérées. Cette énergie dépend du champ magnétique et du rayon du choc et de l'âge de la source. Au-delà de cette énergie, le rayon de gyration des particules est supérieur au rayon du choc et les particules s'échappent rapidement. La prise en compte de ce phénomène se fait en multipliant la loi de puissance par une coupure exponentielle à E_{max} . Les particules sont alors injectées en suivant le spectre :

$$n_{inj}(E, t) = n_{inj,0}(t) E^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_{max}}\right). \quad (\text{III.1})$$

Cependant, l'observation de certaines nébuleuses comme 3C58 (Slane *et al.* 2008) a montré que leur spectre d'injection n'est pas bien reproduit par une loi de puissance simple mais nécessite l'ajout d'une cassure. Le spectre d'injection est alors décrit par deux lois de puissances d'indices α et β qui se joignent à l'énergie E_b . Le spectre d'injection s'exprime alors :

$$n_{inj}(E, t) = n_{inj,0}(t) \begin{cases} \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_{max}}\right), & \text{si } E < E_b \\ \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\beta} \exp\left(-\frac{E}{E_{max}}\right), & \text{si } E \geq E_b. \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

Un autre spectre possible est celui proposé par A. Spitkovsky (Spitkovsky 2008). La simulation du choc à deux dimensions menée par l'auteur montre que le spectre de particules chargées obtenues après le choc prend la forme d'une Maxwellienne de température équivalente à l'énergie E_{bol} à laquelle s'ajoute une loi de puissance. Ce spectre, créé par la présence de reconnexion magnétique, a

été adapté au cas d'une nébuleuse de pulsar par Fang & Zhang (2010a) :

$$n_{inj}(E, t) = n_{inj,0}(t) \begin{cases} \frac{E}{E_{bol}} \exp\left(-\frac{E}{E_{bol}}\right), & \text{si } E \leq E_{min} \\ \frac{E}{E_{bol}} \exp\left(-\frac{E}{E_{bol}}\right) + f \left(\frac{E}{E_{bol}}\right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_{max}}\right), & \text{si } E > E_{min} \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

où f est un coefficient de normalisation de la loi de puissance. On note qu'il existe dans cette fonction une discontinuité à l'énergie E_{min} . D'après les auteurs, cette dernière n'introduit pas de changement dans les résultats.

Les spectres présentés ici sont paramétrés de manières différentes. Cependant, ils dépendent tous de leur normalisation $n_{inj,0}(t)$ qui dépend du temps alors que les autres paramètres sont supposés constants lors de l'évolution de la nébuleuse. Puisque le vent est produit par le pulsar, il est possible de relier ce paramètre à la perte d'énergie rotationnelle du pulsar. Pour cela il suffit d'égaliser l'équation II.20 à la puissance prédite par le spectre d'injection considéré :

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} n_{inj}(E, t) E dE = \eta \dot{E}(t), \quad (\text{III.4})$$

où \dot{E} est la perte d'énergie rotationnelle dont la dépendance en temps est donnée par l'équation II.20 (cf chapitre II) et η correspond à la fraction de l'énergie perdue par le pulsar convertie en vent de particules. η est un des paramètres ajustés du modèle. Nous supposons qu'il ne dépend pas du temps. Dans le modèle présenté par la suite, le mouvement propre du pulsar est négligé, le pulsar ne sort donc jamais de la nébuleuse et continue à injecter des particules. Il existe des modèles plus complexes (voir par exemple Gelfand *et al.* 2009) qui prennent en compte cet effet et arrêtent l'injection de particules lorsque le pulsar est sorti de la nébuleuse. Une fois l'équation III.4 résolue, il est possible de faire évoluer les particules et de déterminer la quantité d'énergie contenue sous forme de particules à un temps t : $E_{part}(t)$.

III.2.3 Dynamique

L'énergie injectée par le pulsar va influencer sur la dynamique de la nébuleuse. Le modèle d'évolution du rayon de la nébuleuse s'appuie sur les travaux présentés dans Gelfand *et al.* (2009) et est basé sur la conservation de l'impulsion. La PWN est considérée comme une bulle de pression interne \mathcal{P}_{PWN} qui s'étend dans le milieu ambiant à la vitesse ϑ_{PWN} . Ce dernier est composé d'éjectas de densité ρ_{ej} qui seront balayés par la PWN et formeront une coquille de matière de masse M_{sw} à l'extérieur de la nébuleuse. Cette coquille se déplacera à la vitesse d'expansion de la nébuleuse.

Soit R_{PWN} le rayon de la nébuleuse. Le gradient de pression entre l'intérieur de la nébuleuse et le milieu extérieur se traduit par une force qui s'exerce sur la nébuleuse. La conservation de l'impulsion s'écrit alors :

$$\frac{d}{dt} (M_{sw} \vartheta_{PWN}) = 4\pi R_{PWN}^2 (\mathcal{P}_{PWN} - \mathcal{P}_{SNR}(R_{PWN})) \quad (\text{III.5})$$

Une fois les différents termes déterminés, cette équation nous permettra d'obtenir la vitesse d'expansion de la nébuleuse. Celle-ci nous fournira l'évolution du rayon de la PWN à un temps t . Les

détails de l'algorithme sont décrits dans Gelfand *et al.* (2009), nous nous contenterons ici de décrire le phénomène. La pression exercée par le SNR sur la PWN a été présentée au chapitre précédent en équation II.12. La pression à l'intérieur de la nébuleuse est la somme de deux composantes : 1) la pression magnétique et 2) la pression due aux particules.

Le champ magnétique est supposé être le même dans toute la nébuleuse et donc ne pas dépendre du rayon. Son intensité est calculée à partir de la valeur de l'énergie contenue sous forme de champ magnétique dans la nébuleuse. Pour déterminer son évolution, on considère que l'injection d'énergie se fait uniquement sous forme d'un vent de particules chargées et d'un champ magnétique. La portion de la perte d'énergie rotationnelle (\dot{E}) injectée dans la nébuleuse sous forme de champ magnétique est donc $1 - \eta$. L'énergie injectée entre le temps t_1 et le temps t_2 est donc :

$$E_{B,i}^{t_1 \rightarrow t_2} = (1 - \eta) \int_{t_1}^{t_2} \dot{E}(t) dt, \quad (\text{III.6})$$

où $\dot{E}(t)$ est donné par l'équation II.20. Cependant il ne suffit pas d'additionner l'injection d'énergie de tous les pas en temps depuis $t_1 = 0$ pour obtenir l'énergie totale contenue sous forme de champ magnétique dans la nébuleuse. En effet, il faut prendre en compte l'effet des pertes adiabatiques sur E_B . Pour cela, l'énergie magnétique est calculée itérativement grâce à la formule :

$$E_B(t + \Delta t) = \begin{cases} \text{Energie précédente corrigée des pertes adiabatiques} + \text{Injection d'énergie} \\ \frac{R_{PWN}(t)}{R_{PWN}(t + \Delta t)} E_B(t) + E_{B,i}^{t \rightarrow t + \Delta t} \end{cases}, \quad (\text{III.7})$$

où $E_{B,i}^{t \rightarrow t + \Delta t}$ est donné par la formule III.6. Cette étape nous donne l'évolution de l'énergie magnétique dans la nébuleuse en fonction du temps. La densité d'énergie magnétique (U_B) est donnée par (Rybicki & Lightman 1979) :

$$U_B(t) = \frac{B^2(t)}{8\pi}. \quad (\text{III.8})$$

Puisque le champ magnétique est le même en tout point de la nébuleuse, l'énergie magnétique est donnée par :

$$E_B(t) = \frac{4\pi}{3} R_{PWN}^3(t) U_B(t) = \frac{4\pi}{3} R_{PWN}^3(t) \frac{B^2(t)}{8\pi}. \quad (\text{III.9})$$

Connaissant l'énergie magnétique au temps t , l'intensité du champ magnétique est donc donnée par :

$$B(t) = \sqrt{\frac{6 E_B(t)}{R_{PWN}^3(t)}}. \quad (\text{III.10})$$

La pression magnétique s'exprime alors comme :

$$\mathcal{P}_B = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (\text{III.11})$$

La pression des particules dans la nébuleuse est calculée à partir de l'énergie totale présente sous forme de particules dans la nébuleuse. Pour l'obtenir, il suffit de connaître le spectre de particules à l'intérieur de la nébuleuse $N(E)$. Ce dernier dépend de la quantité de particules que l'on injecte, de la manière dont elles vont "vieillir" (c'est à dire perdre de l'énergie en fonction du temps) et de la quantité qui va s'échapper. Mathématiquement, cela se traduit par l'équation cinétique décrite dans Aharonian *et al.* (1997) :

$$\frac{\partial N(E)}{\partial t} = \left\{ \begin{array}{l} \text{Injection} - \text{Pertes par échappement} + \text{Variation d'énergie des particules} \\ n_{inj}(E, t) - \frac{N(E)}{\tau_{ech}} + \frac{\partial}{\partial E}[PN(E)] \end{array} \right. , \quad (\text{III.12})$$

où τ_{ech} est le taux d'échappement des particules et P est la puissance perdue par les particules. Pour obtenir P , il faut prendre en compte les différents processus de perte d'énergie. Ces derniers dépendent eux-même de l'énergie initiale de la particule. Considérons l'évolution de particules injectées au temps t_1 qui perdent de l'énergie jusqu'au temps t_2 . Deux processus rentrent en jeu : les pertes par rayonnement et les pertes adiabatiques.

- Les pertes par rayonnement se font par les processus décrits au chapitre I. Ces pertes correspondent à :

$$\Delta E = - \int_{t_1}^{t_2} (P_{SYNC}(E(t)) + P_{IC}(E(t))) dt, \quad (\text{III.13})$$

où P_{SYNC} et P_{IC} sont les puissances émises par rayonnement synchrotron et Compton inverse données par les équations I.13 et I.15.

- D'autre part, l'expansion de la nébuleuse entraîne le refroidissement des particules par pertes adiabatiques. D'après de Jager & Harding (1992) le taux de pertes s'exprime :

$$P_{ad} = \frac{E}{3} \left(\vec{\nabla} \cdot \overrightarrow{\vartheta}_{PWN} \right). \quad (\text{III.14})$$

Cette perte sera calculée comme :

$$P_{ad} = \frac{E}{3 \langle R_{PWN} \rangle} \frac{dR_{PWN}}{t_2 - t_1}, \quad (\text{III.15})$$

où $dR_{PWN} = R_{PWN}(t_2) - R_{PWN}(t_1)$ et $\langle R_{PWN} \rangle = (R_{PWN}(t_2) + R_{PWN}(t_1))/2$.

La puissance totale perdue par les particules à l'intérieur de la nébuleuse est alors obtenue en sommant ces deux composantes.

Le temps caractéristique d'échappement est calculé comme le temps nécessaire pour diffuser d'une longueur correspondant à la taille de la PWN. Dans le cas de la diffusion de Bohm³, ce taux

3. Le coefficient de diffusion D est souvent paramétré par une loi de puissance en fonction de l'énergie : $D \propto E^\alpha$ avec $\alpha \in [0, 1]$. La diffusion de Bohm correspond au cas où le coefficient de diffusion D est directement proportionnel à l'énergie. Il s'agit donc de la diffusion la plus efficace.

s'exprime⁴ (par exemple dans Zhang *et al.* 2008) :

$$\tau_{ech} = 3.4 \times 10^4 \left(\frac{B}{10\mu G} \right) \left(\frac{E}{10\text{TeV}} \right)^{-1} \left(\frac{R_{PWN}}{1\text{pc}} \right)^2 \text{ ans} \quad (\text{III.16})$$

Avec les équations III.13, III.15 et III.16, il est possible de résoudre l'équation III.12 qui a pour solution (Aharonian *et al.* 1997) :

$$N(E, t) = \int_{t_0}^{t_2} \frac{P(\xi_t) n_{inj}(\xi_t, t_1)}{P(E)} \exp\left(\int_{t_1}^{t_2} \frac{d\tilde{t}}{\tau_{ech}(\xi_{\tilde{t}})}\right) dt_1, \quad (\text{III.17})$$

où $t_2 - t_0$ donne l'âge de la nébuleuse et ξ_t correspond à l'énergie qu'avaient les électrons lors de leur injection à t_1 s'ils ont aujourd'hui (à t_2) une énergie E_e . La résolution de cette équation se fait de manière numérique.

Ce spectre nous permet de calculer l'énergie contenue sous forme de particules dans la nébuleuse. Celle-ci s'exprime simplement :

$$E_{part}(t) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} EN(E, t) dE \quad (\text{III.18})$$

En supposant que les particules sont relativistes et se comportent comme un gaz parfait d'indice $\gamma = 4/3$, la pression qui leur est associée est alors donnée par :

$$\mathcal{P}_{part} = \frac{E_{part}}{3 \frac{4\pi}{3} R_{PWN}^3} = \frac{E_{part}}{4\pi R_{PWN}^3}. \quad (\text{III.19})$$

La pression à l'intérieure de la nébuleuse est alors déterminée par la somme des équations III.11 et III.19. Une fois réintroduites dans l'équation III.5, ces pressions permettent de déterminer la vitesse à laquelle s'étend la nébuleuse. Celle-ci est alors utilisée pour déterminer l'évolution du rayon de la nébuleuse. Le rayon détermine quant à lui la masse d'éjectas balayés grâce à l'équation II.9 et le système est résolu de manière itérative comme exposé dans Gelfand *et al.* (2009). La dynamique de la nébuleuse est donc parfaitement définie.

La résolution du problème est inspirée de Gelfand *et al.* (2009) où est présentée l'évolution des différents paramètres en fonction du temps. La figure III.4 montre l'évolution de deux d'entre eux : le rayon et le champ magnétique. Si l'on regarde l'évolution du rayon en fonction du temps, on retrouve les différentes phases décrites en section III.1.1 : (1) l'expansion quasi-libre de la nébuleuse jeune, (2) la compression par le choc en retour du SNR et (3) une nouvelle expansion dans le SNR.

Le passage de la période d'expansion libre à la compression dépend du moment où le choc retour du SNR va venir comprimer la nébuleuse. Au chapitre II, le rayon du choc retour a été donné par l'équation II.11. Le rayon de la PWN n'étant pas déterminé de manière analytique, il n'est pas possible d'obtenir le temps auquel le choc en retour vient comprimer la nébuleuse. Ce temps est donc obtenu en comparant le rayon de la nébuleuse et le rayon du choc en retour.

4. Pour arriver à ce résultat, il faut considérer la loi de Fick qui nous donne pour des particules chargées avec un rayon de giration r et une vitesse proche de c : $D = rc/3$. La distance de diffusion après un temps τ est alors : $\sqrt{2D\tau}$. En égalisant cette équation avec le rayon de la PWN on obtient le résultat annoncé.

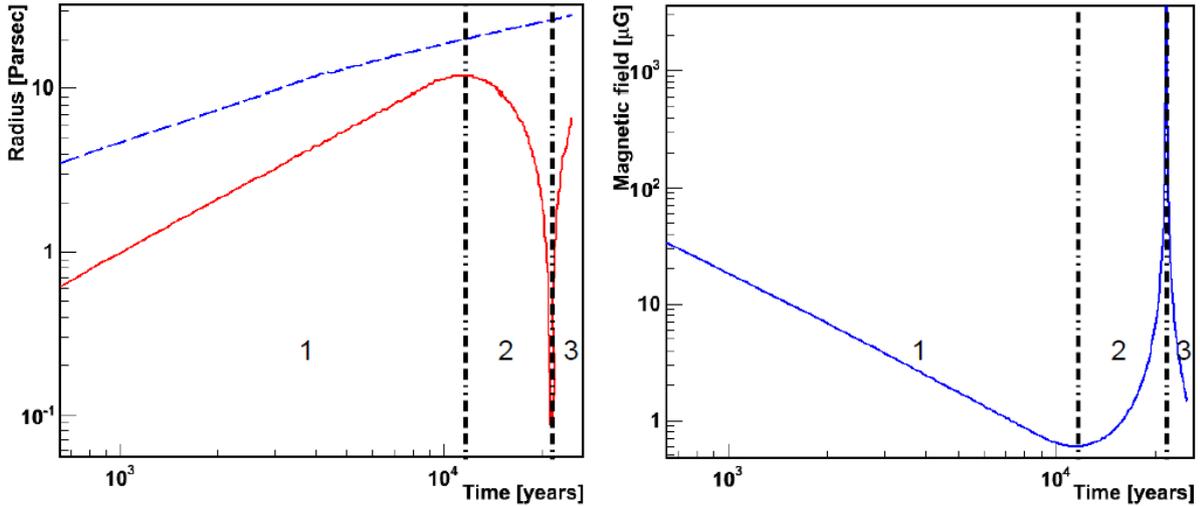


Figure III.4 - Le graphique de gauche montre l'évolution du rayon de la nébuleuse en fonction de son âge. Le rayon de la nébuleuse correspond au trait plein rouge tandis que le trait pointillé bleu montre l'évolution du rayon du SNR associé. L'évolution du SNR est obtenue à partir des équations II.10. Le graphique de droite montre l'évolution du champ magnétique en fonction du temps. Ce dernier est anti-corrélé avec le rayon de la nébuleuse. Les traits noirs pointillés montrent respectivement le temps à partir duquel la nébuleuse est comprimée par le SNR et le temps à partir duquel la nébuleuse se réétend. Ces courbes ont été obtenues dans le cadre d'une explosion de 10^{51} erg, une masse d'éjectas de $10 M_{\odot}$, une densité de 0.1 cm^{-3} et une fraction de l'énergie injectée dans les particules d'environ 0.999. Le taux de perte d'énergie rotationnelle du pulsar à l'origine est fixée à $\dot{E}_0 = 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ et le temps caractéristique de décroissance est fixé à $\tau_0 = 1000$ ans.

III.2.4 Spectre

L'évolution du rayon a une influence sur les pertes en énergie des particules présentes dans la PWN. Celles-ci vont émettre le rayonnement que l'on observe aujourd'hui. Grâce aux développements de la section précédente le rayon et le champ magnétique actuels sont connus. Il est alors possible de déterminer les paramètres qui permettent de reproduire le spectre de la nébuleuse comme celui présenté en figure III.2 à l'aide du modèle présenté ici. Il est cependant à noter que certains de ces paramètres, comme η , vont influencer la dynamique de la nébuleuse. La détermination du spectre ne peut donc pas être séparée du calcul du rayon et du champ magnétique. Le spectre émis dépend : (1) des particules présentes dans la nébuleuse aujourd'hui, (2) du champ magnétique pour l'émission synchrotron et (3) de l'énergie disponible sous forme de photons cibles pour l'émission Compton inverse. Comme expliqué au chapitre I.4, le rayonnement de freinage est quant à lui négligé en raison de la densité trop faible du milieu ambiant. En effet, une comparaison des temps caractéristiques de perte d'énergie par les différents processus d'émission montre que les pertes par rayonnement de freinage sont dominante pour des électrons d'énergie comprise entre 350 MeV et quelques GeV (Marcowith 2003). Au-dessus de quelques GeV, les pertes par rayonnement synchrotron et Compton inverse deviennent prédominantes. Or, les électrons émettant des photons de 100 MeV par émission Compton inverse ont des énergies de plusieurs centaines de GeV et sont donc dans le régime dans lequel le rayonnement de freinage est négligeable par rapport aux pertes synchrotron et Compton inverse.

Nous avons vu au paragraphe précédent qu'il est possible de connaître le spectre de particules

présentes dans la nébuleuse à un temps donné. Une fois ce dernier connu, les équations du chapitre I permettent de déterminer le flux émis par une population d'électrons à une énergie donnée. Les seules inconnues sont les densités de photons cibles pour la diffusion Compton inverse. Comme énoncé en section I.3.2, la section efficace d'interaction diminue avec l'énergie. Aussi, ne sont considérés que les photons de basse énergie comme ceux du CMB, les photons infra-rouges émis par la poussière et les photons infra-rouge émis par les étoiles alentours. Certaines nébuleuses, comme le Crabe nécessitent de rajouter à ces composantes une quatrième source qui est la nébuleuse elle-même. En effet, les photons synchrotron émis dans la nébuleuse peuvent devenir la cible d'électrons qui leur fourniront de l'énergie par effet Compton inverse. Ce phénomène s'appelle "processus Synchrotron-Self Compton", il peut être important dans le cas de nébuleuses jeunes comme celles du Crabe. Il n'est cependant pas nécessaire dans la plupart des nébuleuses et n'est pas pris en compte dans le modèle présenté ici.

Les trois autres champs de photons cibles (CMB, poussières, étoiles) ne sont pas des paramètres libres du modèle mais dépendent de la position de la PWN dans la Galaxie. Ils sont modélisés comme étant des corps noirs dont la température et la densité sont extraits du modèle *GALPROP* (Porter & Strong 2005).

Grâce à la combinaison de ces informations, il est possible d'évaluer le rayonnement produit par la nébuleuse en fonction du temps. La figure III.5 montre cette évolution. On peut y voir la diminution en fonction du temps de l'émission synchrotron, particulièrement importante dans le domaine des X. Cette diminution est basée sur une diminution du champ magnétique telle que celle montrée en figure III.4.

Une fois l'équilibre atteint entre le SNR et la PWN, le champ magnétique continuera à décroître de manière similaire à la phase 1. Il diminuera tellement que l'émission synchrotron passera en dessous de la sensibilité des télescopes spatiaux X tandis que l'émission par diffusion Compton inverse augmentera jusqu'à atteindre un pallier. Ce qui explique pourquoi les nébuleuses âgées sont de bons candidats pour être observés au TeV plutôt qu'en X.

III.2.5 Bilan des paramètres

Les paramètres du modèles sont de deux sortes : ceux qui dépendent de l'injection d'énergie par le pulsar, ceux qui dépendent du milieu ambiant.

Ceux qui dépendent du pulsar sont :

- η , la fraction d'énergie injectée dans la nébuleuse sous forme de particules. Cette fraction est supposée constante dans le temps.
- α et E_{max} l'indice de la loi de puissance et l'énergie maximale à laquelle les électrons sont injectés si le spectre d'injection suit une loi de puissance (équation III.1).
- α , β , E_{max} et E_b si le spectre d'injection suit une loi de puissance brisée (equation III.2).
- α , E_{bot} , f , E_{min} et E_{max} si le spectre d'injection suit une Maxwellienne avec une queue en loi de puissance (équation III.3).
- La période initiale du pulsar P_0 utilisée pour ajuster le temps caractéristique de décroissance du pulsar (τ_0 dans l'équation II.20).

Ceux qui dépendent du SNR sont :

- La masse d'éjectas M_{ej} ,
- L'énergie de la supernova E_{SN} .

Ces deux paramètres vont diriger l'évolution du SNR et donc la pression qui s'exerce sur la nébuleuse. Nous noterons que la densité dans le milieu ambiant (n_o) est fixée. Cette grandeur peut souvent

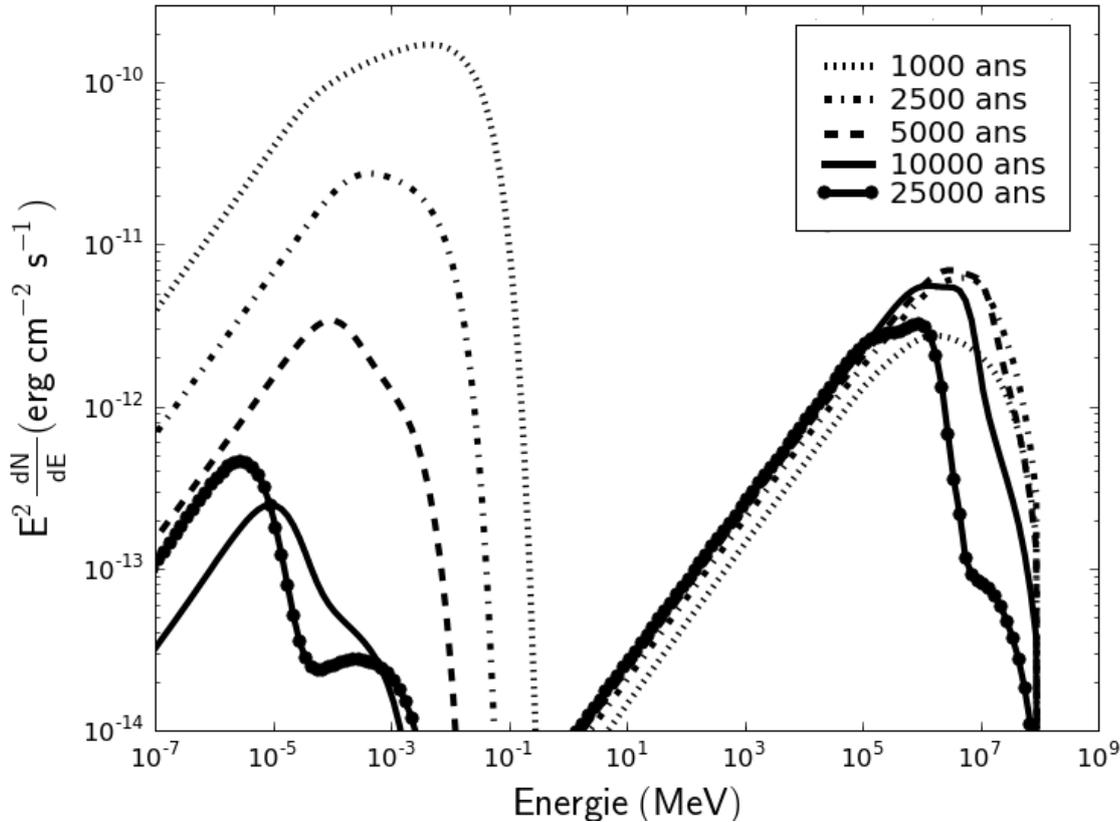


Figure III.5 - Variation du spectre d'émission en fonction de l'âge de la nébuleuse. Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour la figure III.4. Le spectre d'injection est une loi de puissance (équation III.1) d'indice 2.0. L'énergie E_{max} est fixée à 120 TeV. Les courbes correspondent à des âges de 1000, 2500, 5000, 10 000 et 20 000 ans suivant la légende incluse dans la figure. On voit que le flux de rayonnement synchrotron diminue avec le temps, ceci est relié à la diminution du champ magnétique observée en figure III.4. La dernière courbe se situe après le passage du choc en retour ce qui explique sa forme plus complexe.

être estimée par les observations X, radio ou optiques comme nous le verrons dans le cas étudié au chapitre VI.

L'ajustement des paramètres se fait grâce à l'évaluation d'un critère de χ^2 . Pour un jeu de paramètres donnés celui-ci correspond à la somme quadratique des différences entre flux observé à une énergie donnée et flux prédit divisé par l'incertitude sur la mesure. Le meilleur jeu de paramètres est obtenu par minimisation de ce critère.

III.3 Questions ouvertes

Une meilleure compréhension de ces sources nous permettra d’appréhender la fraction de nébuleuses qui se cachent derrière les sources non-identifiées au TeV. Comme expliqué dans ce chapitre celles-ci peuvent être dues à des nébuleuses âgées dont le champ magnétique a significativement diminué, favorisant ainsi l’émission en rayons γ de très haute énergie.

Les observations et les modèles tels que celui présenté ici posent un certain nombre de questions dont quelques unes sont regroupées ici. L’intégralité des nébuleuses observées aujourd’hui sont parfaitement expliquées par des scénarios leptoniques. Cela n’exclut pas qu’une fraction de protons soit accélérée au niveau du choc de la PWN et injectée dans la nébuleuse. Ainsi le plasma de la nébuleuse serait un mélange de leptons et d’ions plus lourds comme proposé par Hoshino *et al.* (1992). Bien qu’elle soit estimée comme faible, aucune observation ne permet aujourd’hui de contraindre cette fraction.

L’étude des nébuleuses peut aussi permettre de mieux comprendre son interaction avec le pulsar qui l’alimente. Par exemple, la répartition entre l’énergie magnétique et l’énergie sous forme de particules pose la question suivante : comment passe-t-on d’un régime où l’énergie présente dans le vent e^\pm est dominée par l’énergie magnétique avant le choc terminal à un régime dans lequel elle est dominée par l’énergie des particules au-delà ? Cette question est reliée à la manière dont l’énergie perdue par le pulsar est convertie en vent de particules relativistes. Une fois les particules accélérées, la manière dont elles diffusent au sein de la nébuleuse et du SNR reste à déterminer. Dans l’étude de la quantité d’électrons/positrons cosmiques, les pulsars sont envisagés comme une source potentielle. Cependant le taux d’échappement de la SNR n’est pas encore bien compris.

L’étude des nébuleuses permet aussi de contraindre le spectre d’injection des particules au niveau du choc terminal et les phénomènes qui s’y relient. S’agit-il de spectres en lois de puissance ou de spectres en Maxwellienne comme celui proposé par Spitkovsky (2008) ? Ce spectre d’énergie dépend lui aussi de l’énergie maximale à laquelle les électrons sont accélérés. S’il est aujourd’hui admis que les nébuleuses accélèrent des leptons à des énergies supérieures à 10^{15} eV, les mécanismes d’accélération et l’énergie maximale à laquelle peuvent être accélérés les leptons ne sont pas encore totalement connus. Si l’énergie maximale est reliée à la gamme du TeV et des keV, c’est dans la gamme d’énergie du LAT que se distinguent les différents types de spectres. En effet, c’est dans cette gamme en énergie que devrait, par exemple, être observée la Maxwellienne prédite par Spitkovsky (2008).

De plus, les rayons γ sont un domaine privilégié puisque la sensibilité des télescopes qui les étudient s’est considérablement améliorée ces dernières années et le rayonnement par diffusion Compton inverse devient le seul détectable pour les nébuleuses âgées. Les prochains chapitres auront pour ambition de présenter ces détecteurs et leur contexte en se focalisant sur le LAT dont les données ont été analysées dans le cadre de cette thèse.

PARTIE II

INSTRUMENTATION EN RAYONS γ

Des instruments d'observation en rayons γ de haute énergie

IV.1 Historique

Les nébuleuses de pulsars sont actuellement les sources les plus nombreuses détectées par les télescopes et détecteurs Čerenkov qui observent la lumière Čerenkov créée lors du développement de gerbes électromagnétiques et hadroniques. Les premières correspondent au signal recherché et peuvent être initiées par un photon, bien qu'elles puissent aussi l'être par un électron ou un positron. Elles consistent en une succession de création de paires e^\pm et d'émission de photons par rayonnement de freinage. Les secondes correspondent à un bruit de fond et sont initiées par une particule chargée. Elles prennent une forme plus complexe et moins symétrique.

Les particules secondaires créées lors de l'interaction sont très énergétiques dans tous les cas et se déplacent plus vite que la vitesse de la lumière dans ce milieu. Il y a alors émission de lumière Čerenkov. Dans le cas des télescopes imageurs Čerenkov comme *H.E.S.S.*¹, *VERITAS*² et *MAGIC*³ le milieu est l'atmosphère elle-même, tandis que dans le cas des détecteurs de particules chargées au sol comme *Milagro*⁴ ou de *HAWC*⁵ il s'agit de cuves d'eau purifiée.

Les détecteurs et télescopes Čerenkov souffrent du faible flux de photons γ arrivant sur Terre qui implique la nécessité d'utiliser de grandes surfaces de collections. Le flux diminuant quand on augmente l'énergie à laquelle on regarde, les détecteurs à plus basses énergies peuvent se permettre d'avoir des dimensions plus faibles. Ces dimensions réduites rendent accessibles leur envoi dans l'espace afin de s'affranchir de la forte absorption de l'atmosphère que ce soit en rayons X ou dans le domaine qui nous intéressera ici, celui des rayons γ .

Le pionnier de tous les satellites destinés à observer les rayons γ , *Explorer 11* a été lancé le 27 Avril 1961. Il a permis l'observation de 22 rayons γ pendant les sept mois passés en orbite. Il faut attendre *OSO-3* et ses ~ 600 photons pour la première observation d'une source céleste de rayons γ et se rendre compte que la majorité de l'émission provient du plan de la voie Lactée et plus particulièrement de son centre. Cette première résolution de l'émission γ entraîne le lancement de *SAS-2* qui étrenne la technologie des chambres à étincelles et sera en charge d'étudier les sources qui produisent un tel rayonnement. C'est ainsi qu'ont été mis en évidence le rayonnement γ de trois sources devenues des standards : les pulsars du Crabe, de Vela et Geminga.

1. The *High Energy Stereoscopic System*, un réseau d'imageurs Čerenkov atmosphériques sensibles aux rayons γ de l'ordre du TeV.

2. *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System* est un instrument composé de quatre télescopes de 12 m de diamètre situés au sud de l'Arizona à l'observatoire Fred Lawrence Whipple (Holder *et al.* 2006).

3. *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Čerenkov telescopes* est composée de deux télescopes de 17 m de diamètres espacés de 85 m située sur l'île de La Palma en Espagne.

4. *Milagro*, fonctionnait grâce à un réservoir d'eau d'environ $60 \times 80 \text{ m}^2$ situé à une altitude de 2630 m.

5. *The High-Altitude Water Čerenkov Gamma-Ray Observatory* est actuellement en construction sur le flanc du volcan *Sierra Negra* au Mexique.

Un nouveau cap est franchi avec *COS-B*, qui grâce à sa chambre à étincelles et ses sept ans d'observations fournira la première carte complète du plan Galactique ainsi que la détection de 25 sources Galactiques et une source extra-Galactique. L'apogée des satellites utilisant des chambres à étincelles fut atteinte avec l'instrument *EGRET*, l'un des quatre instruments à bord de la mission *Compton Gamma Ray Observatory*. Grâce à une surface effective plus importante ($> 1200 \text{ cm}^2$ entre 20 MeV et 1 GeV) et un meilleur rejet du bruit de fond de particules chargées, *EGRET* a permis l'observation de 271 sources et la découverte de l'émission γ par des sources extra-Galactiques : les blazars.

C'est avec *AGILE*, une mission de l'Agence Spatiale Italienne que sera lancé le précurseur du LAT : un trajectographe fait de scintillateurs et tungstène associé à un mini-calorimètre composé de iodure de césium. Cette technologie permettra à l'astronomie γ de rentrer dans une nouvelle ère grâce au Large Area Telescope qui fera passer le nombre de sources détectées par les satellites d'observations de rayons γ d'un peu moins de 300 à déjà plus de 1800 alors que la mission est toujours en cours. La description de cet instrument, dont les données ont été utilisées au cours de cette thèse fait l'objet des sections suivantes.

IV.2 *Fermi* Gamma-ray Space Telescope

La mission *Fermi* Gamma-ray Space Telescope est issue de la collaboration de divers instituts, agences spatiales et universités des États-Unis, d'Allemagne, de France, d'Italie, du Japon et de Suède. Les instruments qui la composent ont été lancés le 11 Juin 2008 et placés sur une orbite basse quasi-circulaire avec une inclinaison de 26.5° et une altitude de 565 km. La période orbitale est d'environ 96 minutes.

L'objectif principal de la mission est l'observation de l'univers en rayons γ afin de :

1. comprendre les mécanismes d'accélération de particules dans les sources célestes comme les noyaux actifs de galaxies, les pulsars, les vestiges de supernovae et les nébuleuses à vent de pulsar,
2. déterminer la nature des sources inconnues et de l'émission diffuse détectée par son prédécesseur EGRET,
3. comprendre le comportement à haute énergie des sursauts γ , des phénomènes transitoires et des sursauts solaires,
4. élucider la nature de la matière noire à travers l'observation des rayons γ ,
5. et comprendre l'univers jeune et l'évolution des sources de haute énergie à grand redshift ($z \geq 6$).

Afin de répondre à ces questions, deux instruments ont été embarqués à bord du satellite *Fermi* Gamma-ray Space Telescope : le *Large Area Telescope* (LAT) et le *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM). Ces instruments sont visibles sur la figure IV.1. Chacun est dédié à une problématique différente.

Le GBM (Meegan *et al.* 2009) est dédié à l'étude de l'émission des sursauts γ à basse énergie (8 keV à 40 MeV). Il est composé de 12 détecteurs de Iodure de Sodium enrichis au thallium (NaI(Tl)) couvrant les énergies de 8 keV à 1 MeV et de 2 scintillateurs de Germanate de Bismuth (BGO) observant les énergies entre 200 keV et 40 MeV. Son champ de vue de 8 sr lui permet d'observer les deux tiers du ciel à tout instant avec une précision de 0.17° . Mais c'est la combinaison du GBM

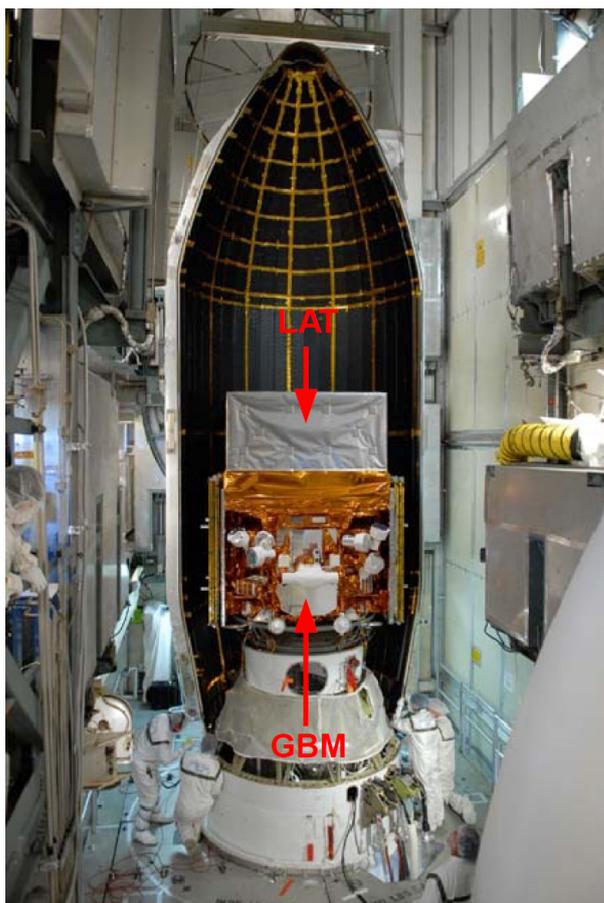


Figure IV.1 - Le satellite *Fermi* placé dans la coiffe de la fusée Delta II avant son lancement. On peut y voir le LAT et le GBM indiqués par des flèches rouges ainsi que plusieurs personnes qui permettent d'estimer la taille du satellite.

avec le LAT qui permet une observation sans pareil des sursauts γ . En effet, lorsque le GBM, avec son grand champ de vue, détecte la présence d'un sursaut γ , il lance une procédure de repointage automatique du satellite qui permet au LAT de l'observer aussi. Ceci a conduit à la détection de 35 sursauts γ par le LAT (Fermi-LAT Collaboration 2013).

Le LAT est l'instrument principal du satellite. Sa conception, sa calibration, les tests effectués et l'étude de ses performances sont décrits dans Atwood *et al.* (2009) et Ackermann *et al.* (2012a). Il mesure l'énergie, la direction d'incidence et le temps d'arrivée des rayons γ d'énergie comprise entre 20 MeV et plus de 300 GeV à l'aide du phénomène de conversion d'un photon en une paire e^\pm . Le champ de vue de 2.4 sr (soit environ $\frac{1}{5}$ du ciel) permet de scanner l'intégralité du ciel avec une exposition à peu près égale en deux orbites, soit environ trois heures. Pour ce faire, l'axe du satellite pointe dans une direction à 50° du zénith pendant une orbite puis à -50° pendant l'orbite suivante. Surveillant le ciel à tout moment, il permet aussi de détecter la variabilité des sources.

IV.3 Large Area Telescope

Contrairement aux photons de plus faible énergie, les photons γ ne peuvent être traités à l'aide de lentilles et de miroirs. Il faut recourir à une autre technique. C'est pourquoi le LAT détermine la direction d'incidence et l'énergie d'un photon grâce à la production d'une paire électron/positron. Ce sont donc les trajectoires et l'énergie de ces particules chargées créées dans le LAT qui permettent de remonter à l'information sur le photon. Pour cela le LAT est divisé en trois parties : un trajectographe qui sert aussi de convertisseur de photon en une cascade de paires e^+/e^- , un calorimètre imageur qui permet d'étudier l'énergie déposée par les particules chargées mais aussi de faire des images du développement de la gerbe électromagnétique des e^+/e^- dus à la conversion des photons dans le Tungstène du trajectographe, et un bouclier d'anti-coïncidence qui prévient la détection des particules chargées. À ces trois éléments s'ajoute un système de déclenchements et d'acquisition des données. Les différentes composantes du LAT sont résumées en figure IV.2.

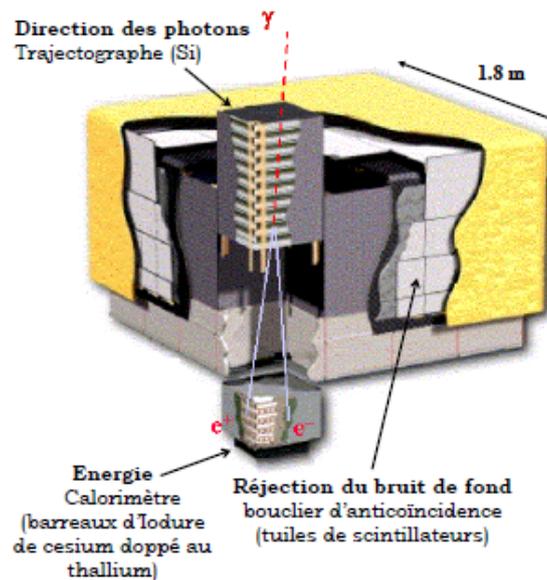


Figure IV.2 - Vue des différentes composantes du Large Area Telescope et résumé de leur utilité. Le passage d'un photon se convertissant dans le trajectographe γ est illustré.

IV.3.1 Composition

Trajectographe

Chacune des 16 tours du trajectographe convertisseur (*TKR* pour *tracker*) est constitué de 18 plans XY chacune formée de deux composantes. La première est faite de feuilles de Tungstène (W) qui ont la particularité d'avoir un numéro atomique élevé ($Z=74$) qui favorise la conversion d'un photon en une paire e^\pm . La seconde est constituée de plans de détecteurs à pistes de silicium (Si, SSD pour *Silicon Strip Detectors*) mesurant $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur et séparés de $228 \mu\text{m}$.

Chaque SSD permet de remonter aux coordonnées du passage d'une particule chargée dans une

direction. Pour obtenir la position dans une section horizontale du LAT, un second plan de SSD tourné de 90° suit le premier. Afin de remonter à la trajectoire complète de la gerbe, 16 couches chacune composées de deux plans de silicium et d'un convertisseur en tungstène se succèdent. Elles sont suivies de 2 couches de plans de SSD sans tungstène. Le trajectographe ne déclenche une mesure que si la trace laissée par une particule chargée traverse trois plans successifs de détecteurs silicium d'une même tour. Tout photon converti au niveau des deux derniers plans ne sera donc pas considéré comme un évènement.

Chaque tour de trajectographe/convertisseur est étudiée pour optimiser la précision angulaire mais aussi le nombre de conversions de photons en une paire e^\pm . Cette dernière est caractérisée par la probabilité de conversion $e^{-\frac{x}{X_0}}$, où X_0 est la longueur de radiation ⁶. Or ces deux points sont antagonistes. En effet, pour augmenter les chances de conversion, il est nécessaire d'augmenter la taille des feuilles de tungstène afin d'avoir plus de matière. Mais cette accumulation de matière augmente aussi la probabilité de diffusions multiples qui dégradent la résolution angulaire. La distribution angulaire entre la direction d'incidence et la direction d'une particule ayant traversé une épaisseur hX_0 de matière peut être approximée par une Gaussienne de $\sigma_\Theta \approx p^{-1}\sqrt{h}$ où p est l'impulsion de la particule. On voit donc que la résolution angulaire est meilleure pour des énergies importantes et se détériore avec l'ajout de matière. Aussi faut-il trouver un compromis entre les deux. Pour cela, le trajectographe est divisé en deux parties présentées en figure IV.3. Les 12 premières couches de tungstène sont moins épaisses (chacune mesure $\sim 3\% X_0$) que les 4 dernières (chacune mesurant $\sim 18\% X_0$). En effet, le trajectographe réagit donc comme deux instruments : le premier appelé FRONT est optimisé pour une meilleure résolution tandis que la partie BACK est conçue pour obtenir un plus grand nombre de conversions.

Comme montré sur la figure IV.3, il est possible que les électrons ou les positrons traversent plusieurs tours. C'est pourquoi il est possible d'utiliser l'information obtenue par les tours voisines de celle où se produit la matérialisation lors de la reconstruction d'un évènement.

Calorimètre

Le calorimètre a deux objectifs principaux. Tout d'abord, il doit mesurer avec précision l'énergie des particules chargées le traversant afin de remonter à l'énergie du photon incident. Il permet aussi de faire des images de la gerbe électromagnétique afin de remonter à ses caractéristiques et de détecter les rayons cosmiques.

Le calorimètre est composé de 16 modules placés sous chacune des 16 tours du trajectographe. Chaque module est constitué de 8 couches de 12 barreaux de iodure de césium dopé au thalium CsI(Tl). Deux couches successives de barreaux sont orthogonales ce qui permet la reconstruction des évènements. Chaque cristal mesure $2.7 \times 2.0 \times 32.6$ cm et est optiquement isolé des autres afin d'éviter toute contamination.

Le fonctionnement du calorimètre est basé sur la courte longueur de radiation des barreaux de CsI(Tl) ($X_0 = 1.9$ cm) qui permet aux particules chargées du trajectographe de créer leur propre cascade électromagnétique. La longueur totale du calorimètre est de $8.6 X_0$ en incidence normale. Les différents barreaux du calorimètre permettent la mesure de l'énergie ainsi que la position à laquelle elle est déposée dans le calorimètre.

Le dépôt d'énergie se fait par ionisation de la matière dont les atomes se désexcitent en émettant de la lumière visible récupérée par deux photodiodes de chaque côté du barreau. Les deux photodiodes

6. X_0 est la longueur au bout de laquelle un électron traversant un matériau donné voit son énergie diminuer d'un facteur e par pertes radiatives.

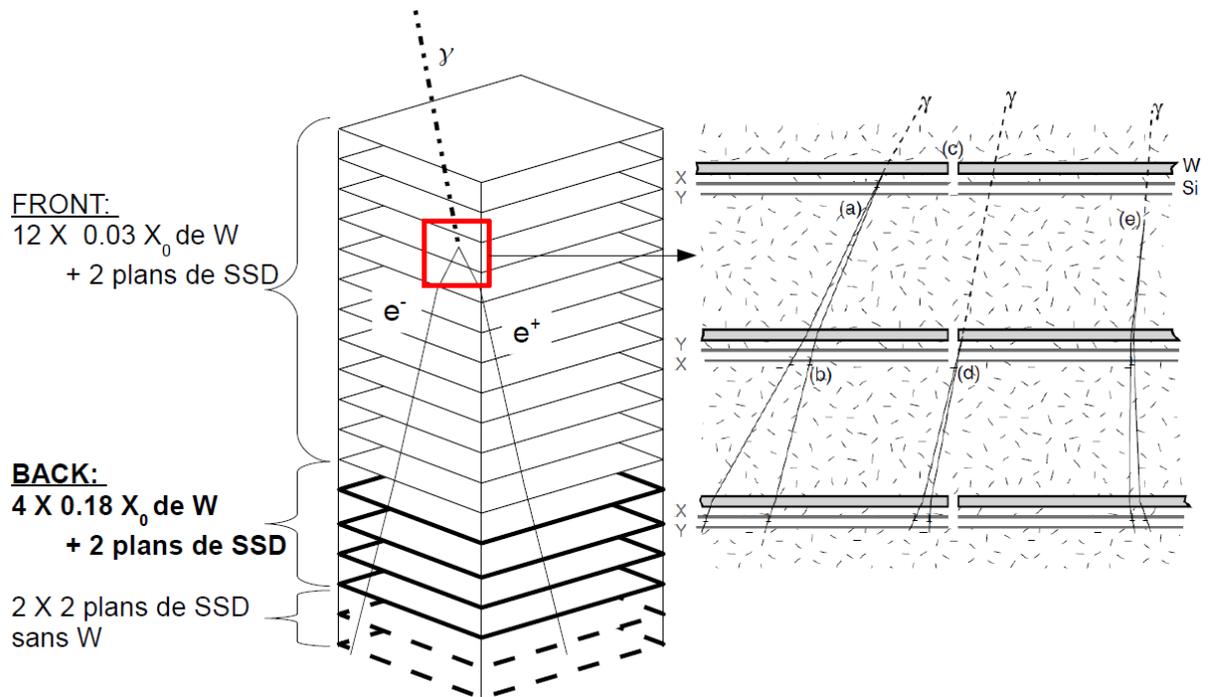


Figure IV.3 - Schéma d'une tour du trajectographe du LAT. Les différentes parties présentées dans le texte y sont résumées. Un zoom sur la zone de conversion du photon en une paire électron positron γ a été ajouté. Ces figures sont respectivement adaptées de Ackermann *et al.* (2012a) et Atwood *et al.* (2009). Sur le zoom à droite, on peut voir différentes configurations de conversions dans le trajectographe. Tandis que (a) représente une conversion idéale dans le tungstène proche des pistes de silicium, (d) montre le cas où la trace de l'un des deux composants de la paire e^\pm est manquée ce qui dégrade la résolution angulaire. Afin de diminuer le nombre de conversions loin de toute mesure, les feuilles de tungstène ne recouvrent que la surface des détecteurs à pistes de silicium (c).

sont sensibles à des énergies différentes. La photodiode de 147 mm^2 couvre les dépôts d'énergie entre 2 MeV et 1.6 GeV, celle de 25 mm^2 est sensible à des énergies de 100 MeV à 70 GeV. La sortie de chaque diode est connectée à deux circuits électroniques d'amplification du signal, ce qui permet une lecture des dépôts d'énergie de 2 MeV à 102.4 GeV divisés en quatre gammes.

Les cristaux sont dépolis de sorte que la décroissance de la luminosité soit linéaire avec la distance. Le rapport des signaux reçus de chaque côté du barreau permet de remonter à la position d'impact de la particule dans le barreau. Lors d'une mesure, le système de lecture d'un cristal renvoie trois coordonnées : deux pour sa position dans la matrice de cristaux et une pour la position du dépôt le long de l'axe principal du barreau. La résolution spatiale obtenue par le rapport de lumière observé est de quelques mm pour un dépôt d'environ 10 MeV et d'une fraction de mm pour des énergies supérieures à 1 GeV. Pour les événements qui déposent plus de 1 GeV dans le calorimètre, la capacité d'imagerie du calorimètre permet d'aider la reconstruction des trajectoires dans le trajectographe.

La réponse du calorimètre a été étudiée par des simulations et calibrations au sol auprès d'accélérateurs de particules ainsi qu'en vol (Ackermann *et al.* 2012a). L'énergie du photon primaire est obtenue par reconstruction de la gerbe. La forme des gerbes permet de différencier les cascades initiées par les photons de celles produites par les rayons cosmiques. Les performances du calorimètre

sont surveillées et on observe une décroissance lente de l'efficacité de scintillation ($\sim 1\%$ par an) du aux dommages causés par l'Anomalie Atlantique Sud comme le montre la figure IV.4.

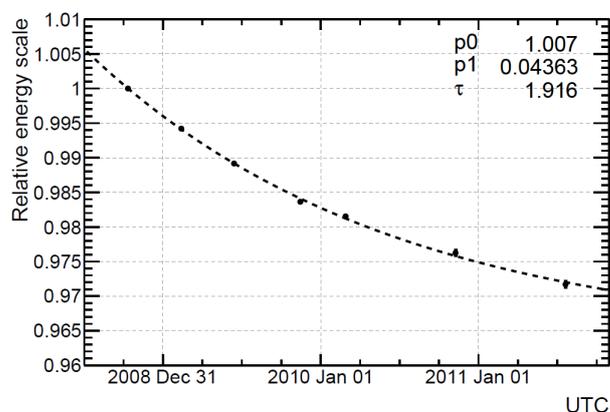


Figure IV.4 - Variation relative de la lumière produite par le scintillateur estimée grâce à la mesure de l'énergie déposée au niveau du pic du aux protons. La courbe tiretée est un ajustement des points expérimentaux de la forme mathématique prédite avant lancement si les dommages provenaient principalement par des particules piégées par l'Anomalie Atlantique Sud. Figure extraite de Ackermann *et al.* (2012a).

Bouclier d'anti-coïncidence

En orbite autour de la Terre, le LAT est soumis au passage des rayons cosmiques qui arrivent sur Terre. Un rayon cosmique entrant dans le trajectographe laissera une trace similaire à celle d'une particule chargée créée par matérialisation d'un photon dans le trajectographe. Le rôle du bouclier d'anti-coïncidence (*ACD* pour *AntiCoincidence Detector*) est de prévenir la mesure de rayons cosmiques présents dans l'environnement du satellite. Le cahier des charges stipule qu'il doit rejeter les particules chargées pénétrant dans le LAT avec une efficacité supérieure à 99.97%. Afin d'éviter le phénomène de self-veto (rejet des événements comportant une particule rétro-diffusée détectée par l'ACD), le bouclier d'anti-coïncidence du LAT est segmenté. Ainsi, lors de la reconstruction d'un événement, l'énergie déposée dans chaque tuile est estimée. Les algorithmes de reconstruction de l'évènement dans le trajectographe permettent de remonter à la trace de l'évènement. Cette dernière est extrapolée jusqu'aux tuiles du bouclier d'anticoïncidence, ce qui permet de déterminer celles qui se trouvent sur le chemin de la particule incidente. Ainsi, seule la tuile qui est dans le prolongement d'une trace est considérée pour appliquer ou non le veto. Le bouclier d'anti-coïncidence a été conçu pour ne pas rejeter plus de 20% des événements dus au passage d'un photon de 300 GeV à cause de ce phénomène de rétro-diffusion.

Plus précisément, le bouclier d'anti-coïncidence est composé de 25 tuiles de scintillateurs plastique disposées sur le dessus des tours et de 16 tuiles pour chaque côté. C'est donc au final 89 tuiles d'épaisseurs comprises entre 10 et 12 mm et de surfaces comprises entre 561 et 2650 cm² qui détectent les particules chargées entrant dans le LAT. La segmentation du bouclier ne correspond pas à celle des tours de trajectographe/calorimètre ce qui permet d'éviter que les trous dans le bouclier ne correspondent aux espaces vides du trajectographe et du calorimètre. Il existe des sections non couvertes d'environ 2.5 mm de largeur, remplies de scintillateurs flexibles moins efficaces (90% de détection), mais qui n'occupent que moins d'un pour cent de la surface totale. Les coins et arrêtes du

bouclier ont aussi des espaces non-couverts par les tuiles, mais ne sont pas protégés par des fibres. Il faut donc prendre en compte ces espaces dans la reconstruction des événements. La lumière de scintillation de chaque tuile est collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde couplés à deux photo-multiplicateurs.

À ce bouclier d'anticoïncidence s'ajoute une seconde protection. Il s'agit d'une couverture de protection contre les micro-météorites et les débris spatiaux.

IV.3.2 Traitement des événements

Le flux de rayons cosmiques traversant le LAT est plusieurs milliers de fois plus important que celui de photons γ . Or, les deux peuvent déclencher une mesure par le LAT. Il est donc nécessaire de sélectionner les événements les plus probablement dus aux photons afin de minimiser le flux de données à envoyer au sol et d'obtenir le jeu de photons le plus intéressant pour l'analyse scientifique que l'on veut mener.

Le rejet du bruit de fond se fait en deux étapes. Une première sélection est faite à bord du satellite à l'aide du système d'électronique embarqué. Les algorithmes de ce filtre à-bord prennent en compte notre connaissance des rayons cosmiques pour les identifier. Après reconstruction d'un événement, il est possible d'avoir une estimation de la probabilité qu'il ait été déclenché par un photon émis par une source astrophysique plutôt que par une particule chargée. Pour cela les traces observées doivent satisfaire certaines conditions. Si une tuile d'ACD a mesuré le passage d'un rayon cosmique et se trouve dans l'alignement de traces identifiées comme provenant d'un électron, l'événement sera classé comme provenant d'une particule chargée. Au contraire, si l'ACD n'a pas été déclenché et que les premières traces détectées ne sont qu'au nombre de deux, alors ces traces proviennent d'une paire électron-positron. Cette paire est la signature de la matérialisation d'un photon à l'intérieur du détecteur. Cette identification des cascades dues aux particules chargées permet de réduire le volume de données envoyées vers le sol. Ce dernier passe de 2,3 kHz d'événements prenant place dans le LAT à ~ 400 Hz envoyés au sol après filtrage à-bord.

Les événements transmis au sol sont ensuite traités à l'aide d'algorithmes de rejet plus efficaces. Les algorithmes sont de plus en plus performant et sont en constante évolution. Ainsi lors du début de ma thèse j'ai utilisé les données *Pass 6* avant d'utiliser celles traitées par des algorithmes plus récents correspondants au *Pass 7*. Ces algorithmes sont basés sur un arbre de classification testé à l'aide de simulations et ont pour but de réduire encore le nombre d'événements dus aux particules chargées par rapport aux événements dus aux photons. La gerbe électromagnétique est reconstruite afin d'obtenir ses caractéristiques : profils, position du centre. Ce sont ces caractéristiques qui permettront de distinguer les gerbes générées par des photons de celles initiées par des rayons cosmiques. Ces événements dus au bruit de fond peuvent être classés en deux catégories :

- *le bruit de fond réductible* qui correspond aux événements qui peuvent en théorie être distingués de ceux initiés par des photons, mais qui passent tous les critères de sélection
- *le bruit de fond irréductible* dont les événements ne peuvent être distingués de ceux initiés par des photons. Par exemple, une particule qui produirait un photon juste avant l'ACD serait interprétée comme un photon provenant d'une source astrophysique.

Le second cas est estimé à 60% du bruit de fond total. L'efficacité de rejet du bruit de fond global est estimée à $\sim 99.999\%$. Ceci est en accord avec le seuil requis dans le cahier des charges qui correspond à un bruit de fond résiduel inférieur à 10% du taux de photons γ .

Plus la sélection des événements se fait dure, plus la portion rejetée des événements initiés par des

photons sera grande. Les analyses scientifiques ne nécessitent pas les mêmes taux de rejet du bruit de fond. Il en découle la définition de classes d'évènements qui correspondent à une purification plus ou moins importante du jeu de données utilisé et donc à une optimisation différente entre statistique et bruit de fond. Les classes d'évènements décrites dans la suite de ce manuscrit correspondent aux classes définies pour les fonctions de réponse de l'instrument *Pass7* décrites dans la prochaine section.

L'étude de phénomènes rapides et ponctuels tels que les sursauts γ ne se fait que sur une petite région autour du sursaut et pendant un intervalle de temps très court. Très peu de bruit de fond est alors intégré. Il est donc possible de considérer des sélections très souples. Pour cela est définie la classe *Transient* dont le taux de bruit de fond est de quelques Hz tout en maintenant une bonne efficacité de détection des rayons γ .

Pour analyser des sources ponctuelles, telles que des pulsars ou des nébuleuses à vent de pulsar sur des temps très longs, la classe d'évènements à utiliser est appelée *Source*. Tandis que les directions reconstruites des rayons γ provenant d'une source ponctuelle sont regroupées autour de la position de la source (cf Section IV.3.3), le fond de rayons cosmiques est plus isotrope. Ce fond peut être modélisé et pris en compte dans l'analyse des données. Le taux de bruit de fond est inférieur à 1 Hz afin d'assurer un bon rapport signal sur bruit dans le champ de vue et de limiter l'impact sur la détection et la caractérisation de la source étudiée. Les sélections utilisées dans cette classe et les suivantes ont été optimisées non seulement en utilisant des outils de simulation Monte-Carlo mais aussi grâce aux analyses de données en vol. Cette classe d'évènements est la plus utilisée pour les analyses standards. Elle sera notamment utilisée pour l'étude des sources individuelles dans la troisième partie de cette thèse.

L'analyse des émissions diffuses nécessite de réduire la contamination par le bruit de fond. La condition mise sur ce bruit dans la classe *Clean* est qu'il ne dépasse pas le niveau du fond extra-Galactique à n'importe quelle énergie et dans tout le champ de vue. Pour cela, les sélections sont faites pour que le niveau de bruit de fond soit d'environ 0.1 Hz. Nous utiliserons cette classe d'évènements lors de la dernière partie de cette thèse.

Enfin, la plus forte purification est celle de la classe *Ultraclean* qui sert principalement à l'analyse de l'émission diffuse extra-Galactique. Afin de pouvoir l'étudier, il faut obligatoirement descendre le niveau de bruit de fond en dessous de celui du signal. La contamination par le bruit de fond est estimée être $\sim 40\%$ plus basse que celle de la classe *Clean*. La faible statistique est alors compensée par l'observation sur une longue période puisque le LAT observe le ciel en continu.

IV.3.3 Performances

Afin de pouvoir déterminer les caractéristiques physiques des sources observées, il est important de connaître la manière dont l'instrument réagit. Cette connaissance nous permettra de modéliser une région du ciel γ et de comparer ce modèle au ciel réellement observé par le LAT. La description des performances de l'instrument se fait par les *fonctions de réponses de l'instrument*⁷ (IRF pour l'anglais *Instrument Response Function*). Elles sont divisées en trois parties : la surface efficace (A_{eff}), la résolution angulaire et la dispersion en énergie. Pour chaque version des algorithmes de rejets, il existe plusieurs d'IRFs qui lui sont propres. Ainsi il faut s'assurer d'utiliser un jeu d'IRFs compatible avec les algorithmes utilisés : par exemple *P7SOURCE_V6* pour le *Pass 7*.

Chacun de ces éléments dépend à la fois de l'énergie du photon incident ainsi que de ses angles

7. Pour plus d'information voir : http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_LAT_IRFs/

polaires θ et ϕ , qui définissent la direction d'incidence. Cette section a pour but de décrire chacune de ces composantes ainsi que la manière dont elles sont caractérisées. Les fonctions de réponse du LAT sont résumées en figure IV.5 et ses performances sont comparées à celles d'AGILE et d'EGRET en table IV.1.

Satellite	Fermi	AGILE	CGRO
Caractéristique	LAT	GRID	EGRET
Domaine d'énergie			
E_{min} (MeV)	20	30	20
E_{max} (GeV)	> 300	50	10
Sensibilité ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) pour $E > 100 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 2$	5×10^{-9}	$1 - 2 \times 10^{-7}$	$\sim 10^{-7}$
A_{eff} maximale à incidence normale (cm^2)	~ 8000	~ 500	~ 1500
Champ de vue (% de 4π)	20	20	3
Résolution en énergie (%) (incidence normale à 1 GeV)	10	50	25
Incertitude optimale sur la position d'une source (')	0.5	6 - 20	15
Résolution angulaire ($^\circ$) (incidence normale)			
$E = 100 \text{ MeV}$	$\sim 4.5^a - 3.5^b$	3.5	5.5
$E = 1 \text{ GeV}$	$\sim 0.67^a - 0.6^b$	0.5	1.5
$E > 10 \text{ GeV}$	$\sim 0.19^a - 0.15^b$	—	—
Temps mort	27 μs	100-200 μs	100 ms
Dimensions	$1.8 \times 1.8 \times 0.72 \text{ m}^3$		L=2.25 m, F=1.65 m
Masse (kg)	2789	130	1830

a- Valeurs obtenues à partir de la figure IV.5 pour les IRFs *P7SOURCE_V6* en *FRONT*.

b- Valeurs prédites pour *FRONT* dans Atwood *et al.* (2009).

Tableau IV.1 - Comparaison entre les performances obtenues par le LAT, AGILE (Tavani *et al.* 2008) et EGRET (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>).

Surface efficace

La surface efficace d'un détecteur correspond à son pouvoir de collection des photons. Elle correspond à la surface d'un détecteur parfait, i.e. qui verrait toutes les particules qui passent au travers, et qui détecterait le même nombre de particules que celui mesuré par le détecteur réel. A_{eff} dépend de la surface efficace géométrique et de la probabilité de conversion et d'identification d'un rayon γ . Les parties *FRONT* et *BACK* comptent chacune pour environ la moitié de la surface efficace.⁸

La figure IV.5 montre que dans le cas du LAT, la surface efficace est d'environ 2600 cm^2 à 100 MeV puis croît rapidement jusqu'à $\sim 6700 \text{ cm}^2$ à 1 GeV. Elle augmente ensuite moins rapidement pour atteindre son maximum d'environ 8200 cm^2 à 10 GeV. Seule la probabilité de conversion et d'identification d'un rayon γ dépend de l'énergie. C'est elle qui explique la diminution de A_{eff} à basse énergie. La surface efficace obtenue avec *P7CLEAN_V6* est presque cinq fois supérieure à celle de *P6V3* à 100 MeV.

Les améliorations apportées dans le jeu d'IRFs P7 par rapport à P6 sont principalement :

- La prise en compte de la variation de la surface efficace avec l'angle azimuthal avec lequel arrive le photon incident.

8. Soit N_i un nombre de photons en incidence normale sur le trajectographe. En utilisant les longueurs de radiations définies en section IV.3.1, on obtient que le nombre de conversions de photons dans le trajectographe $C_{Traj} = N_i \times [1 - \exp(-(12 \times 0.03 + 4 \times 0.18))]$. De même, dans les parties *FRONT* et *BACK* du trajectographe, le nombre de conversions seront $C_{Front} = N_i \times (1 - \exp(-0.36))$ et $C_{BACK} = [N_i \times \exp(-0.36)] \times (1 - \exp(-0.72))$. Les rapports du nombre de conversions dans chacune des parties du trajectographe sur le nombre totale donnera alors 45% des conversions dans la partie *FRONT* contre 55% dans la partie *BACK*. On retrouve alors qu'environ la moitié des conversions se font dans chacune des parties et donc qu'elle contribuent presque également à la surface efficace.

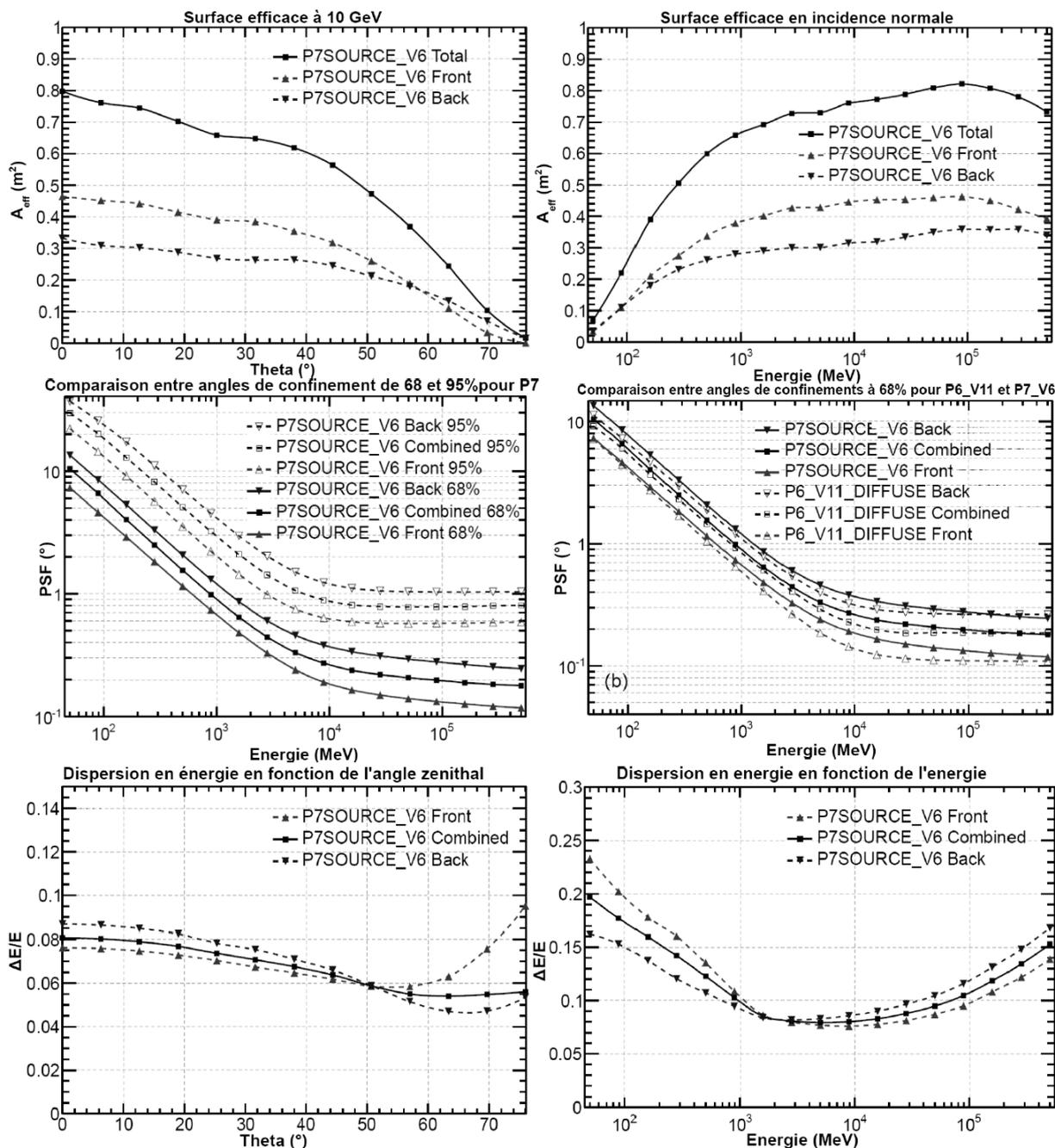


Figure IV.5 - Fonctions de réponse du LAT. De haut en bas : la surface effective, la résolution angulaire et la dispersion d'énergie pour le jeu P7SOURCE_V6. On y voit en pointillées la réponse des parties FRONT et BACK du trajectographe. Chacune de ces deux parties compte pour environ la moitié de la surface efficace. La résolution angulaire est meilleure dans la partie FRONT optimisée pour la résolution angulaire que dans la partie BACK optimisée pour obtenir plus de statistique comme discuté dans les paragraphes précédents.

- L'utilisation de données réelles et en essayant de garder le même taux de fond avec une surface efficace plus grande.

La résolution angulaire

On caractérise la résolution angulaire par les angles autour d'une direction du ciel qui permettent de contenir un certain pourcentage de l'émission d'une source ponctuelle. L'angle qui contient 68% du rayonnement est le plus utilisé mais on peut aussi trouver celui qui contient 95% comme montré sur la figure IV.5. Cette figure montre que cet angle de confinement à 68% peut aller de plus de 5° à 100 MeV jusqu'à $\sim 0.3^\circ$ au-dessus de 10 GeV. A basse énergie, la taille de la résolution angulaire est limitée par les diffusions multiples dans le trajectographe. Si cela était toujours le cas, la résolution angulaire devrait s'améliorer de manière inversement proportionnelle avec l'énergie⁹. Mais l'amélioration diminue au-dessus de quelques GeV, à partir du moment où la résolution angulaire devient limitée par la résolution finie des détecteurs en silicium.

La résolution angulaire a non seulement été étudiée lors de simulations détaillées du détecteur mais aussi grâce à l'observation de sources ponctuelles avec relativement peu de fond (Ackermann *et al.* 2013a). Il s'agit des 65 AGNs les plus brillants du premier catalogue de sources de Fermi (Abdo *et al.* 2010a) qui présentent la particularité de se trouver loin du plan Galactique : $|b| > 10^\circ$. Ceci se traduit par moins de contamination par l'émission diffuse associée. De plus ces sources sont particulièrement éloignées les unes des autres (écart moyen entre deux sources de 7° annoncé par Ackermann *et al.* (2013a)) ce qui limite la contamination par les voisins. La détermination des angles de confinement à 68 et 95% s'est faite par l'ajustement d'une fonction de King à l'ensemble des cartes de photons observées dans 7 intervalles en énergies entre 1 et 100 GeV. Les résultats sont montrés en figure IV.6. Les résultats obtenus ont été extrapolés en dessous du GeV et comparés aux angles de confinement obtenues en observant les pulsars de Geminga et Vela. Il s'agit des deux pulsars les plus brillants qui offrent la particularité d'être très émissifs en dessous d'un 1 GeV et jusqu'à 10 GeV. Les différences de résolution entre l'extrapolation et les valeurs observées pour le pulsar de Vela sont de 1 et 0.2% dans les intervalles correspondants à $\log_{10}(E/\text{MeV}) \in [2.25, 2.5]$ et $\in [3.0, 3.25]$. Pour comparaison l'estimation de la résolution angulaire par simulations uniquement (P6V3) donnait des différences de 3% dans les deux cas.

De part la méthode utilisée pour sa détermination, la résolution angulaire ainsi caractérisée ne permet plus de prendre en compte la variation de l'angle de confinement à 68% en fonction de l'angle d'incidence. La courbe présentée en figure IV.5 montre donc la variation de cet angle en fonction de l'énergie pour un angle d'incidence moyen. L'angle de confinement étant constant pour des angles d'incidences inférieurs à 50° et cet angle moyen ne variant que très peu avec le temps, le fait de négliger la variation de la résolution angulaire avec l'angle d'incidence n'introduit pas d'erreur significative.

Dispersion en énergie

La dispersion en énergie correspond à la probabilité de reconstruire un évènement en lui attribuant une énergie E alors qu'il avait initialement une énergie E' . La figure IV.5 montre qu'elle possède un minimum de 8% entre 2 et 4 GeV. En dessous du GeV, la dispersion en énergie se dégrade pour atteindre 16% à 100 MeV. Cette augmentation est due à l'importance de l'énergie déposée dans le trajectographe par rapport à l'énergie totale. Au-dessus de 10 GeV la perte d'une partie de la gerbe par les côtés où l'arrière du LAT entraîne une dégradation progressive. On voit aussi sur la figure IV.5 que la dispersion en énergie dépend très peu de l'angle zénithal θ . À une énergie donnée elle a même tendance à s'améliorer quand cet angle grandit. La cascade électromagnétique produite ayant

9. En fait elle devrait suivre une loi en $E^{-0.78}$ et non E^{-1} à cause (1) des mesures perdues par le passage de particules chargées dans une partie sans détecteur (2) des effets comme les Bremsstrahlung.

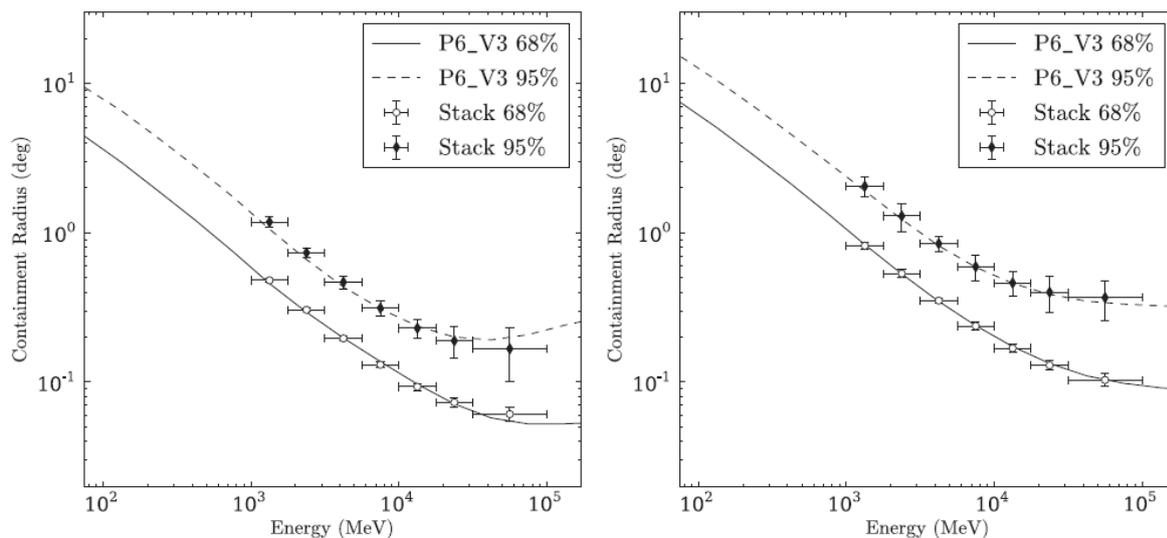


Figure IV.6 - Angles de confinements à 68 et 95 % déterminés par ajustement aux AGNs en fonction de l'énergie pour FRONT (à gauche) et BACK (à droite). Les lignes montrent l'estimation de la même résolution angulaire faite en utilisant un jeu de sources simulées. Figure extraite de Ackermann *et al.* (2013a)

un parcours plus long dans le calorimètre, il est normal que leur énergie soit mieux reproduite.

IV.4 Conclusion

De par ses performances inégalées pour détecter les rayons γ de l'ordre de la dizaine de MeV jusqu'à plus de 300 GeV, le LAT est un observatoire hors pair pour étudier les sources de rayonnement cosmiques. Les photons émis au niveau de la source créent une paire e^\pm dans les convertisseurs en tungstène. Les détecteurs à pistes de silicium permettent de reconstruire leur trace afin de déterminer la trajectoire du photon incident, puis le calorimètre permet de déterminer son énergie. Le fonctionnement du LAT a été caractérisé par des simulations et des données prises en vol afin de mieux comprendre sa réponse et améliorer la qualité des données en : (1) réduisant le bruit de fond, (2) améliorant la surface efficace à basse énergie, (3) améliorant la résolution angulaire et (4) augmentant la résolution en énergie à haute énergie.

La compréhension de l'instrument permet de mieux appréhender les résultats obtenus par le LAT. Ces derniers sont résumés dans un fichier dans lequel sont regroupés les caractéristiques des photons mesurés par le LAT. Pour chacun d'entre eux, ce fichier contient entre autre la direction d'arrivée du photon, son énergie et la date à laquelle il est arrivé. C'est à partir de ces informations que les outils d'analyses remontent jusqu'à l'information sur la position et le flux de la source. Ces outils seront présentés au prochain chapitre.

Analyse des données du LAT

V.1 Introduction

Les observations du LAT sont résumées en deux fichiers de format "fits" (pour *Flexible Image Transport System*) qui sont fournis par la collaboration¹. Le premier fichier, que nous appellerons dans la suite "*FT1*", contient la liste des événements qui ont passé les filtres de rejet du bruit de fond présentés au chapitre précédent. Chacun des photons inclus dans ce fichier est caractérisé par ses paramètres après reconstruction, i.e. son énergie, la date de son arrivée, sa direction d'incidence dans le référentiel du satellite, sa direction de provenance en terme de coordonnées célestes et par la classe d'évènements à laquelle il est associé. Le second fichier, appelé dans la suite "*FT2*" contient les données relatives au satellite comme sa position, son orientation et le mode d'observation en fonction du temps. Ce dernier varie entre les observations en mode balayage ou le LAT observe le ciel en continu et le mode pointé pendant lequel il fixe une source d'intérêt, la plupart du temps pendant un sursaut d'activité γ . Ces caractéristiques sont importantes pour déterminer si les données peuvent être analysées ou non.

Grâce à la sélection des évènements qu'ils contiennent, ces fichiers permettent de créer une carte de photons observés dans une région du ciel. Cette carte sera comparée à la carte prédite par un modèle obtenu en sommant les contributions des sources connues dans la région. La position, la taille et les caractéristiques spectrales de ces sources sont alors ajustées pour reproduire la carte observée à l'aide d'une méthode de recherche par *maximum de vraisemblance*. La suite de ce chapitre présentera plus en détail chacun des points de l'analyse avant d'introduire les deux outils utilisés au sein de la collaboration et la manière dont sont estimées les incertitudes systématiques. Cette méthode sera utilisée dans les chapitres suivants pour caractériser l'émission observée par le LAT.

V.2 Construction d'une carte de photons

Pour déterminer les caractéristiques spectrales d'une source, l'ensemble des observations du LAT n'est pas nécessaire. La première étape consiste à sélectionner celles dont on a besoin. Par exemple, si l'on veut étudier la variation temporelle d'émission d'une source il est intéressant de découper l'ensemble des observations de la région en plusieurs intervalles en temps de même durée et de déterminer le flux dans chaque bande en temps. C'est l'outil `gtselect` qui permet la première sélection des données. Cet outil permet de trier les données en fonction :

- de la classe d'évènements que l'on souhaite étudier, c'est à dire *Source* ou *Clean* dans le cadre de cette thèse (cf chapitre IV).
- de l'énergie. La gamme d'énergie sélectionnée influe beaucoup sur la résolution angulaire. Ainsi, les photons sélectionnés au dessus de 10 GeV auront une résolution angulaire proche

1. Ces données peuvent être trouvées à l'adresse : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/ssc/LAT/LATDataQuery.cgi>

- de 0.3° alors que les événements sélectionnés au-dessus de 100 MeV auront une résolution angulaire supérieure à 5° comme décrit au chapitre précédent. La gamme d'énergie utilisée est propre à chaque type d'analyse.
- de la position dans le ciel. Pour cela les photons sont sélectionnés à l'intérieur d'une région d'intérêt délimité par un rayon angulaire autour de la source d'intérêt. La largeur de la région dépend de la classe d'événements et de l'énergie minimum utilisée. Au-dessus de 100 MeV la faible résolution angulaire nécessite d'utiliser de grandes régions de l'ordre de $10\text{-}15^\circ$ pour être certain de contenir les photons associés à la source d'intérêt et à ses proches voisins. Pour des énergies supérieures à 10 GeV, des régions de la taille de 5° suffiront.
 - de l'intervalle en temps. Nécessaire pour étudier l'évolution du flux en fonction du temps ou pour observer un phénomène ponctuel comme un sursaut. Les temps utilisés sont exprimés en *MET* pour *Mission Elapsed Time*. Il s'agit du nombre de secondes écoulées depuis le 1^{er} Janvier 2001.
 - du lieu de conversion dans le trajectographe. Pour certaines sources, la statistique est importante et l'on cherche une meilleure résolution angulaire pour étudier sa morphologie. Il est alors intéressant de n'utiliser que les photons convertis dans la partie *FRONT*.
 - de l'angle zénithal. Cette coupure est importante, puisque c'est la seule qui permette de s'affranchir des photons de l'albédo terrestre présenté au chapitre II. En effet, ceux-ci se convertissent dans le LAT et produisent un bruit de fond qui ne peut être distingué des photons provenant des sources astrophysiques excepté par leur direction d'arrivée par rapport au satellite. Pour rejeter la majorité de l'émission en provenance de l'albédo terrestre, un rejet de tous les événements d'angle zénithal supérieur à 100° est communément utilisée.
 - de la phase d'un pulsar. S'il existe un pulsar dans la région et que ses paramètres rotationnels (la période, sa dérivée, le temps de référence, ...) sont connus, alors il est possible d'attribuer à chaque événement la phase de rotation du pulsar qui lui correspond. Si l'on souhaite étudier un objet dans l'environnement proche d'un pulsar, il pourra alors être intéressant de se restreindre aux moments où l'émission du pulsar est la plus faible.

En plus de ces coupures, un second outil, *gtmktime*, permet de retirer certains intervalles en temps pendant lesquels les données ne doivent pas être utilisées. Il s'agira par exemple des moments où l'orbite du satellite croise l'Anomalie Sud-Atlantique². Les photo-multiplieurs de l'ACD sont éteints lors de la traversée de cette région pour ne pas être endommagés. Pour un calcul exact de l'exposition, dont dépendent les flux observés en provenance de sources astrophysiques, ces temps doivent être retirés des temps d'observations. La coupure standard utilisée au sein de la collaboration retire aussi les périodes pendant lesquelles l'angle de pivotement³ dépasse 52° . Cela se produit par exemple quand le satellite pointe un objet et n'observe pas la région d'intérêt.

La définition de ces bons intervalles en temps permettra le calcul du temps d'exposition nécessaire pour créer une carte de photons prédite par un modèle. La création de ce modèle fait l'objet de la section suivante.

2. Il s'agit d'une région dans laquelle le flux de particules chargées est beaucoup plus important que pendant le reste de l'orbite.

3. Angle par rapport au zénith local.

V.3 Mise en place d'un modèle

V.3.1 Morphologie

Un modèle de région consiste en une liste de sources astrophysiques qui vont émettre des photons γ . Ces sources sont caractérisées par deux composantes : leur morphologie, c'est à dire l'association de leur position et de leur forme, et leur spectre. Pour le construire on utilise l'un des quatre catalogues de sources distribués par la collaboration. Ces catalogues regroupent les caractéristiques spectrales et spatiales de toutes les sources détectées avec un certain nombre d'années d'observations, ce nombre variant en fonction du catalogue considéré. Deux d'entre eux seront utilisés dans la suite de cette thèse : le "2FGL"⁴ qui est un catalogue de sources utilisant deux ans de données au dessus de 100 MeV (Nolan *et al.* 2012) et le "1FHL"⁵ qui est un catalogue de sources détectées au-dessus de 10 GeV utilisant 3 ans de données (Ackermann *et al.* submitted.). À partir de ces catalogues on construit un fichier *xml* (pour *eXtensible Markup Language*) appelé *modèle de sources* (en anglais *source model*).

Selon leur nature, les sources ne montrent pas la même forme en rayons γ . La majorité d'entre elles sont ponctuelles et sont décrites par deux coordonnées (ascension droite et déclinaison) comme les pulsars ou les AGNs. Mais certaines nébuleuses et certains SNRs comme W44 sont décrits par des modèles plus complexes. Dans le cas de W44 il s'agira par exemple d'un anneau asymétrique défini par six paramètres : deux pour la position de son centre, deux pour la largeur selon chacun de ses axes, un pour l'inclinaison par rapport au système de coordonnées et un pour la largeur de l'anneau. Les différentes morphologies qui seront utilisées sont définies en table V.1. Pour des formes plus complexes ou pour comparer la forme observée par le LAT avec celle obtenue à l'aide d'une autre expérience, il est aussi possible de fournir au script une carte d'émission à deux dimensions.

Nom	Profil d'émission	Nombre de paramètres	Paramètres
Point	—	2	RA, DEC
Gaussienne	$I(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$	3	RA, DEC, largeur (σ)
Disque	$I(r) = \begin{cases} 0 & , \text{si } r > R_d \\ \frac{1}{\pi R_d^2} & , \text{sinon} \end{cases}$	3	RA, DEC, largeur(R_d)
Gaussienne asymétrique	$I(r) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2} \exp\left(-\frac{\tilde{x}}{2\sigma_1} - \frac{\tilde{y}}{2\sigma_2}\right)$	5	$\left\{ \begin{array}{l} \text{RA, DEC, angle entre l'axe principal et l'axe des RA, largeur selon} \\ \text{chaque axe } (\sigma_1, \sigma_2) \end{array} \right.$
Anneau elliptique	$I(r) = \begin{cases} \frac{1}{\pi\sigma_1\sigma_2} & , \text{dans l'anneau} \\ 0 & , \text{sinon} \end{cases}$	6	$\left\{ \begin{array}{l} \text{RA, DEC, angle entre l'axe principal et l'axe des RA, largeur selon} \\ \text{chaque axe } (\sigma_1, \sigma_2) \end{array} \right.$

Tableau V.1 - Liste des formes utilisées au cours de cette thèse. *RA* et *DEC* correspondent à l'ascension droite et à la déclinaison de la source qui définissent sa position dans le ciel en coordonnées équatoriales. *r* est défini comme la distance angulaire. R_d est défini comme le rayon du disque. Pour les morphologies asymétriques, les coordonnées \tilde{x} et \tilde{y} correspondent aux coordonnées dans le repère centré sur la source et aligné avec ses axes principaux.

4. Second Fermi Gamma-ray source List

5. Fermi Hard source List

V.3.2 Spectre

De manière similaire, plusieurs formes mathématiques sont disponibles pour modéliser le spectre de la source, c'est à dire la variation du flux de photons émis en fonction de l'énergie à laquelle on observe. La plus simple d'entre elles consiste à supposer que le flux est constant en fonction de l'énergie. Cependant, cette représentation ne sera pas utilisée dans le cadre de cette thèse.

La plus communément utilisée est la loi de puissance définie par :

$$\frac{dN}{dE}(E) = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}, \quad (\text{V.1})$$

où K est le flux différentiel à l'énergie E_0 , E est l'énergie d'observation, E_0 est une énergie de référence⁶ et Γ est l'indice de la loi de puissance. Pour s'affranchir de E_0 , par exemple si l'on souhaite estimer l'énergie de décorrélation⁷, il est possible d'utiliser une formule alternative :

$$\frac{dN}{dE}(E) = N \frac{(1-\Gamma)E^{-\Gamma}}{E_{max}^{1-\Gamma} - E_{min}^{1-\Gamma}}, \quad (\text{V.2})$$

où N est le flux intégral de photons entre les énergies E_{min} et E_{max} .

Certaines sources montrent un spectre courbé qui nécessite des formulations plus complexes. Selon la variation d'indice observée, plusieurs formes pourront être utilisées. La première d'entre elles consiste en une loi de puissance brisée. Il s'agit du passage d'une loi de puissance d'indice Γ_1 à une seconde d'indice Γ_2 à partir d'une énergie E_{break} . Cette forme est utilisée pour certains SNRs et AGNs.

Dans le cas où le flux diminue plus rapidement, il est possible d'utiliser une loi de puissance avec coupure exponentielle définie par :

$$\frac{dN}{dE}(E) = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left(- \left[\frac{E}{E_c} \right]^\beta \right), \quad (\text{V.3})$$

où E_c est l'énergie de coupure du spectre et β est un indice qui caractérise la vitesse de coupure⁸. Cette forme sera caractéristique des pulsars qui sont très brillants en-dessous de quelques GeV et dont le flux décroît rapidement quand on augmente l'énergie.

La dernière forme qui nous sera utile est la parabole logarithmique. Cette dernière a notamment été utilisée dans le 2FGL pour déterminer si les sources étaient significativement mieux modélisées

6. En pratique il ne s'agit pas d'un paramètre du modèle puisque cette énergie est fixée à l'énergie de décorrélation pour minimiser l'incertitude sur les autres paramètres.

7. L'énergie de décorrélation où énergie pivot est l'énergie pour laquelle la corrélation entre les différents paramètres est minimisée. Cela se traduit par une minimisation des termes non-diagonaux de la matrice de covariance. Plus d'information est disponible à l'adresse : <http://www-glast.slac.stanford.edu/sciencetools/LATSourceCat/meetings/temp/zerocor.pdf>.

8. Pour $\beta > 1$, le flux diminuera plus rapidement qu'une simple exponentielle dépendant de E : on parlera de coupure super-exponentielle. Pour $\beta < 1$, le flux diminuera moins rapidement avec l'énergie. Dans le cadre de cette thèse, β est fixé à 1.

par des formes courbes par rapport à de simples lois de puissances. Cette forme est définie par :

$$\frac{dN}{dE} = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\alpha + \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}, \quad (\text{V.4})$$

où α et β sont des paramètres qui définissent l'indice local à une énergie donnée.

V.3.3 Fond diffus

En plus de chaque source de la région, il faut inclure les modèles d'émission diffuse Galactique et isotrope. Ce dernier correspond à la somme du diffus extra-Galactique et instrumental. La modélisation spatiale du diffus Galactique se fera à l'aide des cartes décrites au chapitre II et le spectre sera ajusté comme une constante ou comme une loi de puissance. Le diffus isotrope n'a pas besoin de définition spatiale. Il suffira donc d'ajuster la normalisation de son spectre tabulé sous la forme d'un fichier texte.

V.3.4 Du modèle créé à une carte de photons

Pour convertir le modèle en terme de photons il est nécessaire de calculer l'exposition qui correspond à la surface effective multipliée par le temps d'observation dans une direction donnée. Ce calcul se fait en deux étapes. La première consiste à calculer le temps d'observation total d'une position du ciel donnée à un angle θ donné⁹. Ce temps, appelé *temps de vie*, ne dépend pas du modèle mais uniquement de l'historique de navigation du LAT (i.e. du fichier *FT2*). La compilation de ces temps de vie est fournie par l'outil `gt1tcube` sous forme d'une table à trois dimensions : deux pour la position dans le ciel et une pour l'angle θ . Cette table est ensuite utilisée pour calculer la carte d'exposition à l'aide de l'outil `gtexpcube2`. Cette carte dépend des fonctions de réponses de l'instrument qui dépendent de l'énergie. Pour obtenir le nombre de coups prédits pour une source à une position donnée, il suffit alors d'intégrer le produit du modèle de spectre et de la carte d'exposition.

A partir de la carte de coups prédits, l'analyse va consister à faire varier les paramètres spatiaux et spectraux du modèle afin de trouver le jeu de paramètres qui reproduit au mieux les données. Pour trouver ce jeu de paramètres, on utilise une méthode de recherche par maximum de vraisemblance qui est décrite dans la prochaine section.

V.4 Comparaison par maximum de vraisemblance

V.4.1 Définition

La vraisemblance, notée \mathcal{L} , est définie comme la probabilité d'obtenir les données en supposant un modèle. Dans notre cas, les données sont le nombre de photons observés en fonction de leur position et le modèle est celui que nous venons de construire. Les photons sont regroupés par intervalles en positions et en énergie. Ils suivent alors une loi de Poisson. La probabilité d'obtenir o_i photons

9. Il s'agit ici de l'angle entre l'axe du satellite et la position d'observation.

dans le pixel i si le modèle en prédit p_i est alors donnée par :

$$Proba_i = \frac{p_i^{o_i} \exp(-p_i)}{o_i!}. \quad (\text{V.5})$$

La probabilité totale d'obtenir les données en supposant le modèle est donc :

$$\mathcal{L} = \prod_i \frac{p_i^{o_i} \exp(-p_i)}{o_i!} = \prod_i \frac{p_i^{o_i}}{o_i!} \prod_i \exp(-p_i) = \exp(-\sum_i p_i) \prod_i \frac{p_i^{o_i}}{o_i!} = \exp(-N_{pred}) \prod_i \frac{p_i^{o_i}}{o_i!}, \quad (\text{V.6})$$

où N_{pred} correspond au nombre de coups prédits. C'est cette fonction de vraisemblance qui est maximisée lorsque l'on étudie les données du LAT en mode "binné" : elle définit la qualité de l'ajustement global. Lorsque le nombre de photons n'est pas trop important (hors du plan Galactique), il est utile de traiter les photons un par un pour ne pas altérer l'information disponible. Il s'agit de l'analyse "unbinned" ¹⁰ qui ne sera pas utilisée au cours de cette thèse.

V.4.2 Comparaison des modèles

L'ajustement des paramètres du modèle est obtenu par la recherche du maximum de la fonction de vraisemblance définie au paragraphe précédent. Ce qui va nous intéresser ici c'est la manière de comparer deux modèles afin de juger si l'un améliore significativement la vraisemblance par rapport à un second modèle avec moins de degrés de liberté. Par exemple, pour déterminer s'il existe une source à un endroit donné, on cherche la meilleure vraisemblance avec la source dans le modèle puis sans la source. On obtient ainsi deux valeurs qu'il faut comparer. Pour les comparer on utilise le *Test Statistique* qui sera noté TS et qui est défini comme :

$$TS = 2(\ln(\mathcal{L}_1) - \ln(\mathcal{L}_0)), \quad (\text{V.7})$$

où \mathcal{L}_0 et \mathcal{L}_1 correspondent aux vraisemblances obtenues en ajustant le modèle respectivement en excluant (Hypothèse 0) et en incluant (Hypothèse 1) la nouvelle source du modèle. Le TS est une fonction croissante de la vraisemblance. Maximiser le second revient donc à maximiser le premier.

D'après le théorème de Wilks (Wilks 1938), le TS est distribué comme un χ^2 à $n_1 - n_0$ degrés de libertés, si n_0 et n_1 sont les nombres de paramètres des hypothèses 0 et 1. Par exemple pour une source ponctuelle modélisée par une loi de puissance le nombre de degrés de liberté supplémentaires sera de 4 : 2 pour la position et 2 pour le spectre. Le seuil de détection fixé à un TS de 25 correspond alors à une significativité un peu plus grande que 4σ . Comme nous le verrons dans la suite il existe plusieurs versions du TS qui permettent de calculer la significativité de différents comportements spatiaux et spectraux. Ces TS seront définis au cours de la prochaine section qui présente les analyses spatiales et spectrales proprement dites.

10. De plus amples informations sont disponibles à l'adresse : http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/likelihood_tutorial.html

V.5 Analyse des données

Les analyses spatiales et spectrales se basent sur le même schéma. Dans un premier temps on sélectionne les photons autour de la source comme décrit aux paragraphes précédents. Puis on définit un modèle dont on ajuste les paramètres. Dans certaines régions, notamment le long du plan Galactique, la densité de sources est très importante et toutes les sources incluses dans le modèle ne peuvent pas être réajustées. On ne réajuste que les paramètres spectraux des sources comprises à l'intérieur d'un rayon plus petit que le rayon de la région d'intérêt. La largeur de cette région dépend de la PSF qui dépend elle-même de l'énergie. Le nombre de sources réajustées dépend donc de l'analyse que l'on souhaite faire. De même, à cause de la PSF, certaines sources extérieures à la région d'intérêt peuvent être reliées à des photons qui sont à l'intérieur. Pour éviter que cet effet ne biaise l'ajustement, par exemple en prédisant un spectre de diffus Galactique plus grand que ce qu'il n'est réellement, le modèle fourni doit être plus large que la région d'intérêt.

Il existe deux outils utilisés par la collaboration *Fermi-LAT* : *pointlike* et *gtlike*. Le premier est un outil optimisé pour l'étude spatiale des sources décrit dans Kerr (2011) et le second est l'outil standard fourni par la collaboration¹¹. Les deux fonctionnent sur des algorithmes de recherche par maximum de vraisemblance, mais avec des modèles de source légèrement différents. Ces modèles diffèrent sur la définition spatiale des sources : alors que *pointlike* crée ses propres cartes de sources étendues, *gtlike* n'accepte que des cartes déjà créées.

V.6 Analyse spatiale grâce à l'outil *pointlike*

V.6.1 Méthode

L'outil *pointlike* est un outil qui ajuste aussi les paramètres spatiaux de la source, comme décrit dans Kerr (2011). Pour cela, on suppose que le modèle d'une source peut être factorisé en une composante spatiale et une composante spectrale indépendantes. En utilisant des formes géométriques préalablement définies, *pointlike* crée une carte de photons prédits en convoluant la forme supposée avec la PSF en fonction de l'énergie. Le maximum de vraisemblance est alors cherché en faisant varier simultanément la position du centre de la source et sa largeur si elle est étendue et en comparant les résultats obtenus à des cartes de photons pixélisées spatialement et en énergie. Les paramètres spectraux sont alors ajustés car ils peuvent influencer l'ajustement des paramètres spatiaux, l'inverse étant vrai également. *pointlike* procède donc itérativement jusqu'à obtenir la valeur des paramètres spatiaux et spectraux qui maximise la vraisemblance.

Pour déterminer si une source est significativement mieux modélisée par une source étendue, on définit le TS_{ext} comme :

$$TS_{\text{ext}} = 2(\ln(\mathcal{L}_{\text{étendue}}) - \ln(\mathcal{L}_{\text{point}})), \quad (\text{V.8})$$

où $\mathcal{L}_{\text{étendue}}$ correspond à l'estimateur de vraisemblance obtenu en supposant que la source est étendue et $\mathcal{L}_{\text{point}}$ est la valeur obtenue en supposant que la source est ponctuelle.

11. *gtlike* peut être trouvé sur le site *Fermi Science Support Center* : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>

Les auteurs de Lande *et al.* (2012) ont validé la méthode à l'aide de simulations Monte-Carlo. En supposant que les sources étaient toutes décrites par des disques, les auteurs ont montré qu'un TS_{ext} de 16 correspond à une amélioration de l'ajustement à un niveau de 4σ en supposant 1 degré de liberté supplémentaire¹². Ce seuil sera celui utilisé dans la suite de cette thèse pour considérer une source comme significativement étendue.

La largeur de la résolution angulaire du LAT entraîne la possible contamination de la source d'intérêt par les sources voisines. Aussi lors de l'ajustement de la morphologie ou de la position d'une source, il est important d'être certain que les sources voisines sont bien localisées. Pour les sources très étendues, il est aussi possible que l'émission soit mieux décrite par deux sources ponctuelles ou plus. L'analyse spatiale des sources dépend donc fortement du modèle de la région. Pour réduire cet effet de la résolution angulaire et de la contamination par les autres sources, les analyses spatiales sont souvent menées au-dessus de 10 GeV si la statistique est suffisante. Cela a aussi pour effet de diminuer l'intensité de l'émission due au diffus Galactique.

V.6.2 Incertitudes

Statistiques

L'estimation de l'incertitude sur les paramètres spatiaux se fait à l'aide du profil de vraisemblance. Dans une première étape, `pointlike` calcule l'incertitude sur la position d'une source. Cela se fait en fixant le spectre et l'extension aux valeurs du meilleur ajustement. La position de la source est alors changée afin d'évaluer la vraisemblance autour de la meilleure position. L'ajustement d'une forme Gaussienne asymétrique à ces valeurs permet de déduire l'ellipse d'incertitude à 68% définie comme la région pour laquelle le logarithme de la vraisemblance a diminué de 1.15 (Mattox *et al.* 1996) par rapport au meilleur ajustement.

L'incertitude sur l'extension de la source fait l'objet d'une seconde étape pendant laquelle la position de la source est fixée mais pas son spectre. Le profil de vraisemblance est alors estimé en faisant varier l'extension de la source. L'incertitude à 68% est alors obtenue lorsque le logarithme de la vraisemblance a diminué d'un facteur 2 par rapport au maximum.

Systématiques

Il existe deux sources d'erreur systématique qui peuvent influencer le résultat de l'analyse spatiale (Lande *et al.* 2012). La première incertitude est due à la connaissance imparfaite de l'émission du diffus Galactique. Le diffus Galactique étant la source principale d'émission le long du plan Galactique, une caractérisation spatiale ou spectrale inexacte peut changer la valeur des paramètres spatiaux d'une source donnée. Pour estimer cette incertitude, l'ajustement de la position et de l'extension est fait une seconde fois en utilisant un modèle de diffus alternatif décrit dans Abdo *et al.* (2010h). Ce diffus est composé de plusieurs cartes en formes d'anneaux autour du centre Galactique qui ont été ajustées indépendamment. Cette séparation ajoute des degrés de liberté au modèle de fond, ce qui lui permet de mieux prendre en compte d'éventuelles structures ou sources mal modélisées dans le diffus standard. L'erreur systématique est alors estimée comme la différence de position/extension entre l'ajustement avec le diffus standard et ce diffus alternatif.

La seconde source d'erreur systématique vient de l'incertitude sur la caractérisation de la résolution angulaire. En effet, la différence observée entre la caractérisation de la PSF par simulations

12. Il s'agit d'un degré supplémentaire en supposant que la source existe dans les deux cas et que le spectre est de même forme. Le degré de liberté supplémentaire correspond donc à l'extension de la source.

Monte-Carlo et celle obtenue en vol montre que la résolution angulaire a été légèrement sur-estimée avant le lancement. Or, une prise en compte inexacte de la résolution angulaire dans les fonctions de réponse de l'instrument peut entraîner une variation des paramètres spatiaux ajustés. Pour estimer cette incertitude systématique, nous avons effectué une troisième itération de l'analyse spatiale en utilisant une caractérisation de la résolution angulaire obtenue uniquement à partir de simulations Monte-Carlo du détecteur. Le jeu d'IRFs correspondant s'appelle *P7CLEAN_V6MC*. L'erreur systématique est alors évaluée comme la différence de position et d'extension entre cet ajustement et l'ajustement utilisant les IRFs décrites au chapitre précédent.

Ces deux sources de systématiques sont supposées être indépendantes et sont ajoutées en quadrature pour obtenir une estimation de l'incertitude systématique totale sur la position et l'extension des sources. Mais comme énoncé précédemment, *pointlike* ajuste aussi les paramètres spectraux. Ceux-ci font l'objet de la section suivante.

V.7 Analyse spectrale grâce à l'outil *gtlike*

V.7.1 Méthode

Bien que *pointlike* soit un outil optimisé pour la recherche d'extension et la relocalisation des sources, il ne s'agit pas d'un outil standard. L'outil standard utilisé par la collaboration *Fermi* et optimisé pour obtenir un ajustement des paramètres spectraux d'une source s'appelle *gtlike*. Cet outil ne permet pas de faire varier l'extension ni la forme de la source. Il est possible de pallier numériquement à ce problème en créant plusieurs cartes de sources étendues dont on ajuste le spectre par la suite, mais cette méthode est plus longue. *pointlike* n'a pour l'instant pas atteint le degré d'achèvement qui lui permette d'être rendu public. Par conséquent, les résultats doivent être confirmés par l'outil public *gtlike*. Les écarts entre les paramètres spectraux obtenus par *pointlike* et *gtlike* sont faibles.

gtlike fournit donc les valeurs de TS, de TS_{ext} et des paramètres spectraux utilisés dans les publications. Il est lui aussi basé sur une méthode de maximum de vraisemblance présentée dans Mattox *et al.* (1996).

Après avoir obtenu le meilleur ajustement des paramètres spectraux, *gtlike* est utilisé pour déterminer les points spectraux utilisés dans les modélisations de sources, comme celle présentée au chapitre III et en figure V.1. Pour les obtenir, la gamme en énergie de l'analyse est divisée en N intervalles en énergie. Lors de cet ajustement, les modèles de diffus et des sources alentours sont fixés aux valeurs obtenues lors de l'ajustement global. Si le TS obtenu ainsi dans l'intervalle est plus grand que 10 (ce qui correspond environ à $\sim 3\sigma$), on détermine le flux de la source. Si le TS est inférieur à 10, on cherche une limite supérieure sur le flux.

Deux méthodes permettent d'estimer une limite supérieure sur le flux : la méthode utilisant le profil de vraisemblance et la méthode Bayésienne. La méthode utilisant le profil de vraisemblance consiste à observer la fonction de vraisemblance et à augmenter le flux jusqu'à ce que la vraisemblance ait diminué d'un facteur qui dépend du niveau de confiance que l'on souhaite. Par exemple, pour obtenir une limite supérieure à 95% de confiance, il faut une diminution d'un facteur 2.71/2. Cette méthode fait l'objet de la référence Rolke *et al.* (2005). La méthode Bayésienne consiste à intégrer le profil de vraisemblance en partant d'un flux nul jusqu'à une grande valeur et à chercher la valeur du flux F telle que 95% de l'intégrale soit comprise entre 0 et F . Cette méthode est décrite dans Helene (1983).

L'ensemble des points spectraux et des limites supérieures forme la Distribution Spectrale en Energie (SED pour l'anglais *Spectral Energy Distribution*). La figure V.1 montre la SED obtenue pour la nébuleuse HESS J1825–137 (Grondin *et al.* 2011).

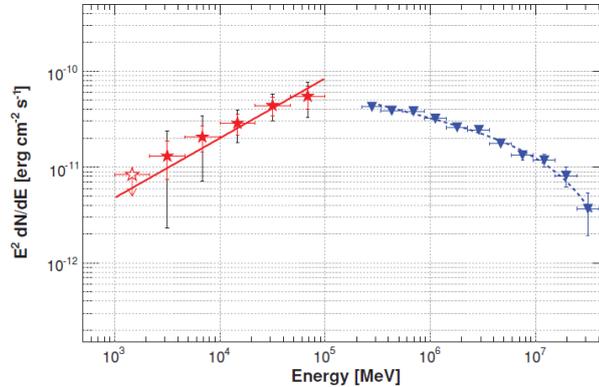


Figure V.1 - Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse HESS J1825–137. Les étoiles rouges correspondent aux points spectraux et aux limites supérieures obtenus grâce aux observations du LAT en suivant la méthode décrite dans le texte. Les triangles bleus correspondent aux points spectraux obtenus par H.E.S.S. Les lignes pleines et pointillées correspondent à des ajustements du spectre observé par le LAT et par H.E.S.S. Les barres d'erreur rouges correspondent aux incertitudes statistiques tandis que les noires correspondent à la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques.

L'estimation des incertitudes statistiques sur les paramètres de l'ajustement global et les points spectraux se fait de la même manière que celui sur l'extension de la source. Le profil de vraisemblance est scanné jusqu'à trouver la valeur du paramètre pour laquelle la vraisemblance $\ln(\mathcal{L}) = \ln(\mathcal{L}_{max}) - 0.5$ ce qui correspond à une incertitude de 1σ sur le paramètre.

V.7.2 Incertitudes systématiques

Il existe trois sources d'incertitudes systématiques sur les paramètres spectraux : celle sur notre connaissance du diffus Galactique, celle sur notre connaissance de la surface efficace et celle sur notre connaissance de la vraie morphologie de la source.

Pour les mêmes raisons que celles exposées en section V.6.2, une modélisation inexacte du fond diffus Galactique peut entraîner des variations des paramètres spectraux d'une source. Cette erreur peut devenir particulièrement importante pour les sources faibles dans les gammes d'énergies inférieures à 10 GeV dans lesquelles le diffus Galactique est conséquent. Il existe deux méthodes pour estimer l'incertitude due à la modélisation du diffus Galactique. La première méthode consiste à faire varier la normalisation du modèle de diffus Galactique. Pour connaître la variation nécessaire pour prendre en compte cette incertitude les auteurs de Abdo *et al.* (2010k) ont étudié les résidus de photons situés dans 14 régions proches de la source W49B une fois le diffus Galactique ajusté et soustrait. Les auteurs ont montré que, pour modéliser 90% des résidus, la normalisation du diffus devait varier de 6%. Cette valeur est aujourd'hui utilisée comme un standard. C'est celle qui sera utilisée dans les chapitres VI et VII.

L'autre méthode consiste à utiliser un modèle alternatif du diffus comme celui utilisé en section V.6.2. Ce sera la méthode utilisée au chapitre VIII. Une autre méthode s'appuyant sur 8 modèles

alternatifs a récemment été présentée (de Palma *et al.* 2013). Cette méthode plus complète sera utilisée dans le cadre du catalogue de SNRs vues par le LAT (Ackermann *et al.* in prep. b). L'erreur systématique est alors estimée comme la différence des valeurs obtenues lors de l'ajustement principal et les valeurs obtenues grâce aux modèles alternatifs de diffus.

L'estimation de l'erreur sur la surface efficace est particulièrement importante. En effet, cette dernière est directement reliée au flux de photons observé et comme elle dépend de l'énergie, elle peut influencer l'ensemble des paramètres spectraux. L'incertitude sur la surface efficace est estimée comme le rapport entre le nombre d'événements réellement mesuré qui passent les sélections d'une classe donnée et celui obtenu par les simulations Monte-Carlo pour un même nombre d'événements avant coupure. Dans le cadre des classes *P7SOURCE_V6* et *P7CLEAN_V6* ces incertitudes sont de $\varepsilon(E = 100\text{MeV}) = 10\%$, $\varepsilon(E = 560\text{MeV}) = 5\%$ et $\varepsilon(E > 10\text{GeV}) = 10\%$ (Ackermann *et al.* 2012a). Ces incertitudes sur la surface effective vont se propager sur les paramètres spectraux comme le prefacteur ou l'indice. Pour propager ces incertitudes, un nouveau jeu d'IRFs correspondant à des cas extrêmes est généré. Ces nouvelles fonctions de réponses sont définies comme $IRF'(E) = IRF(E) \times (1 + \varepsilon(E)B(E))$, où $B(E)$ correspond à une fonction d'encadrement choisie pour maximiser la variation du paramètre considéré. Par exemple, pour obtenir le flux maximum/minimum qui corresponde aux barres d'erreur sur la surface efficace il suffit d'augmenter/de diminuer la surface efficace sur toute la gamme en énergie. La fonction d'encadrement utilisée sera donc $B(E) = \pm 1$. Pour obtenir l'indice le plus grand/petit possible permet par les par l'incertitude sur la surface efficace, il faut diminuer/augmenter la surface efficace à haute énergie et l'augmenter/la diminuer à basse énergie. La fonction d'encadrement utilisée doit donc changer de signe dans la gamme en énergie utilisée. La fonction utilisée ici est :

$$B(E) = \pm \tanh \left(\frac{\log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right)}{K} \right), \quad (\text{V.9})$$

où E_0 est l'énergie pivot et K est une constante fixée à 0.13. Cette fonction possède la particularité de changer de signe à l'énergie E_0 et d'être proche de ± 1 ailleurs. Elle maximise donc l'erreur sur l'indice spectral. L'erreur systématique est alors estimée comme la différence de la valeur du paramètre obtenue lors de l'ajustement principal et la valeur obtenue grâce à l'ajustement avec les fonctions de réponse modifiées.

La dernière source d'incertitude systématique qui peut affecter l'estimation des paramètres spectraux est l'incertitude sur la morphologie de la source. En effet, en supposant deux morphologies différentes, les photons attribués à la source vont être différents ce qui entrainera une variation du spectre.

Les incertitudes obtenues par ces différentes méthodes sont supposées être indépendantes et sont ajoutées en quadrature pour donner l'estimation de l'incertitude systématique globale.

PARTIE III

ETUDE DE SOURCES INDIVIDUELLES

Étude de MSH 11–62

VI.1 Introduction

MSH 11–62, ou SNR G291.0–0.1, est une source détectée pour la première fois en 1961 grâce au radiotélescope de 85 MHz basé à Sydney (Mills *et al.* 1961). Il faut attendre les observations radio de 1968 pour suggérer qu’il s’agit d’un SNR composite avec à l’intérieur une structure allongée qui ressemble à une nébuleuse. En effet, cette structure montre un spectre en loi de puissance d’indice $\Gamma \sim -0.3$ et un champ magnétique aligné avec l’axe principal de l’émission (Roger *et al.* 1986).

La même année est annoncée la détection d’une contrepartie en rayons X détectée grâce à l’observatoire spatial *Einstein* (Wilson 1986). De même que dans la gamme radio, ce sont les secondes observations en rayons X obtenues grâce au satellite *ASCA*¹ qui permettent de distinguer une composante non-thermique générée par la nébuleuse au centre du SNR (Harrus *et al.* 1998). Ces observations impliquent que MSH 11–62 est un vestige de supernova à l’intérieur duquel est confinée une nébuleuse. Cependant, les rayons X ne permettent pas de détecter de pulsar capable d’alimenter la nébuleuse.

Il existe en rayons γ une source détectée par *EGRET* coïncidente avec MSH 11–62 (Hartman *et al.* 1999a). Cependant, la faible résolution angulaire d’*EGRET* par rapport aux instruments radio et X ne permettent pas de déterminer si cette émission est associée au SNR ou à un pulsar proche : PSR J1105–6107. Les télescopes Čerenkov n’ont pas permis de lever le voile sur cette incertitude puisqu’il n’existe à ce jour pas de contrepartie TeV observée dans cette région.

La nature de cette émission de rayons γ n’est pas la seule inconnue puisque la distance qui sépare MSH 11–62 de la Terre est elle-même très mal contrainte. En effet, seule une limite inférieure de 3.5 kpc a pu être obtenue grâce à un modèle de rotation de la Galaxie en observant la raie d’absorption de l’hydrogène neutre.

Les récentes données multi-longueur d’ondes obtenues grâce à l’arrivée des satellites *Chandra*, *XMM* et *Fermi* ont apportées de nouvelles informations sur le SNR, la nébuleuse et l’objet central. Ces observations seront présentées dans les sections suivantes de ce chapitre et font l’objet de la référence Slane *et al.* (2012a) pour laquelle j’ai mené les analyses des données *Fermi*.

VI.2 Observations radio et X

VI.2.1 Observations radio

Les observations radio ont été menées grâce aux six interféromètres du réseau de télescopes *ATCA*² situés en Australie. Elles ont eu lieu en Février et Mars 1999 et chacune correspond à une durée comprise entre 8 et 11 h. Les données ont été prises dans une bande de 128 MHz autour de la fréquence

1. *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*

2. *Australia Telescope Compact Array*

moyenne 1384 MHz. L'image obtenue est présentée en figure VI.1. Le flux total de la SNR à 1.4 GHz est de 14 Jy^3 tandis que le flux associé à la nébuleuse est de 4.8 Jy .

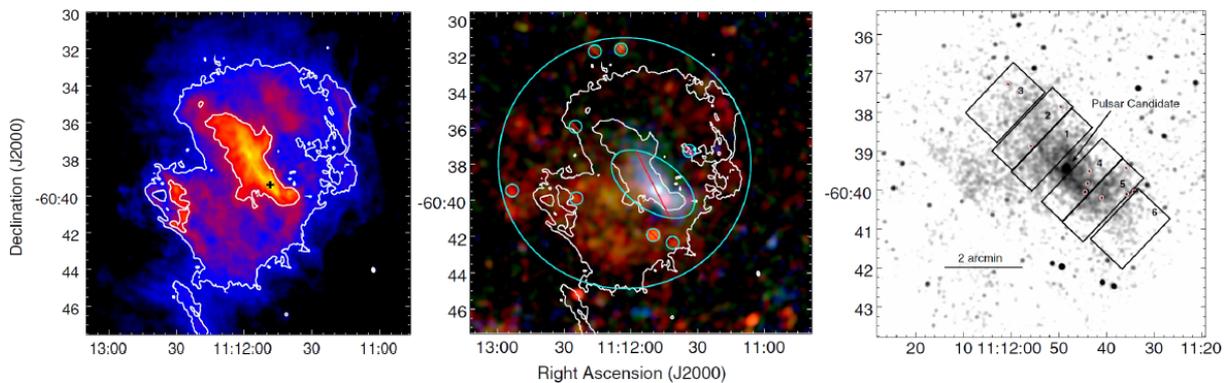


Figure VI.1 - Images radio et X de MSH 11–62 extraites de la référence Slane *et al.* (2012a). La figure de gauche est l'image obtenue à 1.4 GHz par *ATCA*. Les lignes blanches représentent les contours d'émission à 3.6 et $1.5 \text{ mJy beam}^{-1}$. La croix noire représente la position de la source ponctuelle observée en X (cf section VI.2.2). La figure au centre représente l'image obtenue grâce à *XMM-Newton*. Les contours blancs sont les mêmes que ceux de la radio. Les cercles barrés correspondent à des sources ponctuelles retirées de l'analyse. L'ellipse au centre correspond à la région de la nébuleuse observée en rayons X présentée sur la figure de droite. Cette région a été soustraite pour déterminer le flux du SNR dont la région d'extraction est représentée par le grand cercle. La figure de droite représente l'image de la nébuleuse observée par *Chandra*. Cette image a été lissée en utilisant une Gaussienne de $5''$ de diamètre. Les 6 régions sont celles utilisées pour observer la variation de l'indice spectral décrit dans la section VI.2.2. La position de la source compacte au centre de la nébuleuse est montrée par une flèche noire.

La figure VI.1 montre une composante diffuse associée au SNR à l'intérieur de laquelle se trouve la nébuleuse étendue observée par Roger *et al.* (1986). Cette figure montre aussi la présence de filaments dans le SNR et la présence de zones plus lumineuses dans la PWN. Cette zone se trouve aux environs des coordonnées $RA = 11^h 11^m 48^s$, $Dec = -60^\circ 39' 27''$ (proches de la croix noire). Cette morphologie allongée dans la direction nord-est/sud-ouest suggère que la nébuleuse a été comprimée par le choc en retour du SNR. Cela implique que ce dernier se soit propagé plus rapidement dans la direction nord-ouest/sud-est.

VI.2.2 Observations en rayons X

Les observations en rayons X ont été obtenues grâce à la combinaison de deux instruments. En premier lieu, l'observatoire spatial *XMM-Newton*⁴ a fourni 40 ks de données prises en Février 2002. Avec son large champ de vue, *XMM-Newton* a permis d'observer l'intégralité du SNR contrairement aux 50 ks d'observations obtenues grâce à *Chandra*⁵ dont le champ de vue réduit ne permet pas de recouvrir le vestige.

L'analyse des données a montré la présence du SNR et de la nébuleuse. Comme le montre la figure VI.1 (centre), la nébuleuse observée en rayons X est un peu décalée d'environ 0.01° par rapport

3. Le Jansky, noté Jy, est une unité de flux qui vaut $10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$.

4. *X-ray Multi Mirror* est un observatoire spatial de rayons X entre 0.1 et 12 keV lancé par l'ESA en 1999.

5. *Chandra X-ray Observatory* est un télescope spatial de rayons X lancé par la NASA en 1999.

à celle observée en radio. Cependant, le centre des deux émissions est coïncident et correspond à une nouvelle source ponctuelle de rayons X certainement associée au pulsar même si, pour l'instant, aucune pulsation n'a été détectée en provenance de cette région. Cette source se trouve à la position $RA = 11^h 11^m 48^s$, $Dec = -60^\circ 39' 26''$ ce qui correspond au centre de l'émission X de la nébuleuse.

L'analyse des données *Chandra* dans la région de la nébuleuse (après retrait de l'émission de la source compacte) donne un indice spectral de $\Gamma = 1.8 \pm 0.1$ et une densité de colonne $N_H = (6.7 \pm 0.7) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ qui sera fixée par la suite. Afin de montrer une éventuelle variation du spectre avec la distance angulaire au pulsar un ajustement a été effectué dans six régions exposées sur la figure VI.1 (droite). Le résultat de ces ajustements est exposé en table VI.1 et montre que l'indice augmente avec la distance par rapport au candidat pulsar. Cette augmentation est caractéristique des nébuleuses de pulsars comme HESS J1825–137, et peut être expliqué par les pertes synchrotron comme expliqué au chapitre III, et prouve une fois de plus que l'émission en rayons X et en radio provient de la nébuleuse de pulsar.

Numéro de la région	Γ
1	1.7 ± 0.1
2	1.8 ± 0.1
3	2.2 ± 0.1
4	1.5 ± 0.1
5	1.7 ± 0.1
6	2.5 ± 0.4

Tableau VI.1 - Variation de l'indice spectral de la nébuleuse de MSH 11–62 en fonction de la distance angulaire à l'objet compact. Les régions sont définies en figure VI.1 (droite).

Le spectre de la source ponctuelle, dénommée CXOU J111148.6–603926, est décrit par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 1.2 \pm 0.2$ avec une densité de colonne d'hydrogène $N_H = 6.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Cela correspond à un flux non-absorbé $F_X(0.5 - 10 \text{ keV}) = 3.7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et à une luminosité $L_X(0.5 - 10 \text{ keV}) = 1.1 \times 10^{33} d_5^2 \text{ erg s}^{-1}$, où $d_5 = \frac{\text{distance}}{5 \text{ kpc}}$. Des recherches de pulsation en provenance de cette source dans les données du LAT par deux groupes indépendants n'ont pas aboutit à la détection de pulsations. Il en est de même pour des recherches radios et en rayons X comme annoncé dans Slane *et al.* (2012a).

Les données de *XMM-Newton* ont permis d'étudier les propriétés du SNR. Pour cela, les contributions de la PWN et des sources ponctuelles situées dans la région ont été retirées comme montré en figure VI.1. Les spectres obtenus grâce à *XMM-Newton* peuvent être ajustés comme la somme de deux composantes :

1. Un modèle de choc plan hors-équilibre d'ionisation (*VPSHOCK*) dont les paramètres sont une température des électrons $kT = 1.5_{-0.2}^{+0.5} \text{ keV}$, un temps caractéristique d'ionisation $n_e t = (2.9 \pm 0.9) \times 10^{10} \text{ s cm}^{-3}$ et un paramètre de normalisation⁶ proportionnel à la taille de la région d'émission et à la densité du milieu ambiant. Ce modèle correspond à un flux non-absorbé $F_X(0.5 - 10 \text{ keV}) = 2.1 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

6. $norm = \frac{10^{-14}}{4\pi d^2} \int n_e n_H dV$ où d correspond à la distance, n_e et n_H sont les densité d'électrons et d'hydrogène et V le volume de la région d'émission.

2. Une composante thermique de température $kT = 2.8 \pm 0.4$ keV et de flux non-absorbé $F_X(0.5 - 10\text{keV}) = 3.0 \times 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹.

En supposant que le SNR a une morphologie en couche mince avec une largeur de la coquille correspondant à 1/12 de la taille du SNR⁷, le paramètre de normalisation a permis de contraindre la densité à l'extérieur du SNR à une valeur de $n_H = 0.04$ cm⁻³. Cette valeur sera utilisée lors de la modélisation de cette source.

VI.3 Observations par le LAT

VI.3.1 Préparation des données

Comme énoncé dans les sections précédentes, il existe une source de rayons γ coïncidente avec le SNR MSH 11–62. Cependant, l'origine de l'émission γ est inconnue. Alors qu'en rayons X et en radio, le candidat pulsar, la nébuleuse et le SNR sont bien résolus, il n'en est pas de même pour l'émission γ . Cette dernière peut donc provenir de chacune des composantes (le SNR, le pulsar, la PWN ou une combinaison des trois). Pour déterminer laquelle est la plus susceptible de générer l'émission observée par le LAT, il faut étudier ses paramètres spatiaux et spectraux. Pour ce faire, nous avons sélectionné les données comme décrit dans la table VI.2.

Intervalle en temps	
MET	$t_{\text{start}} = 239557417$ s, $t_{\text{stop}} = 321762391$ s
Date correspondantes	Du 4 Août 2008 au 14 Mars 2011
Région d'intérêt	
Coordonnées du centre	$(RA, Dec) = (11^h 12^m 07^s, -60^\circ 40' 12'')$ $(l, b) = (291.06^\circ, -0.11^\circ)$
Forme	Circulaire avec un rayon de 10° pour <code>pointlike</code> Carré aligné avec les coordonnées Galactiques de 10° de côté pour <code>gtlike</code>
Classe d'événements	Source
IRFs	<code>P7Source_V6</code>
Gamme en énergie	0.1 – 100 GeV
Coupure sur l'angle zénithal	$Z < 100^\circ$
Version des Science Tools	<code>v9r21p0</code>

Tableau VI.2 - Sélection des données pour l'étude de l'émission LAT observée autour de la nébuleuse MSH 11–62. Les chapitres IV et V présentent de plus amples détails sur les différentes sélections utilisées.

Le modèle initial a été construit en prenant toutes les sources incluses dans le catalogue 2FGL (voir chapitre V) et à moins de 15° du centre de la région d'intérêt. Il existe dans ce catalogue une source coïncidente avec MSH 11–62 dénommée 2FGL J1112.1–6040. Ce sont les caractéristiques de cette source qui seront modifiées lors de l'analyse spatiale et spectrale. Les normalisations des spectres des huit sources situées à moins de 5° de MSH 11–62 ont été réajustés à chaque étape pour éviter toute contamination due à une mauvaise prise en compte de ces sources. Les paramètres de celles qui se trouvaient à plus de 5° ont été fixées aux valeurs du catalogue 2FGL. Les modèles de diffus Galactique et isotropes utilisés sont les modèles standards décrits au chapitre II et V résumés dans les

7. Cette hypothèse correspond au cas d'un choc fort avec un rapport de compression de 4.

fichiers : *ring_2year_P76_v0.fits* et *isotrop_2year_P76_source_v0.txt*⁸. La position des sources du modèle proches de MSH 11–62 et le résultat de l’ajustement de la région sont exposés en figure VI.2.

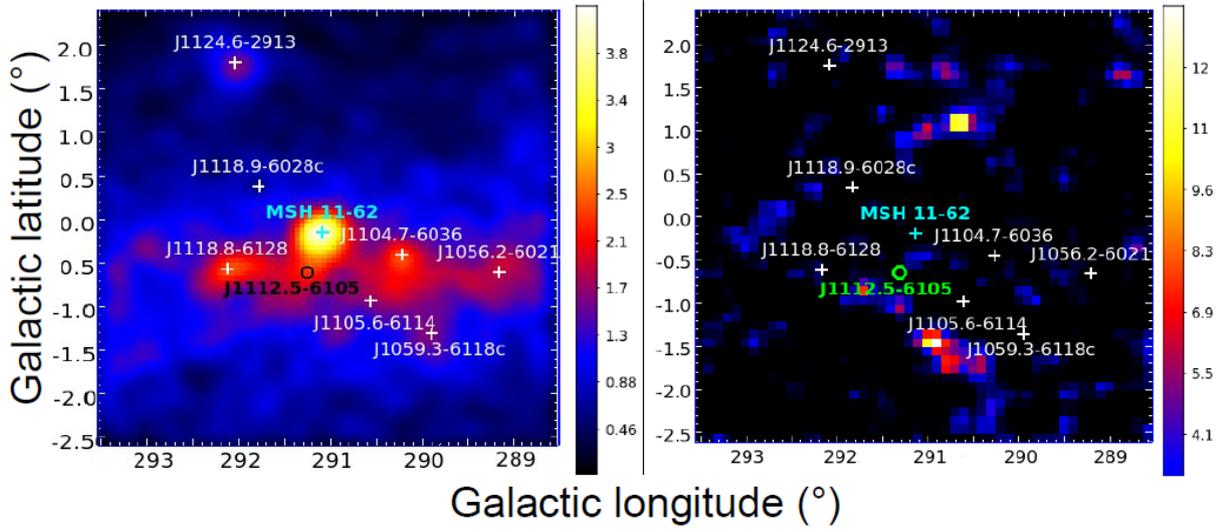


Figure VI.2 - (Gauche) Carte de photons observés par le LAT dans une région de 5° centrée sur MSH 11–62 (unité arbitraire). Pour réduire l’émission venant du diffus Galactique, seuls les photons d’énergie supérieure à 1 GeV ont été sélectionnés. Cette carte est lissée par une Gaussienne de 0.25° . (Droite) Carte de TS obtenue après soustraction de toutes les sources incluses dans le modèle. Cette carte est obtenue en ajustant la normalisation d’une source ponctuelle dont le spectre est décrit par une loi de puissance d’indice $\Gamma = 2$ dont on fait varier la position selon les axes de la carte. On peut voir qu’il n’existe aucun résidu dont le TS dépasse 13 (ce qui correspond à une significativité $< 4\sigma$) ce qui signifie que le modèle reproduit bien la région sans source supplémentaire. Sur les deux cartes, les points blancs représentent les sources 2FGL qui font partie du modèle. Le cercle (noir/magenta) représente la position de la source associée au pulsar PSR J1112–6103 et la position de MSH 11–62 est symbolisée par une croix bleue.

VI.3.2 Analyse spatiale

Dans cette section nous cherchons à caractériser la distribution spatiale de l’émission. Comme expliqué au chapitre V, cette analyse a été menée à bien grâce à l’outil *pointlike*. La figure VI.2, montre qu’il existe une source proche de MSH 11–62, associée au pulsar PSR J1112–6103⁹ et située à 0.4° . Une modélisation précise de cette source est importante pour éviter toute contamination lors de l’ajustement de la position et de l’extension de MSH 11–62. Aussi la position de cette source a-t-elle été ajustée itérativement avec celle de MSH 11–62. L’analyse spatiale des sources est en général effectuée au-dessus de 10 GeV où la résolution angulaire est meilleure et l’émission du diffus Galactique réduite. Cependant, ceci n’est pas réalisable dans le cas de MSH 11–62 puisqu’il n’existe plus d’émission significative de cette source au-delà de 10 GeV. Pour considérer un jeu de photons plus approprié pour l’étude spatiale, nous avons sélectionné les photons au-dessus de 3 GeV¹⁰.

8. Ces fichiers sont fournis par la collaboration sur le site internet du *Fermi Science Support Center* : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

9. La source associée au pulsar PSR J1112–6103 dans le catalogue 2FGL est dénommée 2FGL J1112.5–6105.

10. Il s’agit du jeu de données qui donne la plus grande estimation de TS_{ext} .

Les résultats de l'analyse morphologique décrite au chapitre V sont exposés en table VI.3 et en figure VI.2. Ces paramètres conduisent à un TS_{ext} de 10. En supposant un degré de liberté supplémentaire, ce TS_{ext} correspond à une significativité de $\sim 3\sigma$. Cela signifie que la source est marginalement mieux modélisée par une source Gaussienne de dispersion $\sigma = (0.11 \pm 0.03)^\circ$. Si cette extension se confirme dans le futur, ce sera une bonne indication pour exclure l'hypothèse selon laquelle toute l'émission γ est générée par le pulsar. Cependant, de futures analyses sont nécessaires pour conclure sur cette extension. En supposant que la significativité de l'extension varie comme la racine carrée du temps, on obtient qu'une analyse utilisant 5 ans de données serait nécessaire pour détecter cette extension à un niveau de 4σ .

Hypothèse	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	incertitude ($^\circ$)	Extension (σ) ($^\circ$)	TS	TS_{ext}
Source ponctuelle	168.05	-60.67	0.04	–	183	–
Gaussienne	168.00	-60.67	0.04	0.11 ± 0.03	193	10

Tableau VI.3 - Résultats de l'analyse spatiale de MSH 11–62 obtenus au-dessus de 3 GeV. La première colonne présente l'hypothèse utilisée. Les deuxième, troisième et quatrième colonnes présentent la position du centre de l'émission obtenue après ajustement et l'incertitude à 1σ sur ces paramètres. La cinquième colonne donne la meilleure extension trouvée dans le cas d'une distribution Gaussienne. La sixième et la septième colonne donnent le TS et le TS_{ext} .

VI.3.3 Analyse spectrale

L'analyse spectrale de MSH 11–62 est faite au-dessus de 100 MeV en supposant différentes formes spectrales comme celles présentées au chapitre V et en fixant la position de la source à la position obtenue lors de l'analyse spatiale. Le catalogue 2FGL du LAT a démontré que cette source est mieux modélisée par un spectre courbé que par une loi de puissance à un niveau de 6.8σ . Pour le vérifier nous avons dans un premier temps ajusté les paramètres d'une loi de puissance simple afin de les comparer avec ceux obtenus en supposant une loi de puissance avec coupure exponentielle et une parabole logarithmique. Les meilleurs paramètres obtenus pour les trois formes spectrales testées sont présentés en table VI.4.

Hypothèse	$F(0.1 - 100 \text{ GeV})$ $\times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Γ	E_{cut}/E_0 GeV	β	TS	ΔTS
Loi de puissance simple	$10.5 \pm 1.1 \pm 3.5$	$2.09 \pm 0.10 \pm 0.31$	–	–	386	–
Loi de puissance avec coupure exponentielle	$6.3 \pm 1.2 \pm 3.2$	$1.2 \pm 0.2 \pm 0.2$	3.2 ± 0.9	–	432	46
Parabole logarithmique	$5.6 \pm 1.0 \pm 3.6$	$2.17 \pm 0.08 \pm 0.3$	2.3	$0.3 \pm 0.07 \pm 0.25$	436	50

Tableau VI.4 - Résultats de l'analyse spectrale de MSH 11–62. La première colonne présente l'hypothèse utilisée. La deuxième colonne donne le flux intégré au dessus de 100 MeV. Les colonnes comprises entre la troisième et la cinquième présentent les valeurs des paramètres du spectre ajusté. La sixième donne le TS. La septième donne la différence de TS.

La différence de TS obtenue entre la loi de puissance et la loi de puissance avec coupure exponentielle est de $\Delta\text{TS} = 46$. Cette différence correspond à une amélioration de l'ajustement à un niveau de 6.8σ . La source de rayons γ cohérente avec MSH 11–62 présente donc un spectre courbé qui est également bien modélisé par une loi de puissance avec coupure exponentielle autour de 3 GeV. Ce

spectre ressemble à celui présenté pour les pulsars au chapitre II. La distribution spectrale en énergie est obtenue par la méthode présentée au chapitre II et en divisant la gamme d'énergie de 0.1 à 100 GeV en neuf intervalles logarithmiques. Le résultat obtenu est montré en figure VI.3 avec les formes mathématiques correspondant aux meilleurs ajustements.

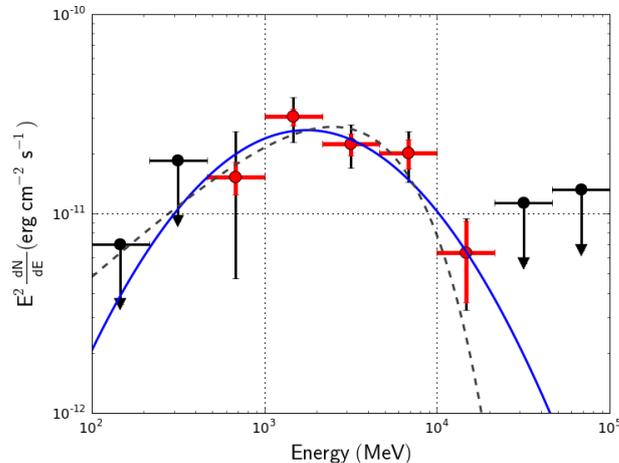


Figure VI.3 - Points spectraux obtenus grâce aux observations du LAT en divisant la gamme d'énergie de 0.1 à 100 GeV en neuf intervalles logarithmiques selon la méthode exposée au chapitre V. Les barres d'erreur rouges correspondent aux incertitudes statistiques tandis que les barres d'erreur noires montrent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. Les limites supérieures correspondent à un niveau de confiance de 99%. La ligne bleue et la ligne tiretée grise correspondent aux ajustements supposant une parabole logarithmique et une loi de puissance avec coupure exponentielle exposés en table VI.4.

VI.4 Modélisation

La forme spectrale obtenue ressemble à celles vues sur les pulsars LAT. Par ailleurs, notre analyse a montré la présence d'une extension marginale. Les trois composants de la source peuvent donc être responsables de l'émission γ . Pour déterminer qui du pulsar, de la PWN ou du SNR est observé par le LAT, nous utiliserons les flux radio et X propres à chaque objet, le spectre observé en rayons γ et une limite supérieure à un niveau de confiance de 2σ sur le flux dans la gamme d'énergie des télescopes Čerenkov présentée dans la référence Slane *et al.* (2012a). Nous discuterons plus en détails l'hypothèse selon laquelle l'émission γ est générée par la nébuleuse dans le cadre du modèle présenté au chapitre III. Dans tous ces modèles, la distance est fixée à 5 kpc et l'énergie de la supernova est fixée à la valeur canonique de 10^{51} erg. Au vu du peu de contraintes existantes, l'espace des paramètres à tester est très important. Aussi, les modèles présentés ici ne correspondent-ils pas à un véritable ajustement statistique excepté dans le cadre de la PWN.

VI.4.1 Hypothèse 1 : l'émission γ provient du SNR

Comme énoncé au chapitre II, les SNRs sont connus pour accélérer des protons mais aussi des électrons. Il existe donc deux sous-hypothèses à tester : l'émission est elle créée par décroissance de

pions neutres ou par diffusion Compton inverse ? Dans les deux cas seront supposés :

- Un rapport du nombre d'électron par proton de 0.01, ce qui correspond aux abondances relatives dans les rayons cosmiques arrivant sur Terre à 10 GeV (voir par exemple Yoshida 2008).
- Que les électrons et les protons suivent un spectre en loi de puissance avec coupure exponentielle (cf équation V.3 au chapitre V).
- Que l'indice de la loi de puissance est le même pour les électrons et les protons.

Les résultats obtenus en faisant varier les paramètres pour reproduire les données multi-longueur d'ondes sont exposés en table VI.5 et en figure VI.4. Comme annoncé dans l'introduction de la section VI.4, ces résultats ne sont pas issus d'un véritable ajustement statistique mais d'un ajustement à l'oeil.

Paramètre	Scenario hadronique	Scenario leptonique
n_0 (cm ⁻³)	6.8	0.04 ^a
Indice du spectre d'électrons et de protons	1.8	1.8
Énergie de coupure pour les e^- (TeV)	0.05	0.9
Énergie de coupure pour les p^+ (TeV)	0.07	1
b , indice de courbure	1	2
Énergie totale des électrons ($\times 10^{48}$ erg)	5	80
Énergie totale des protons ($\times 10^{50}$ erg)	5	80
Rapport du nombre d'électrons sur le nombre de protons	0.01 ^a	0.01 ^a
B (μ G)	10	2
âge (ans)	1200 ^a	1200 ^a

^a : paramètre fixé.

Tableau VI.5 - Paramètres des modèles hadroniques et leptoniques de SNR qui permettent de reproduire le rayonnement observé en rayons γ . On y voit que dans le cas hadronique la densité du milieu ambiant est trop importante tandis que l'énergie de coupure du spectre des protons est très basse. Dans le cadre du modèle leptonique, l'énergie injectée dans les protons dépasse l'énergie disponible. Ces scénarios sont donc peu probables.

On peut y voir que dans le cas du scénario hadronique, l'énergie de coupure du spectre de protons est de 70 GeV. Cette énergie est petite devant la valeur attendue qui correspond à l'accélération de protons jusqu'à quelques TeV si le vestige de supernova est jeune. Mais le plus intrigant est le facteur 100 qui existe entre la densité n_0 nécessaire pour générer l'émission γ et la valeur dérivée des observations en rayons X. Un tel désaccord a déjà été observé pour certains SNRs interagissant avec un nuage moléculaire. Néanmoins, il n'existe à ce jour aucune indication d'une telle interaction ¹¹ dans le cas de MSH 11–62. Bien qu'il ne puisse être exclu, ce scénario est donc jugé peu probable et nécessite de plus amples études de la région à la recherche de trace d'interaction du SNR avec un nuage moléculaire.

Dans le cadre du scénario leptonique, l'énergie de coupure des électrons est de 0.9 TeV ce qui est faible si l'on considère que le champ magnétique n'est que de 2μ G. De plus, à 5 kpc, si le rapport du nombre d'électrons sur le nombre de protons est fixé à 0.01, l'énergie nécessaire pour accélérer les électrons dépasse l'énergie libérée par la supernova.

En conclusion, quel que soit le mode d'émission considéré, il est peu probable que le SNR génère le rayonnement observé en rayons γ .

11. Comme par exemple la présence de Maser OH ou l'observation de raies caractéristiques.

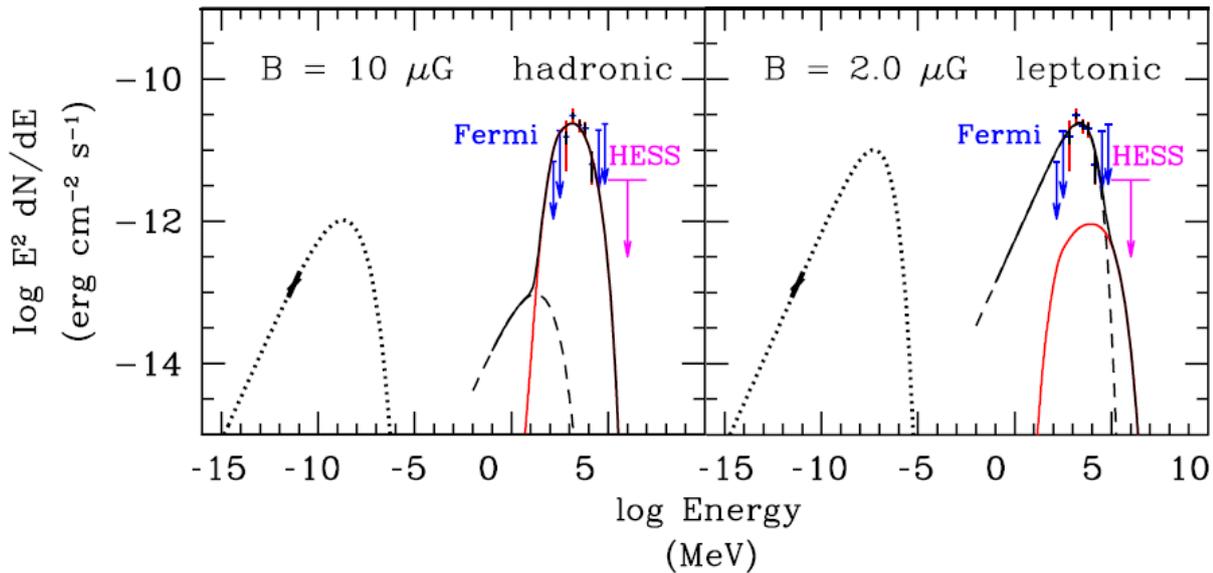


Figure VI.4 - Modèles de SNR pour MSH 11–62. Figure extraite de la référence Slane *et al.* (2012a). Les lignes pointillées et tiretées représentent l'émission synchrotron et Compton inverse prédites par le modèle. La ligne rouge pleine montre le flux prédit par décroissance de pions neutres et la ligne noire pleine correspond à la somme des deux composantes de rayonnement γ .

VI.4.2 Hypothèse 2 : l'émission γ provient de la PWN

Pour étudier cette hypothèse, nous avons utilisé le modèle décrit au chapitre III et ajusté les paramètres en utilisant les valeurs obtenues dans la référence Slane *et al.* (2012a) en tant que valeurs initiales. La densité du milieu ambiant, le paramètre de freinage¹², l'énergie de la supernova et la masse d'éjectas sont fixés à $n_0 = 0.04 \text{ cm}^{-3}$, $n = 3$, $E_{SN} = 10^{51} \text{ erg}$ et $M_{ej} = 2.5 M_{\odot}$. Cette dernière valeur est un compromis entre la valeur de $0.5 M_{\odot}$ qui ressort des observations du SNR en rayons X et la nécessité d'une grande valeur nécessaire pour que le choc en retour soit venu comprimer la nébuleuse malgré le jeune âge du système. Nous avons fixé cet âge à 1200 ans, il s'agit de la valeur obtenue dans la référence.

Dans un soucis de comparaison avec le modèle proposé dans la référence, nous avons fixé la densité d'énergie des photons cibles infrarouges à deux fois la densité du CMB. La température correspondante est $T = 25 \text{ K}$. En fixant les paramètres cités au-dessus, nous avons montré dans Slane *et al.* (2012a) qu'il n'était pas possible de reproduire le spectre multi-longueur d'onde en supposant un spectre d'injection en loi de puissance simple ou en loi de puissance brisée. Nous nous sommes donc intéressés qu'au cas où le spectre d'injection est décrit par une Maxwellienne associée à une queue en loi de puissance (cf. équation III.3 au chapitre III). Les résultats de cet ajustement sont donnés en table VI.6 et en figure VI.5.

La figure VI.5 montre que les flux observés pour MSH 11–62 peuvent être reproduits avec les paramètres présentés dans la table VI.6. Dans ce modèle, les rayons γ sont principalement produits par la composante Maxwellienne. Le facteur d'échelle entre la Maxwellienne et la loi de puissance est de 0.1% ce qui permet de reproduire le flux observé en rayons X, mais pas l'indice de la loi de

12. cf équation II.16 au chapitre II

Paramètre	Rayons γ provenant de la PWN	Paramètres fixes	
		Rayons γ provenant du pulsar	
E_{SN}^a (erg)	10^{51}		10^{51}
n_0^a (cm^{-3})	0.04		0.04
M_{ej}^a (M_\odot)	2.5		2.5
n^a	3		3
âge ^a (ans)	1200		1300
T_{IR}^a (K)	25		25
U_{IR}/U_{CMB}	2		2
\dot{E}^a ($\times 10^{38}$ erg s ⁻¹)	8.3		0.6
P^a (ms)	60		60
$E_{e,min}^a$ (MeV)	100		
$E_{e,max}^a$ (TeV)	1000		
$\eta_{p,a,b}^a$ (%)	10		10
\dot{P}^a (s s ⁻¹)	1.6e-13		1.6e-13 ^c
Paramètres du modèle			
α^a	2.33		0.0
η (%)	$0.75^{+0.02}_{-0.05}$		0.8999 ^a
P_0 (ms)	59.1^{+1}_{-51}		$10^{a,c}$
α_2	—		2.7 ^a
E_b (GeV)	—		4.4 ^a
E_{bol} (GeV)	108		—
f	10^{-3}		—
Paramètres dérivés			
B (μG)	166		2.4
τ_0 (ans)	5900		1000
\dot{E}_0 ($\times 10^{39}$ erg s ⁻¹)	1.2		0.3
R_{PWN} (pc)	3.5		2.7

^a : paramètre fixé.

^b : Portion de l'énergie perdue par le pulsar qui n'est pas injectée sous forme de particules ou de champ magnétique dans la nébuleuse.

^c : Cette valeur est fixée pour que le temps caractéristique de décroissance du pulsar soit égal à 1000 ans comme dans la référence Slane *et al.* (2012a)

Tableau VI.6 - Paramètres des modèles de PWNe dans le cas où l'émission GeV est créée par la nébuleuse ou par le pulsar.

puissance. Les paramètres semblent physiquement possibles. Cependant, la valeur de \dot{E}_0 obtenue est de 1.2×10^{39} erg s⁻¹ ce qui conduit à une perte d'énergie rotationnelle actuelle de $\dot{E} = 8.3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹. Cette perte d'énergie, quoi que possible, est très élevée par rapport à la moyenne. De plus, il est à noter que le champ magnétique prédit est de $170 \mu\text{G}$. Il s'agit aussi d'une valeur élevée pour une nébuleuse de pulsar puisque seule la nébuleuse du Crabe possède un champ magnétique aussi élevé. Ces paramètres rendent ce scénario peu probable.

VI.4.3 Hypothèse 3 : l'émission γ provient du pulsar

La dernière hypothèse à envisager est celle dans laquelle les rayons γ sont produits par le pulsar. En effet, l'absence de pulsation n'est pas un bon argument pour écarter cette hypothèse. Il faudra cependant expliquer l'extension marginale observée dans les données du LAT. Ceci passera par une future analyse utilisant plus de données.

Considérons que le pulsar soit responsable de l'émission γ . Il n'est malheureusement pas possible d'ajuster un modèle aux données, car les contraintes ne sont pas assez nombreuses. Il est cependant possible de prouver que le rayonnement en rayons X et en radio peut s'expliquer par une nébuleuse dont le spectre d'injection est une loi de puissance brisée. Pour l'illustrer nous avons réutilisé le modèle présenté au chapitre III en fixant les paramètres aux valeurs proposées dans la référence Slane

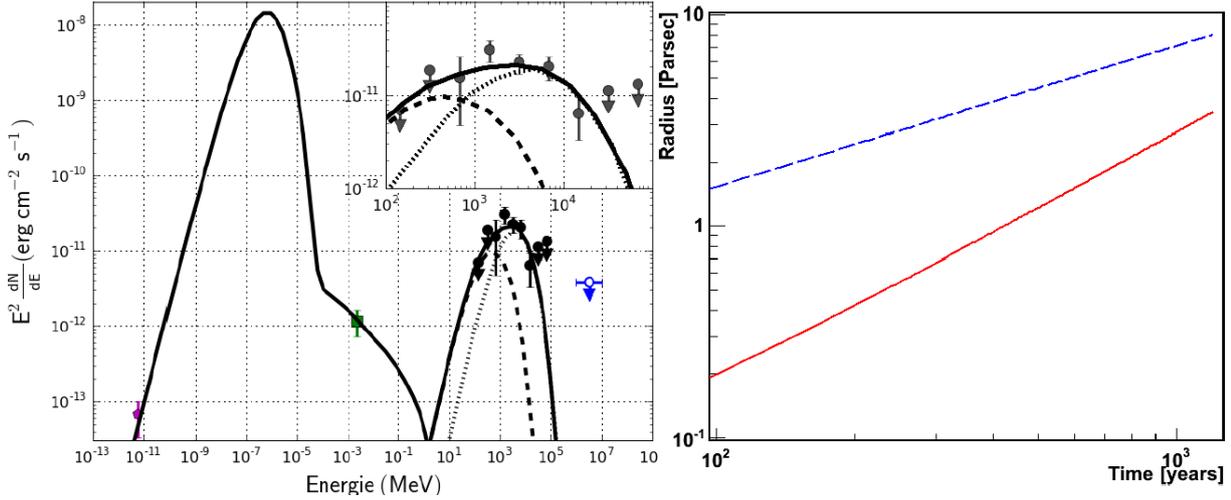


Figure VI.5 - Modèle de PWN pour MSH 11–62 en supposant que l'émission de rayons γ provient de la nébuleuse. La courbe pleine montre la composante synchrotron et Compton inverse totale tandis que les courbes tiretées et pointillées représentent les composantes d'émissions Compton inverses avec pour cibles les photons infra rouge et CMB. Les points spectraux rouges et verts représentent les données radio et en rayons X. Les points noirs représentent les points *Fermi* et la limite supérieure bleue est celle obtenue en renormalisant la sensibilité de *H.E.S.S.* L'encart présente un agrandissement entre 0.1 et 100 GeV centré sur les points LAT. La figure de droite présente l'évolution du rayon en fonction du temps. La courbe bleue tireté représente le rayon du SNR et la courbe rouge pleine représente le rayon de la nébuleuse.

et al. (2012a) et résumées en table VI.6. Le résultat obtenu est présenté en figure VI.6. On y voit que les flux radio et X sont bien reproduits par ce modèle et que le rayonnement γ est bien en-deçà des limites imposées par les observations GeV et TeV.

On peut voir sur la courbe d'évolution du rayon que, comme dans le cas de l'hypothèse 2 (cf Section VI.4.2), la nébuleuse n'a pas commencé à interagir avec le choc en retour du SNR. Ce modèle ne permet donc pas de reproduire la morphologie observée en radio et en rayons X mais il suppose une morphologie à symétrie circulaire qui n'est certainement pas valide ici. Ce résultat ne permet donc pas d'exclure le pulsar puisqu'il est basé sur une hypothèse très forte. Par ailleurs, les paramètres présentés en table VI.6 montrent que la perte d'énergie rotationnelle nécessaire pour reproduire les données est de $\dot{E} = 5.7 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Cette valeur est dans les plus grandes de la gamme de celles obtenues pour d'autres pulsars détectés par le LAT comme nous le verrons au chapitre IX. De plus la valeur à l'origine devient $\dot{E}_0 = 3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ ce qui est aussi plus proche des valeurs observées. La faible valeur de champ magnétique obtenue reste cohérente avec les valeurs trouvées pour d'autres nébuleuses. Ce modèle est donc parfaitement viable pour reproduire les données observées en radio et en rayons X.

VI.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de l'observation à plusieurs longueurs d'ondes du vestige de supernova composite MSH 11–62. Nous avons vu qu'il était possible de distinguer en

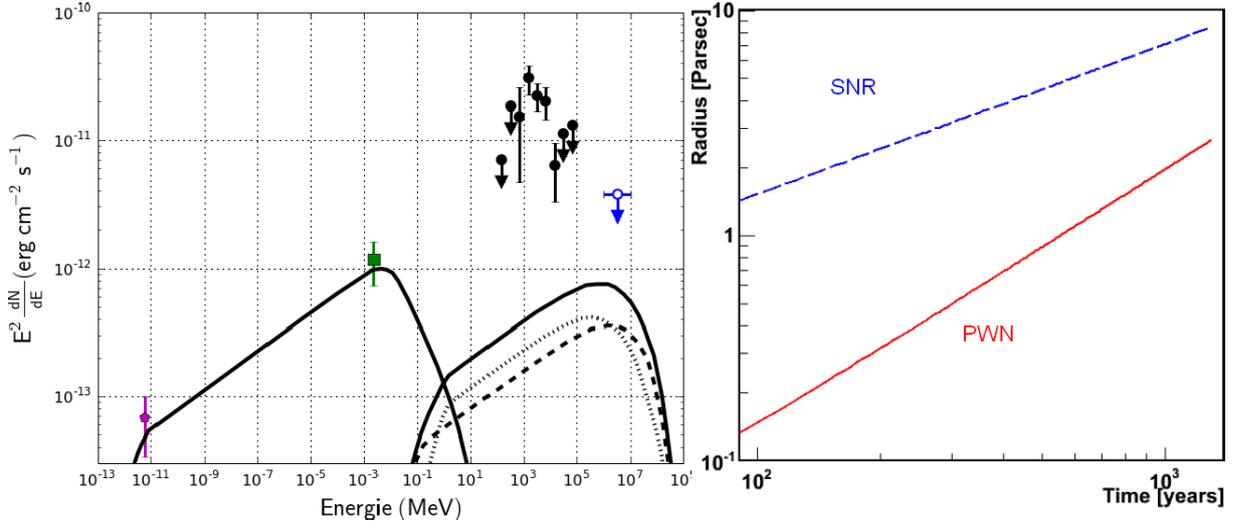


Figure VI.6 - Modèle de PWN pour MSH 11–62 en supposant que l'émission de rayons γ provient du pulsar. La courbe pleine montre la composante synchrotron et Compton inverse totale tandis que les courbes tiretées et pointillées représentent les composantes d'émissions Compton inverses avec pour cibles les photons infra rouge et CMB. Les points spectraux rouges et verts représentent les données radio et en rayons X. Les points noirs représentent les points *Fermi* et la limite supérieure bleue est celle obtenue en renormalisant la sensibilité de *H.E.S.S.* La figure de droite présente l'évolution du rayon en fonction du temps. La courbe bleue tiretée représente le rayon du SNR et la courbe rouge pleine représente le rayon de la nébuleuse. La nébuleuse n'a pas encore atteint l'âge où elle commence à interagir avec le choc en retour.

rayons X et en radio le SNR, la PWN et l'objet compact qui l'alimente. Cependant il n'en est pas de même pour l'émission γ .

Cette dernière est caractérisée par une faible extension qui, avec la statistique actuelle, améliore marginalement l'ajustement par rapport à une source ponctuelle. Le spectre observé par le LAT est significativement mieux modélisé par un spectre courbé et la majorité de l'émission se trouve dans la basse énergie de la gamme observée par le LAT.

Les modèles mis en place lors de la dernière section ont montré que bien qu'aucune hypothèse ne puisse être complètement écartée, il est peu probable que le SNR ou la PWN produise l'ensemble de l'émission observée en rayons γ . L'hypothèse selon laquelle le pulsar génère une part importante de cette émission est quant à elle tout à fait envisageable. L'extension marginale observée par le LAT suggère que derrière le rayonnement de l'hypothétique pulsar se cache celui provenant de la nébuleuse ou du SNR. Pour le déterminer, de futures observations radio à des fréquences complémentaires à celles testées sont nécessaires dans l'espoir que la géométrie du faisceau radio se prête à une détection. Cependant, il est à noter que les valeurs de \dot{E} impliquées par les modèles présentés ici et dans Slane *et al.* (2012a) sont élevées. $\dot{E} = 5.7 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ donne un facteur $\frac{\sqrt{\dot{E}}}{d^2} = 3.0 \times 10^{17} \text{ erg}^{\frac{1}{2}} \text{ s}^{-\frac{1}{2}} \text{ kpc}^{-2}$. Si on compare aux pulsars dont la pulsation est détectée par le LAT (voir par exemple la table 13 et la figure 15 de Abdo *et al.* 2013), la majorité des pulsars présentant une valeur de $\frac{\sqrt{\dot{E}}}{d^2}$ aussi grande ont été détectés. Il est possible que la configuration géométrique de ce pulsar soit proche de celle d'un dipôle dont l'angle α entre l'axe magnétique et l'axe de rotation est faible ($\alpha \rightarrow 0$) et l'angle ζ entre l'axe de rotation et la ligne de visée est important ($\zeta \rightarrow \frac{\pi}{2}$). Les modèles d'émission prédisent alors une émission importante sur toute la phase de rotation du pulsar et des pics d'émission très

faibles qui deviennent difficilement détectables comme le montrent Romani & Watters (2010). Cette configuration entraînerait une morphologie allongée en rayons X comme celle observée autour du pulsar PSR J0538+2817 (Ng & Romani 2004) cohérente avec les observations *Chandra* présentées dans ce chapitre.

Observation de HESS J1857+026

VII.1 Introduction

HESS J1857 + 026 est une source étendue détectée lors du sondage du plan Galactique par *H.E.S.S.* (Aharonian *et al.* 2008a), spatialement modélisée par une distribution Gaussienne de $(0.11 \pm 0.08)^\circ \times (0.08 \pm 0.03)^\circ$. Cette source ne présentait aucune contrepartie, que ce soit dans la gamme des rayons γ d'énergie inférieure au TeV, en radio ou en rayons X. La même année est détecté le pulsar PSR J1856+0245 dans les données du sondage PALFA¹ mené grâce au radiotélescope d'Arecibo (Hessels *et al.* 2008). Ce pulsar est situé à 0.12° de la source H.E.S.S. et semble assez énergétique pour alimenter une nébuleuse puisque qu'il possède un taux de perte d'énergie rotationnelle de $\dot{E} = 4.6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$. La mesure de dispersion de ce pulsar correspond à $DM = 622 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$, ce qui le place à $9 \pm 1.2 \text{ kpc}$ de la Terre. La détection de ce pulsar a mené à envisager que HESS J1857 + 026 soit une nébuleuse de pulsar alimentée par PSR J1856+0245. L'absence de contrepartie X ou radio, suggère alors que le champ magnétique de la nébuleuse est faible. Si l'on considère l'âge caractéristique du pulsar de 20 600 ans et le décalage par rapport à la nébuleuse, HESS J1857 + 026 montre tous les aspects des nébuleuses reliques décrites au chapitre III. Cependant, cette hypothèse reste à prouver.

Plus récemment, les auteurs de Klepser (2011) ont confirmé la détection au TeV de HESS J1857 + 026 grâce aux télescopes Čerenkov de *MAGIC*. Le spectre observé est cohérent avec celui obtenu par *H.E.S.S.* mais l'extension obtenue est légèrement plus grande ($\sigma = 0.22^\circ$). En divisant leur gamme en énergie en deux, les auteurs ont montré que la morphologie de la source variait avec l'énergie d'observation. En effet, si au-dessus de 1 TeV, la morphologie est très similaire à celle observée par *H.E.S.S.*, entre 0.3 et 1 TeV l'émission est légèrement décalée comme le montre la figure VII.1. Cette nouvelle position est cependant cohérente avec celles observées par *H.E.S.S.* et par le LAT au-dessus de 100 GeV (Neronov & Semikoz 2010) à partir de 7 événements associés à HESS J1857 + 026. Cette différence en morphologie est un nouvel argument pour suggérer qu'il s'agit d'une nébuleuse, mais il n'existe alors aucune contrepartie qui permette de contraindre un modèle de nébuleuse.

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'analyse des données du LAT dans lesquelles il existe une contrepartie à la source TeV. L'analyse de ces données a pour but de contraindre les modèles d'émission γ et de déterminer si HESS J1857 + 026 peut être associée à une nébuleuse de pulsar où si le spectre exclu cette hypothèse. Ce travail fait l'objet de la référence Rousseau *et al.* (2012).

VII.2 Étude en rayons X

Afin de trouver une éventuelle contrepartie en rayons X à la nébuleuse observée au TeV, 39 ks d'observations de l'imager *ACIS-I*² du satellite *Chandra* ont été analysées en utilisant les outils

1. *Pulsar Arecibo L-band Feed Array 1.4 GHz Survey*

2. *Advanced CCD Imaging Spectrometer-I* est un imager CCD optimisé pour les grands champs de vue ($16' \times 16'$).

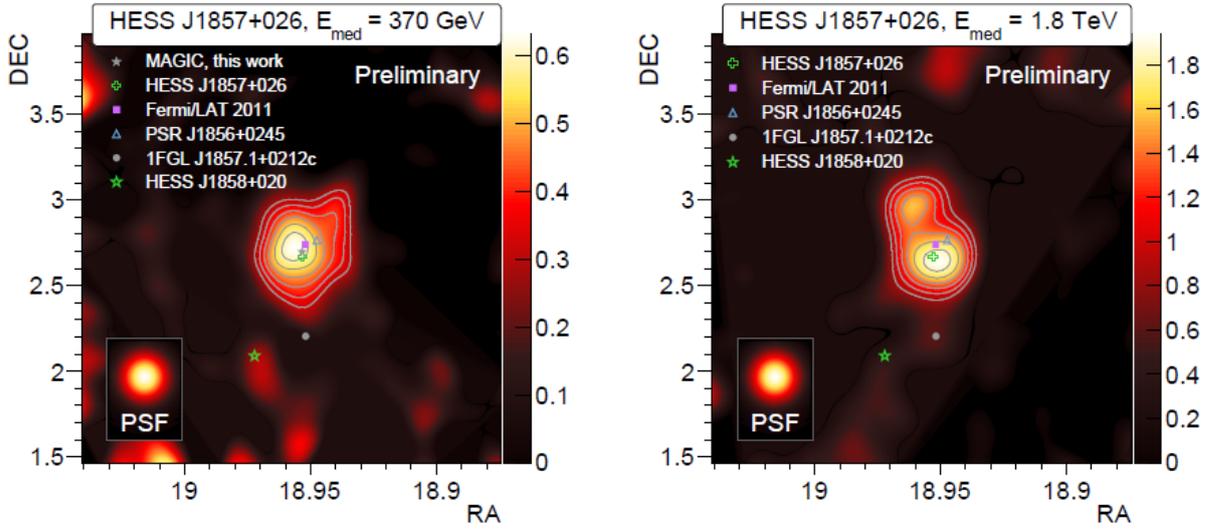


Figure VII.1 - Cartes de flux relatif extraites de la référence Klepser (2011). Le flux relatif est défini comme le rapport du nombre d'évènements en excès sur le nombre d'évènements du fond (Lombardi 2011). La carte de gauche correspond aux énergies entre 0.2 et 1 TeV, tandis que la carte de droite montre les énergies supérieures au TeV. La croix verte montre le centre de l'émission observée par *H.E.S.S.*, le carré magenta représente celui obtenu par le LAT (Neronov & Semikoz 2010). On voit que la morphologie de l'émission change avec l'énergie.

CIAO³.

S'il existe une contrepartie évidente pour PSR J1856+0245, il n'en est pas de même pour la source TeV. La taille en rayons X de l'hypothétique nébuleuse n'étant pas connue, deux régions différentes ont été analysées pour chercher un excès lui correspondant.

- La première est une région en forme d'anneau centrée sur le pulsar de 2'' de rayon interne et de 15'' de rayon externe. Ce dernier rayon correspond à la taille observée en rayons X pour des nébuleuses alimentées par des pulsars de \dot{E} équivalent (Kargaltsev & Pavlov 2008). Cette morphologie n'a montré aucune émission significative au-dessus d'un niveau de 2σ . Il n'existe donc pas de contrepartie observable en rayons X pour HESS J1857+026. Une limite supérieure de 3σ sur le flux absorbé a alors été obtenue en supposant une densité de colonne de $N_H = 4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, basée sur l'analyse des données *XMM-Newton*⁴, et que la source possède un indice spectral de 1.5. Cette limite est de $F_X(1-10 \text{ keV}) = 5 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1}$.
- Le modèle présenté au chapitre III suppose que les émissions en rayons X et en rayons γ viennent de la même population d'électrons et donc de la même région de la nébuleuse et possèdent ainsi la même taille. Afin d'utiliser une valeur cohérente avec ce modèle, une seconde limite supérieure sur le flux a été obtenue en supposant que l'hypothétique source possède une taille intrinsèque de 6' (cohérente avec celle observée par *H.E.S.S.*). Suivant les mêmes conventions que précédemment, la limite supérieure obtenue est de $F_X(1-10 \text{ keV}) = 2 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1}$.

L'absence de contrepartie en rayons X et la faible valeur de la limite supérieure obtenue impliquent un faible flux de photons synchrotrons. Il en découle que le champ magnétique dans l'hypothétique

3. *Chandra Interactive Analysis of Observations* : <http://cxc.harvard.edu/ciao/index.html>

4. L'analyse de ces données a depuis fait l'objet d'une publication (Nice *et al.* 2013).

nébuleuse doit être particulièrement faible. Nous utiliserons cette limite supérieure en section VII.4 afin de contraindre le modèle de la nébuleuse.

VII.3 Observations par le LAT

VII.3.1 Préparation des données

Les résultats de l'analyse de la région de HESS J1857 + 026 ont été obtenus en considérant plus de trois ans d'observations du LAT au-dessus de 100 MeV avec les coupures présentées en table VII.1. Afin d'augmenter le recouvrement entre les spectres LAT et MAGIC, nous avons utilisé la gamme d'énergie entre 100 et 300 GeV en plus de la gamme standard (0.1 – 100 GeV).

Intervalle en temps	
MET	$t_{\text{start}} = 239557417 \text{ s}$, $t_{\text{stop}} = 336441602 \text{ s}$
Dates correspondantes	Du 4 Août 2008 au 31 Août 2011
Région d'intérêt	
Coordonnées du centre	$(RA, Dec) = (18^h 57^m 12^s, +02^\circ 40' 48'')$ $(l, b) = (35.97^\circ, -0.06^\circ)$
Forme	Circulaire avec un rayon de 10° pour <code>pointlike</code> Carré aligné avec les coordonnées Galactiques de 10° de côté pour <code>gtlike</code>
Classe d'évènements	Source
IRFs	<code>P7Source_V6</code>
Gamme en énergie	0.1 – 300 GeV
Coupure sur l'angle zénithal	$Z < 100^\circ$
Version des Science Tools	v9r21p0

Tableau VII.1 - Sélection des données pour l'étude de l'émission LAT observée près de HESS J1857 + 026. Les chapitres IV et V présentent de plus amples détails sur les différentes sélections utilisées.

Le modèle de la région contient les 41 sources situées à moins de 15° du centre de la région d'intérêt. Cependant, seuls les paramètres spectraux des 16 sources situées à moins de 5° du centre ont été réajustés. La région de HESS J1857 + 026 est très dense en nombre de sources puisqu'elle est proche du centre Galactique. De plus la ligne de visée est tangente au bras spiral du Centaure, ce qui augmente la densité de matière croisée le long de la ligne de visée. Parmi les sources proches, la plus brillante est associée au SNR W44. Puisqu'il n'est situé qu'à seulement 1.3° , il est important de bien modéliser cette source afin d'éviter toute contamination de notre source d'intérêt. Aussi avons nous réajusté sa morphologie en utilisant `pointlike`. Pour cela, nous avons supposé que W44 avait une morphologie en anneau elliptique (cf chapitre V) comme proposé par les auteurs de Abdo *et al.* (2010i) et nous avons réajusté les paramètres de ce modèle. Les meilleurs paramètres obtenus sont : un centre de l'émission en $RA = 18^h 56^m$, $Dec = +01^\circ 22'$, un demi grand axe de $(0.33 \pm 0.10)^\circ$, un demi petit axe de $(0.20 \pm 0.02)^\circ$ et un angle de $(327 \pm 22)^\circ$ par rapport au nord céleste. Ces valeurs sont cohérentes dans les barres d'erreur avec celles dérivées dans la référence Abdo *et al.* (2010i).

VII.3.2 Analyse temporelle du pulsar

Afin de déterminer si l'émission γ provient d'un pulsar, il est important de chercher leur éventuelle pulsation. Il existe 43 pulsars situés à moins de 3° de HESS J1857 + 026, 20 d'entre eux montrent un \dot{E} supérieur à $3.0 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ et 7 ont un facteur $\frac{\sqrt{\dot{E}}}{d^2}$ plus grand que $10^{16} \text{ erg}^{\frac{1}{2}} \text{ s}^{-\frac{1}{2}} \text{ kpc}^{-2}$. Parmi ces

pulsars, 24 sont surveillés par les télescopes radio, mais aucun ne montre de pulsation significative dans les données du LAT.

Le pulsar PSR J1856+0245 ne fait quant à lui pas partie de la campagne de surveillance des pulsars pour le LAT (Smith *et al.* 2008). Nous avons donc utilisé une éphéméride obtenue par ajustement des paramètres rotationnels aux observations du télescope Lovell situé à l’observatoire Jodrell Bank (Hobbs *et al.* 2004) à l’aide du logiciel *TEMPO2* (Hobbs *et al.* 2006). Les détails de cette éphéméride peuvent être trouvés en table VII.2.

Paramètre	Valeur
ν (Hz)	12.3597551142(1)
$\nu^{(1)}$ (Hz s ⁻¹)	$-9.48698(1) \times 10^{-12}$
$\nu^{(2)}$ (Hz s ⁻²)	$1.6585(9) \times 10^{-22}$
$\nu^{(3)}$ (Hz s ⁻³)	$2.47(7) \times 10^{-30}$
$\nu^{(4)}$ (Hz s ⁻⁴)	$1.32(7) \times 10^{-37}$
DM (cm ⁻³ pc)	622
Début de l’éphéméride (MJD)	55128
Fin de l’éphéméride (MJD)	54570
Nombre de temps d’arrivée	82
rms	1.08
RA	18 ^h 56 ^m 50.9 s
DEC	+02° 45′ 47″

Tableau VII.2 - Paramètres de l’éphéméride utilisée pour l’étude temporelle du pulsar PSR J1856+028. ν est la fréquence de rotation et $\nu^{(i)}$ sa $i^{\text{ème}}$ dérivée.

A partir de cette éphéméride, l’analyse temporelle des données du LAT s’est effectuée en sélectionnant les photons dans un rayon dépendant de l’énergie de $r < \max(5.12^\circ \times (E/100\text{MeV})^{-0.8}, 1)$ autour de la position radio du pulsar. Après avoir attribué à chacun de ces événements la phase de rotation du pulsar qui correspondait à son temps d’arrivée, aucune pulsation n’a pu être mise à jour en provenance de la position du pulsar. Les pulsations venant de PSR J1856+0245 ne sont donc pas observées par le LAT. Cela ne signifie pas que l’émission observée par le LAT n’est pas partiellement générée par le pulsar. Pour le déterminer, il faudra trouver des arguments spatiaux et spectraux qui font l’objet des sections suivantes.

VII.3.3 Analyse spatiale

L’analyse spatiale de HESS J1857 + 026 a été réalisée en suivant la méthode décrite aux chapitres V et VI. Seuls les photons au-dessus de 10 GeV ont été sélectionnés pour l’analyse spatiale. Ceci permet de réduire les émissions diffuses Galactique et celle provenant de W44 afin de prévenir toute contamination. Cette coupure permet aussi d’atteindre le meilleur compromis entre la faible statistique et la meilleure résolution angulaire obtenue au-dessus de 10 GeV. La figure VII.2 (a) montre une carte de photons observés au dessus de 10 GeV. On y voit un regroupement de photons à la position de la source TeV. La carte VII.2 (c) montre la carte de TS obtenue dans la même région en soustrayant l’émission de toutes les sources incluses dans le modèle et représentées par des croix. On y voit une émission significative située au niveau de HESS J1857 + 026.

Trois modèles spatiaux ont été ajustés pour déterminer TS_{ext} : une source ponctuelle, une Gaussienne et un disque. La plus grande valeur de TS_{ext} fut obtenue grâce à la source Gaussienne. Ce $\text{TS}_{\text{ext}} = 6$ correspond à une amélioration de l’ajustement à un niveau de 2.4σ . L’émission observée par le

LAT est donc bien modélisée par une source ponctuelle située à la position $RA = 18^h57^m$, $Dec = +02^\circ 45'$ avec une incertitude statistique moyenne de 0.05° .

VII.3.4 Analyse spectrale

Afin de diminuer les incertitudes systématiques dues au niveau de diffus Galactique très élevé dans cette région, nous n'avons sélectionné que les photons au-dessus de 300 MeV lors de cette analyse spectrale. Cependant, comme le montre la figure VII.2 (b), il existe une émission à basse énergie dans la gamme du LAT située à moins de 0.8° de HESS J1857 + 026. La résolution angulaire à 1 GeV étant de 0.9° , nous avons rajouté une nouvelle source dans le modèle afin d'éviter la contamination du spectre de HESS J1857 + 026 lors de son ajustement. La source supplémentaire est bien modélisée par une source ponctuelle située à la position $RA = 18^h54^m$, $Dec = +02^\circ 59'$. Son spectre a été ajusté avec une loi de puissance correspondant à un flux intégré de $F(0.1 - 100 \text{ GeV}) = (2.3 \pm 0.4) \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et un indice de $\Gamma = 3.2 \pm 0.6$. Cet ajustement correspond à une significativité au-dessus de 300 MeV d'environ 3.6σ . Il n'existe aucune contrepartie à cette source additionnelle faible. Il peut s'agir d'un résidu d'émission diffuse car celle-ci est particulièrement importante dans la région et donc difficilement modélisable.

Une fois cette source additionnelle prise en compte, l'analyse spectrale telle que définie au chapitre V a montré que le spectre de HESS J1857 + 026 est parfaitement modélisé par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 1.53 \pm 0.11 \pm 0.55$, où la première barre d'erreur correspond à l'incertitude statistique et la seconde correspond à notre estimation de l'erreur systématique. Le flux de photons est de $F(0.1 - 100 \text{ GeV}) = (5.8 \pm 0.9 \pm 3.1) \times 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à un flux en énergie de $G(0.1 - 100 \text{ GeV}) = (2.7 \pm 0.5 \pm 1.5) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En supposant quatre degrés de liberté supplémentaires, la significativité de la source est de 5.4σ , ce qui équivaut à un $TS = 39$.

Les points spectraux utilisés pour contraindre le modèle ont été obtenus par la méthode présentée au chapitre V en divisant la gamme d'énergie 0.3-300 GeV en cinq intervalles logarithmiques. La figure VII.3 représente la SED qui sera utilisée en section VII.4. Le faible indice obtenu et la SED montrent que le signal est beaucoup plus significatif au-dessus de 10 GeV qu'en dessous. Ce spectre ne ressemble donc en rien à celui des pulsars observés dans la gamme du LAT qui présentent généralement un spectre courbé significatif en dessous de 10 GeV. De plus, comme nous le montre la figure VII.4, le flux atteint par le point spectral situé entre 100 et 300 GeV est cohérent avec celui obtenu par *MAGIC*. Ceci confirme que la même source est observée par le LAT et les télescopes Čerenkov, ce qui prouve que le LAT n'observe pas le pulsar mais bien le candidat PWN.

En effet, ces caractéristiques spectrales sont très proches de celles observées pour les autres nébuleuses présentées en référence Ackermann *et al.* (2011). De plus, si l'on suppose que cette source est située à une distance $d=9 \text{ kpc}$ ⁵, il est possible d'estimer la luminosité bolométrique grâce à la formule :

$$\mathcal{L}_{PWN}^\gamma(0.1 - 100 \text{ GeV}) = 4\pi d^2 G(0.1 - 100 \text{ GeV}). \quad (\text{VII.1})$$

La luminosité correspondante est de $\mathcal{L}_{PWN}^\gamma(0.1 - 100 \text{ GeV}) = (2.5 \pm 0.5 \pm 1.5) \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Cela correspond à environ 5% du taux de perte d'énergie rotationnelle par le pulsar ce qui est dans la gamme de valeurs des autres nébuleuses observées par le LAT. L'émission observée au GeV est donc,

5. Position obtenue à l'aide de la mesure de dispersion du pulsar (cf section VII.1)

à priori, cohérente avec le scénario dans lequel les rayons γ sont émis par les électrons accélérés par une nébuleuse de pulsar. Afin de le prouver, nous essayerons dans la section suivante de reproduire le spectre multi-longueur d'onde à l'aide du modèle décrit au chapitre III.

VII.4 Modélisation

Dans cette section, nous nous attacherons à démontrer que l'hypothèse selon laquelle HESS J1857 + 026 est une nébuleuse de pulsar est viable. Pour ce faire, nous utiliserons le modèle présenté au chapitre III que nous ajusterons aux données multi-longueurs d'ondes. Dans un premier temps, nous ferons le bilan des informations disponibles nécessaires au modèle. Puis dans un second temps, nous présenterons les résultats des ajustements et les discuterons un à un.

VII.4.1 Bilan des paramètres

Dans les sections précédentes, nous avons vu qu'il existe une émission en rayons γ observée par *H.E.S.S.*, *MAGIC* et le LAT. Cette émission n'a aucune contrepartie en rayons X ou dans la gamme radio, mais une limite supérieure contraignante a pu être obtenue grâce aux observations de *Chandra*. Cette limite supérieure implique un champ magnétique faible dans le cas d'une nébuleuse. Il existe un pulsar proche capable d'alimenter une PWN observable en rayons γ . Les caractéristiques de ce pulsar sont connues et sont résumées en table VII.3. Il est à noter que l'incertitude sur la distance obtenue à l'aide de la mesure de dispersion est peut-être plus importante que les 1.2 kpc indiqués qui supposent une différence de DM de 30%.

Paramètre	Valeur
Paramètres du pulsar	
Période P (ms)	80.9077518737(7)
\dot{P} ($s s^{-1}$)	$6.210238(7) \times 10^{-14}$
\dot{E} ($erg s^{-1}$)	4.6×10^{36}
distance (kpc)	9 ± 1.2
âge caractéristique τ_c (kyr)	20.6
taille de la nébuleuse ^a (pc)	(17 \pm 9)
indice de coupure n	2.5 ^b
Paramètres des champs de photons cibles	
$k_B T^c$ pour le CMB (eV)	2.59×10^{-4}
densité du pic de CMB ^c ($eV m^{-3}$)	2.60×10^5
$k_B T^c$ pour la composante IR (eV)	3.26×10^{-3}
densité pour la composante IR ^c ($eV m^{-3}$)	1.27×10^6
$k_B T^c$ pour la composante stellaire (eV)	0.26
densité pour la composante stellaire ^c ($eV m^{-3}$)	1.62×10^6

a : Obtenu à partir de la taille angulaire observée par *H.E.S.S.* et de la distance de 9 kpc.

b : Fixé à la moyenne des valeurs mesurées.

c : Obtenu à l'aide de GALPROP, voir chapitre III.

Tableau VII.3 - Paramètres d'entrée du modèle de HESS J1857 + 026.

Afin de reproduire l'émission due à la diffusion Compton inverse, il est important de connaître les caractéristiques des champs de photons cibles. Comme décrit au chapitre III ces photons cibles sont modélisés par des lois de corps noirs dont les paramètres sont donnés par le modèle *GALPROP* (Porter & Strong 2005) et résumés en table VII.3. Enfin, pour déterminer lequel reproduit le mieux les

observations nous testerons les trois spectres d'injections possibles : une loi de puissance avec coupure exponentielle, une loi de puissance brisée et une Maxwellienne associée à une loi de puissance. Les résultats des ajustements sont donnés en table VII.4 et seront discutés dans les sections suivantes.

Afin de contraindre ce modèle, seuls les points X, LAT et HESS seront utilisés. Nous avons ici rajouté une incertitude systématique de 20% du flux de HESS J1857 + 026 à chacun des points spectraux de H.E.S.S. Ces 20% correspondent à l'estimation faite dans le cas de la nébuleuse du Crabe Aharonian *et al.* (2006a). Le rayon de la nébuleuse sera lui aussi ajusté de la même manière qu'un point. Afin de comparer les ajustements, il faut définir le nombre de degrés de liberté qui s'exprime : $n_{pts} - n_{par} - 1$ où n_{pts} est le nombre de points spectraux + 1 (pour le rayon de la nébuleuse) et n_{par} est le nombre de paramètres libres du modèle.

Hypothèse	PL ^a	BPL ^b	Max ^c
Paramètres ajustés			
indice α	2.03 ± 0.15	$1.93^{+0.15}_{-0.17}$	$2.0^{+0.65}_{-0.05}$
P_0 (ms)	53.4^{+29}_{-41}	42.9^{+27}_{-38}	80.7^{+1}_{-53}
η (%)	$99.9^{+0.1}_{-3.7}$	$99.7^{+0.3}_{-2.5}$	$99.9^{+0.1}_{-4.9}$
E_c^d (TeV)	1000	1000	1000
indice β	—	$2.11^{+0.14}_{-0.16}$	—
E_b ou E_{bol} (GeV)	—	988^{+12}_{-21}	114 ± 52
f	—	—	$0.21^{+0.5}_{-0.1}$
E_{SN} (10^{51} erg)	$0.51^{+2.5}_{-0.6}$	$0.43^{+2.3}_{-0.4}$	$0.45^{+2.1}_{-0.4}$
M_{ej} (M_\odot)	14.5 ± 10	13.7 ± 10	13.2 ± 10
$\chi^2/d.o.f$	11/9	8.6/7	8.5/7
Paramètres dérivés			
Rayon (pc)	14.5	15.1	15.1
τ_0 (10^3 ans)	18.2	14.6	27.4
B (μ G)	0.8	1.3	0.8
\dot{E}_0 (erg s ⁻¹)	2.7×10^{37}	3.6×10^{37}	1.7×10^{37}
<i>a</i> : Loi de puissance simple.			
<i>b</i> : Loi de puissance brisée.			
<i>c</i> : Maxwellienne avec loi de puissance.			
<i>d</i> : Paramètre fixe.			
<i>e</i> : Paramètre en limite.			

Tableau VII.4 - Paramètres issus de l'ajustement du modèle de HESS J1857 + 026. Seules les données X, LAT et H.E.S.S. sont utilisées lors de cet ajustement.

VII.4.2 Spectre d'injection suivant une loi de puissance.

Le modèle obtenu en supposant un spectre en loi de puissance simple est exposé en figure VII.4. Il reproduit les données X, LAT et H.E.S.S. (les données MAGIC ne sont pas prises en compte ici) avec un χ^2 de 11 pour 9 degrés de liberté. La fraction de l'énergie rotationnelle injectée dans la nébuleuse sous forme de particules est de $\eta = 99.9\%$. Ceci montre que les données sont bien reproduites à l'aide d'un modèle où la majorité de l'énergie est injectée dans la nébuleuse sous forme de particules et non pas de champ magnétique.

Ce dernier atteint une valeur actuelle de 0.8μ G, très faible par rapport à la valeur moyenne observée pour les nébuleuses de pulsar. Cela vient du manque de contraintes sur la valeur exacte du flux émis en synchrotron par cette source puisque notre meilleur ajustement supprime toute émission synchrotron. Une future observation en rayons X sera nécessaire pour mieux contraindre cette valeur.

La valeur ajustée de la période initiale correspond à un temps caractéristique de décroissance

du pulsar de $\tau_0 = 18.2 \times 10^3$ ans (cf. équation II.20). Ceci entraîne un taux de perte d'énergie rotationnelle à l'origine des temps de $\dot{E}_0 = 2.7 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Cette valeur semble acceptable au vu des valeurs connues pour les pulsars qui sont en général inférieures à $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ comme nous le verrons au chapitre VIII. Ces valeurs impliquent une perte d'énergie rotationnelle de $1.3 \times 10^{49} \text{ erg}$ intégrée sur la vie du pulsar.

Ce modèle prouve donc qu'il est possible d'expliquer les données multi-longueur d'ondes de HESS J1857+026 si cette source est une nébuleuse de pulsar âgée. On voit sur la figure VII.4 (Droite) que la nébuleuse a commencé à être comprimée par le choc en retour du SNR. Cette évolution plus lente que la moyenne est certainement due à la faible valeur de l'énergie de la supernova, qui reste cependant dans des limites acceptables, et à l'importante masse d'éjectas trouvée lors de la minimisation. Cependant, il est à noter que cette valeur est cohérente avec une masse de $10M_{\odot}$ communément utilisée.

VII.4.3 Spectre d'injection suivant une loi de puissance brisée.

Le modèle obtenu en supposant un spectre en loi de puissance brisée est exposé en figure VII.5. Il reproduit les données avec un χ^2 de 8.6 pour 7 degrés de liberté. La loi de puissance brisée ne permet donc pas d'améliorer significativement l'ajustement par rapport à la loi de puissance simple, les deux ajustements sont même pratiquement équivalents. La fraction de l'énergie rotationnelle injectée dans la nébuleuse sous forme de particules est de $\eta = 99.7\%$. Ceci montre que, comme dans le cas du spectre d'injection en loi de puissance, les données sont bien reproduites à l'aide d'un modèle où la majorité de l'énergie est injectée dans la nébuleuse sous forme de particules et non pas de champ magnétique.

Ce dernier atteint une valeur de $1.3 \mu\text{G}$. Cette valeur est faible par rapport à la valeur moyenne observée pour les nébuleuses de pulsar comme annoncé dans la section précédente.

La valeur ajustée de la période initiale correspond à un temps caractéristique de décroissance du pulsar de $\tau_0 = 14.6 \times 10^3$ ans. Ceci entraîne un taux de perte d'énergie rotationnelle à l'origine des temps de $\dot{E}_0 = 3.6 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Cette valeur semble acceptable au vu des valeurs connues pour les pulsars.

On voit en table VII.4 que les indices spectraux avant et après la coupure sont très proches : cet ajustement est donc proche de la loi de puissance. De plus, l'énergie de coupure est proche du TeV ce qui est la valeur maximale autorisée lors de l'ajustement. Ces deux arguments et le fait que cet ajustement n'est pas significativement meilleur que celui supposant une loi de puissance simple implique que les données actuelles ne sont pas suffisantes pour contraindre les paramètres d'une loi de puissance brisée.

Cependant, il est à noter que dans ce modèle la nébuleuse est aussi en début d'interaction avec le SNR. Le rayon obtenu est de 15.1 pc ce qui est plus proche de la valeur de 17.3 pc supposée au départ.

VII.4.4 Spectre d'injection suivant une Maxwellienne associée à une loi de puissance.

Le modèle obtenu en supposant un spectre d'injection sous forme de Maxwellienne avec une loi de puissance est exposé en figure VII.6. Il reproduit les données avec un χ^2 de 8.5 pour 7 degrés de liberté. La loi Maxwellienne ne permet donc pas d'améliorer significativement l'ajustement. La

fraction de l'énergie rotationnelle injectée dans la nébuleuse sous forme de particules est de 99.9% ce qui reste cohérent avec une nébuleuse dans laquelle l'énergie est principalement injectée sous forme de particules plutôt que de champ magnétique. Ce dernier atteint la valeur de $0.8 \mu\text{G}$, comme pour le cas de la loi de puissance simple. La valeur ajustée de la période initiale correspond à un temps caractéristique de décroissance du pulsar de $\tau_0 = 27.4 \times 10^3$ ans. Ceci entraîne un taux de perte d'énergie rotationnelle à l'origine des temps de $\dot{E}_0 = 1.7 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ et une perte d'énergie rotationnelle de $1.0 \times 10^{49} \text{erg}$ intégrée sur la vie du pulsar.

Le changement de pente à environs 10×10^3 ans sur la figure VII.6 (Droite) indique que la nébuleuse a commencé à être comprimée par le choc en retour du SNR, comme dans les deux cas précédents. Le rayon est de 15.1 pc comme dans le cas de la loi de puissance brisée. Nous pouvons noter la faible amélioration apportée par les deux paramètres supplémentaires : la loi de puissance simple suffit donc pour ajuster les données multi-longueur d'onde actuelles. Des données plus précises, en particulier en rayons X, seraient nécessaires pour contraindre l'espace des paramètres.

VII.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il existait au niveau de la source HESS J1857 + 026 une émission observée par le LAT. Celle-ci ne montre pas les caractéristiques d'un pulsar, mais un spectre décrit par une loi de puissance d'indice faible ($\Gamma \sim 1.5$). Ce spectre se raccorde parfaitement aux données *MAGIC* et *H.E.S.S.* et prouve que l'émission observée par les télescopes Čerenkov et le LAT sont de la même origine.

Nous avons présenté un scénario dans lequel l'émission est produite par une nébuleuse de pulsar âgée qui possède un champ magnétique faible ($B \sim 1 \mu\text{G}$). Le spectre multi-longueur d'onde est bien reproduit par un modèle de nébuleuse de pulsar supposant un spectre d'injection des particules en loi de puissance simple avec coupure exponentielle. Les paramètres impliquent que la PWN serait au début de son interaction avec le choc en retour du SNR et s'étend dans une masse importante d'éjectas issus de l'étoile progénitrice. Ceci est une nouvelle preuve que les PWN peuvent expliquer au moins une partie des sources non-identifiées en rayons γ . Les données ne sont pas suffisantes pour contraindre de manière satisfaisante des modèles supposant des lois d'injections avec plus de paramètres libres tels qu'une loi de puissance brisée et une Maxwellienne avec une loi de puissance.

Un scénario hadronique ne peut pour l'instant pas être écarté. En effet, il reproduit lui aussi les observations en rayons γ . La différence majeure entre ces modèles est le rayonnement synchrotron présent dans le scénario leptonique. Il est à noter que le scénario hadronique présenté dans la référence Rousseau *et al.* (2012) nécessite une densité aux alentours de la source de $n_0 = 50 \text{cm}^{-3}$ et une énergie totale de $6.4 \times 10^{49} \text{erg}$ afin de pouvoir reproduire le spectre observé en rayons γ .

Pour conclure, la nature de HESS J1857 + 026 est encore un mystère. Bien que le scénario PWN soit le plus probable, nous ne pouvons exclure une source hadronique d'origine inconnue. De nouvelles observations radio et en rayons X seront nécessaires afin de prouver ou d'infirmer la présence d'émission synchrotron et de conclure définitivement sur la nature de HESS J1857 + 026. Dans le cas le plus optimiste présenté en figure VII.6, il faudrait un gain en sensibilité d'un facteur 2. Pour cela, il faudrait augmenter le temps d'observation de 39 ks à au-moins 160 ks avec *Chandra* ou attendre l'arrivée de télescopes X plus performants.

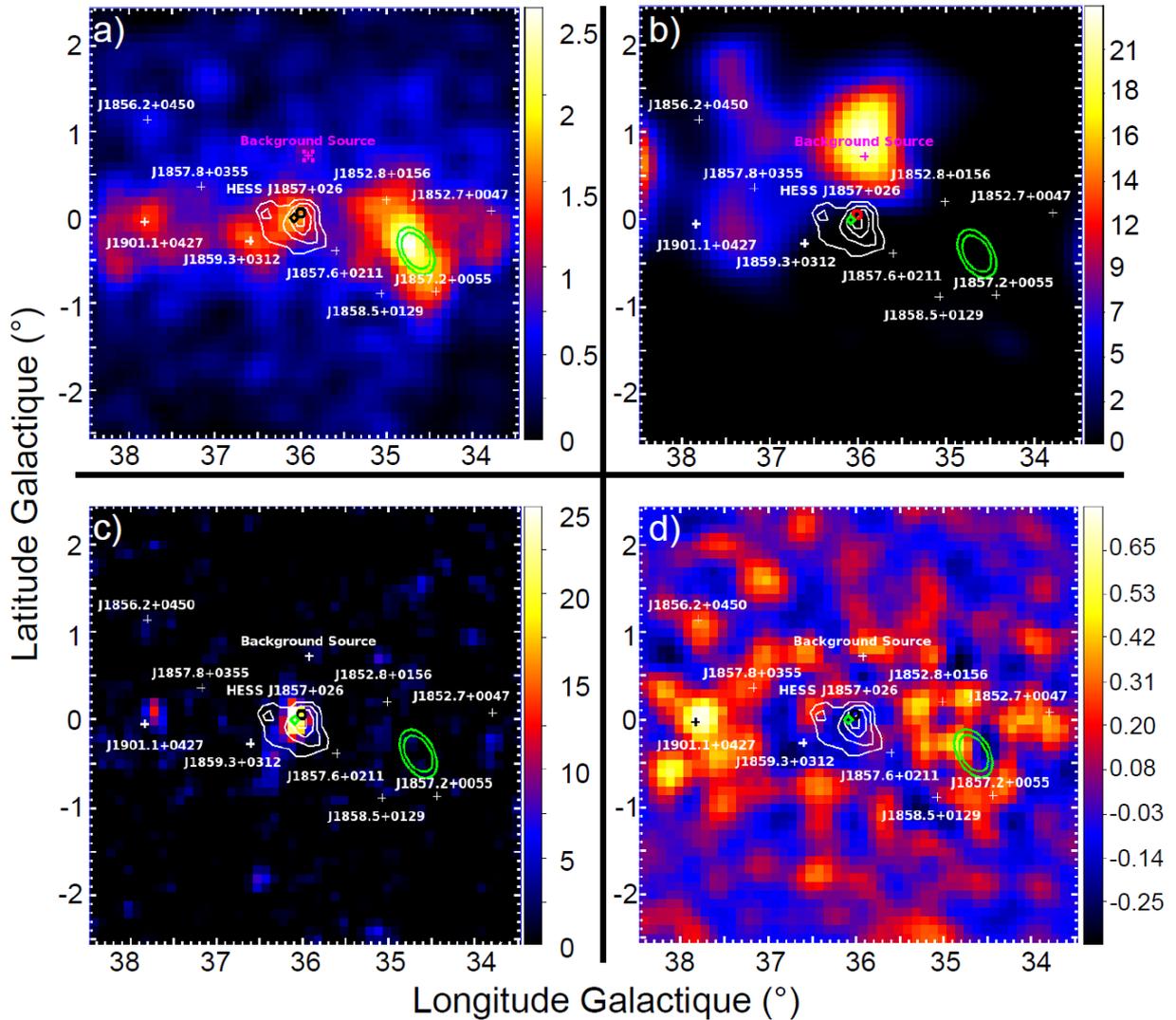


Figure VII.2 - Cartes observées par le LAT dans la région de HESS J1857 + 026. Les contours blancs au centre représentent les contours de la source observée par H.E.S.S. tandis que les anneaux verts représentent la morphologie utilisée pour le SNR W44. Le losange vert/noir représente la meilleure position obtenue en analysant les données du LAT. La source supplémentaire présentée est indiquée sous le nom "Background Source". La position du pulsar PSR J1856+0245 est montrée sous forme d'un cercle rouge/noir. Les sources 2FGL incluses dans le modèle sont représentées par des croix blanches. **a)** Carte de photons observés par le LAT au dessus de 10 GeV en unité arbitraire. Cette carte est lissée à l'aide d'une Gaussienne de 0.25° . On y voit l'émission cohérente avec W44 et HESS J1857 + 026. **b)** Carte de TS obtenue en ajustant le spectre d'une source ponctuelle à chaque position de la carte en sélectionnant les photons d'énergie inférieure à 1.3 GeV. La source supplémentaire est retirée du modèle lors de la création de cette carte. On y voit donc l'émission importante venant de cette source et la nécessité de la rajouter au modèle. **c)** Carte de TS obtenue au-dessus de 10 GeV en retirant HESS J1857 + 026 du modèle. On y voit une émission ponctuelle spatialement cohérente avec le centre de la source H.E.S.S. **d)** Carte de photons obtenue après soustraction des photons associés à toutes les sources incluses dans le modèle. Excepté un excès au niveau de la source 2FGL J1901.1+0427 qui correspond à un TS de 11 (cf. carte c), les résidus sont répartis aléatoirement de part et d'autre de 0 et il n'existe pas de structure apparente pouvant nécessiter l'ajout d'une source supplémentaire ou l'ajout d'une extension à HESS J1857+026.

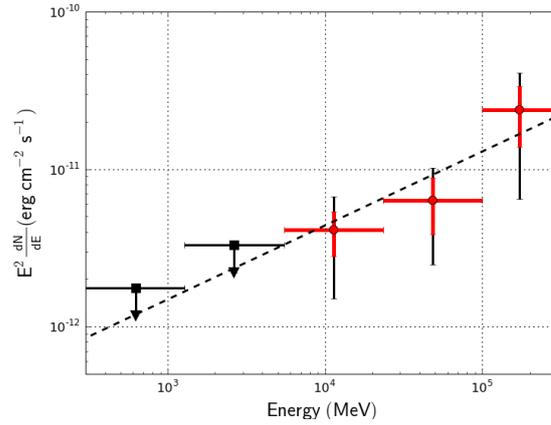


Figure VII.3 - Distribution spectrale en énergie de la source HESS J1857 + 026. Les points représentent le flux en énergie obtenu dans l'intervalle lorsque le TS était supérieur à 10. Autrement une limite supérieure à un niveau de confiance de 99% est présentée. Les barres d'erreurs rouges correspondent aux incertitudes statistiques tandis que les noires représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. La ligne pointillée montre le meilleur ajustement décrit dans le texte.

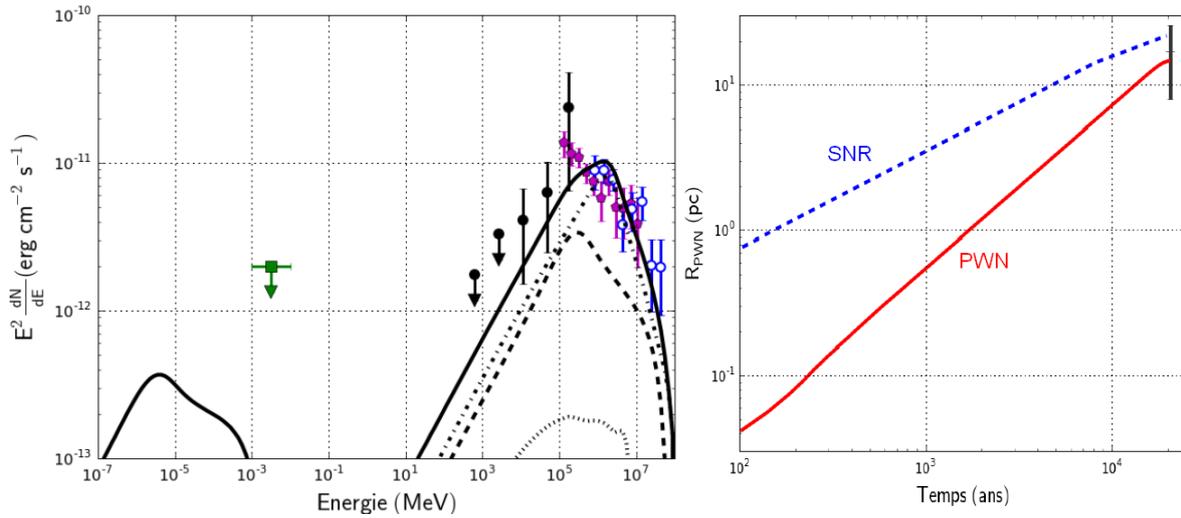


Figure VII.4 - Modèle de nébuleuse supposant un spectre d'injection en loi de puissance pour HESS J1857 + 026. **Gauche** : Spectre multi-longueur d'onde de la source HESS J1857 + 026. Le carré vert montre la limite supérieure obtenue en rayons X. Les cercles noirs, pentagones magenta et cercles vides bleus représentent respectivement les observations en rayons γ par le LAT, MAGIC et H.E.S.S.. Le flux total prédit par le modèle est représenté par la courbe noire pleine. Les courbes tiretée, pointillée-tiretée et pointillée représentent l'émission Compton inverse due à la diffusion sur les photons du CMB, sur les photons IR de la poussière et sur les photons stellaires. On y voit que le modèle reproduit parfaitement les données multi-longueur d'ondes. **Droite** : Evolution du rayon en fonction du temps. La courbe rouge pleine représente le rayon de la nébuleuse et la courbe bleue représente l'évolution du rayon du SNR. La barre noire représente le rayon et son incertitude obtenus à partir de la distance de la nébuleuse de pulsar et du rayon angulaire observé au TeV.

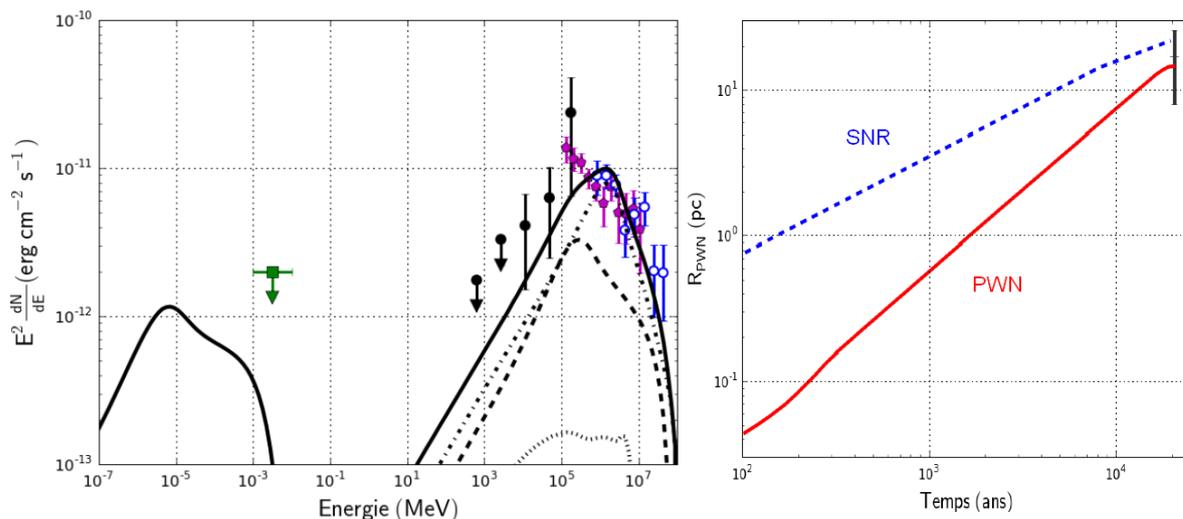


Figure VII.5 - Modèle de nébuleuse supposant un spectre d'injection en loi de puissance brisée pour HESS J1857 + 026. **Gauche** : Spectre multi-longueur d'onde de la source HESS J1857 + 026 suivant les mêmes conventions que la figure VII.4. **Droite** : Evolution du rayon en fonction du temps suivant les mêmes conventions que la figure VII.4.

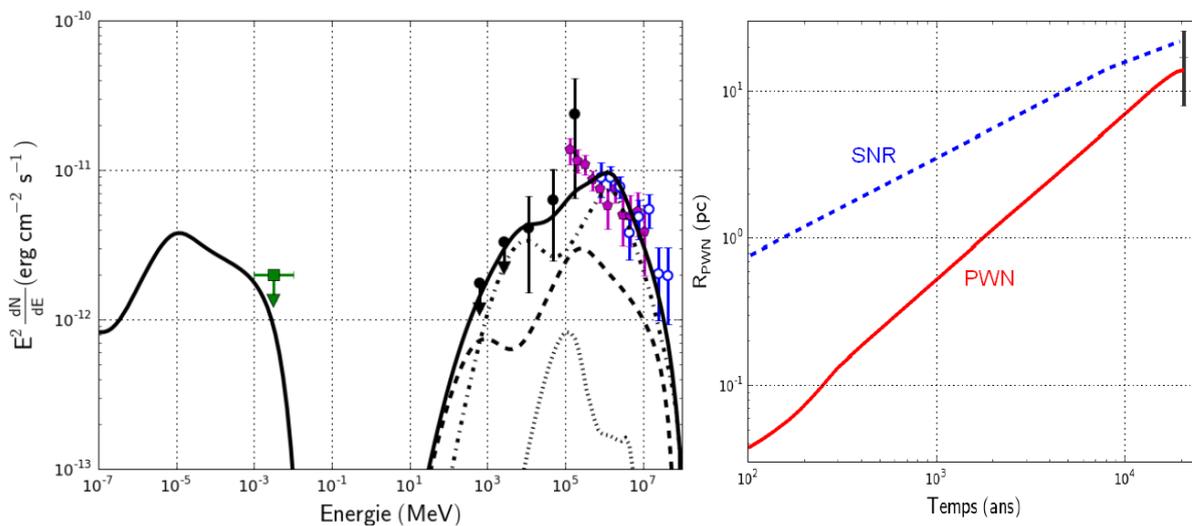


Figure VII.6 - **Gauche** : Modèle de nébuleuse supposant un spectre d'injection en Maxwellienne associée à une loi de puissance pour HESS J1857 + 026. Spectre multi-longueur d'onde de la source HESS J1857 + 026 suivant les mêmes conventions que la figure VII.4. **Droite** : Evolution du rayon en fonction du temps suivant les mêmes conventions que la figure VII.4.

PARTIE IV

RECHERCHE DE NÉBULEUSES À GRANDE ÉCHELLE, ÉTUDE DE POPULATION

Recherche des nébuleuses observées au TeV

VIII.1 Motivations

La philosophie du travail présenté dans ce chapitre est différente de celle des chapitres précédents. En effet, dans les chapitres VI et VII nous cherchions à contraindre la nature d'une source unique à l'aide des observations du LAT. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à la recherche des sources Galactiques qui accélèrent les particules aux plus hautes énergies. Pour détecter ces sources, la gamme d'énergie des télescopes Čerenkov est particulièrement indiquée puisqu'elle contraint l'énergie maximale à laquelle sont accélérées les particules quel que soit le processus d'émission considéré. Aussi dans ce chapitre nous baserons-nous sur la liste des sources détectées par ces télescopes.

Le site internet *TeV Cat*¹ résume les 143 détections faites, au moment de la rédaction de cette thèse, par H.E.S.S., VERITAS, MAGIC et MILAGRO. Une recherche rapide des sources à l'intérieur de notre Galaxie² montre que les classes de sources les plus détectées par les télescopes Čerenkov sont :

- les nébuleuses de pulsar avec 35 détections ($\sim 40\%$ des sources Galactiques),
- les sources dont la nature reste encore à déterminer aussi appelées sources non-identifiées avec 27 détections (32% des sources Galactiques).

Parmi cette importante quantité de sources non-identifiées, il peut se cacher des accélérateurs de nature encore inconnue. Mais pour les trouver, il faut exclure les sources qui peuvent faire partie d'une classe déjà connue comme les nébuleuses de pulsars. Les nébuleuses de pulsars étant principalement des accélérateurs leptoniques, nous chercherons donc les signatures d'accélération de leptons. Pour ce faire, l'analyse des données du LAT est primordiale comme énoncé au chapitre I.

Il est à noter qu'une grande partie de ces sources non-identifiées est probablement due à des nébuleuses de pulsars âgées, dont le rayonnement synchrotron est faible comme proposé par de Jager *et al.* (2009). La gamme d'énergie du LAT est donc la plus indiquée pour trouver d'éventuelles contreparties à ces sources qui rayonnent peu en rayons X et en radio.

Enfin, cette étude permettra d'augmenter le nombre de PWNe détectées par le LAT. Ceci apportera des contraintes sur les modèles de nébuleuses de manière similaire aux études présentées aux chapitres VI et VII. De plus, une étude de la population des nébuleuses observées par le LAT nous permettra de déterminer leurs caractéristiques communes. Ceci nous permettra de nous affranchir partiellement des modèles en déterminant si une nouvelle source de rayons γ possède des caractéristiques similaires aux PWNe connues.

Pour résumer, la recherche d'émission γ autour de ces sources Galactiques, permettra donc :

1. de contraindre les mécanismes d'émission des sources non-identifiées et potentiellement d'apporter des indices sur leur nature,
2. d'augmenter le nombre de nébuleuses détectées par le LAT en cherchant leur lien avec les observations Čerenkov,

1. TeV Cat peut être trouvé à l'adresse : <http://tevcat.uchicago.edu/>

2. C'est à dire en partant de la liste TeV Cat¹ et en excluant tous les AGNs.

3. d'apporter des contraintes sur les modèles d'émission des PWNe,
4. de réaliser une étude de population, qui fera l'objet du chapitre suivant.

Deux types de contraintes spectrales peuvent être apportées. Dans le cas d'une détection, une estimation directe du flux et de l'indice spectral de la source est possible. Dans le cas d'une non détection, seule une limite supérieure sur le flux sera fournie. Dans certains cas, ces limites s'avèrent contraignantes pour les modèles comme montré par l'article Lemoine-Goumard *et al.* (2012) dans le cas du SNR RCW 86. Nous expliquerons dans un premier temps la méthode utilisée pour rechercher une émission due à ces sources dans les données du LAT. Puis nous nous intéresserons aux résultats obtenus avant de détailler les études qu'il a été possible de mener sur les nébuleuses détectées par le LAT. Ce travail fait l'objet de la référence Acero *et al.* (2013) dont je suis auteur principal.

VIII.2 Méthode

VIII.2.1 Sélection des sources

Pour répondre à ces problématiques, l'analyse des 143 sources n'est pas nécessaire. Nous avons donc réduit cette liste à l'aide des critères suivants.

- Excepté la nébuleuse N 157B détectée par H.E.S.S. dans le grand nuage de Magellan (Komin *et al.* 2012), toutes les nébuleuses de pulsars détectées sont d'origine Galactique. De plus nous recherchons les accélérateurs non-identifiés dans la Voie Lactée. Pour ces raisons n'ont été sélectionnées que les 84 sources distantes de moins de 5° du plan Galactique. Le seul sondage du plan Galactique aux énergies du TeV étant celui de H.E.S.S. (Gast *et al.* 2012), réalisé pour des latitudes comprises entre -4° et $+4^\circ$, $\pm 5^\circ$ permet de ne pas exclure de sources de notre liste. La figure VIII.1 montre l'émission des sources du plan Galactique observées par le LAT au-dessus de 10 GeV.
- Les 21 sources associées à des vestiges de supernovae ont aussi été retirées de la liste. Ces sources sont déjà identifiées et ne permettront pas l'analyse de population des nébuleuses. Elles seront analysées dans un autre travail dédié aux vestiges de supernova qui est en cours au sein de la collaboration *Fermi-LAT* (Ackermann *et al.* in prep. b).
- Pour des raisons de difficulté d'analyse, les trois sources situées à moins de 2° du centre Galactique ont été exclues de cette analyse : HESS J1745–303 (Aharonian *et al.* 2008b), HESS J1741–302 (Tibolla *et al.* 2008) et SNR G0.9+0.1 (Aharonian *et al.* 2005a). À noter que ces sources feront l'objet d'études dédiées utilisant les données du LAT : Ergin (in prep.) et Falletti *et al.* (in prep.).
- Des 60 sources restantes ont été extraits les deux cas de nébuleuses de pulsars qui ont déjà été très étudiés par le LAT : la nébuleuse du Crabe et Vela–X (voir par exemple Abdo *et al.* 2010e; Buehler *et al.* 2012; Grondin *et al.* soumis). L'interprétation des données autour de ces sources est complexe et cette analyse ne pourra être aussi précise que les travaux dédiés.

Finalement, il reste 58 sources à étudier, toutes résumées dans la Table VIII.1.

VIII.2.2 Objectifs et particularités de l'analyse des données

L'analyse consiste en une utilisation des outils présentés au chapitre V ainsi qu'en une généralisation de la procédure utilisée aux chapitres VI et VII. La table VIII.2 résume les caractéristiques du jeu

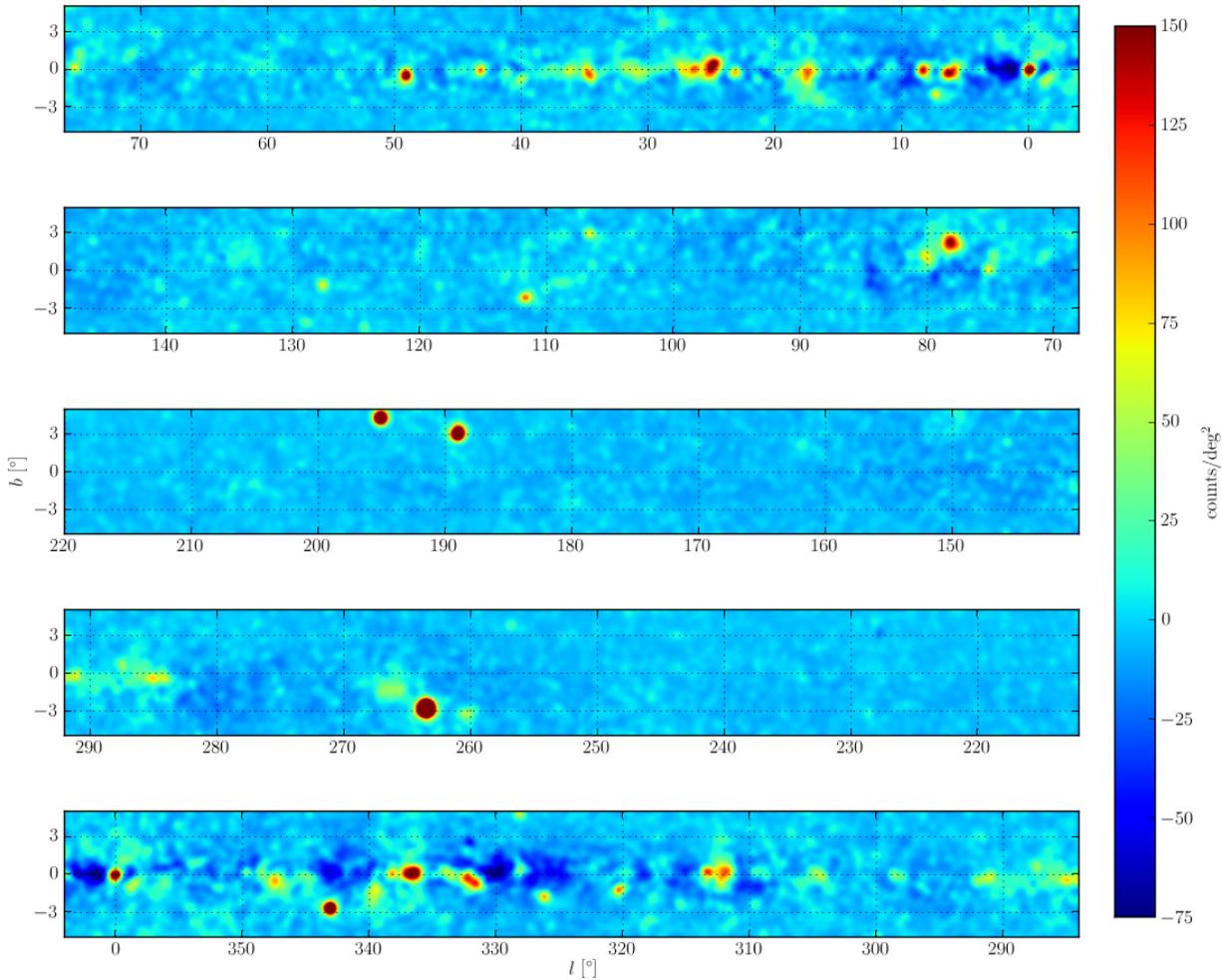


Figure VIII.1 - Carte de coups du plan Galactique vu par le LAT au-dessus de 10 GeV. La carte est lissée par une Gaussienne de 0.27° . Les diffus Galactique et isotrope sont soustraits de la carte en fixant leur normalisation à 1 ainsi que toutes les sources extra-Galactiques dont le modèle est fixé au modèle du catalogue 1FHL. On y voit donc ressortir les sources Galactiques émettant significativement au-dessus de 10 GeV.

de données et du modèle utilisé. Mais avant de présenter les particularités de cette analyse par rapport aux autres, il est utile de définir les informations recherchées.

Pour toutes les sources détectées nous cherchons à savoir si la source TeV a une contrepartie dans les données du LAT et si cette détection/non-détection contraint les modèles d'émission et/ou la nature de la source. Pour cela, il faut chercher :

1. si le LAT observe une émission proche de la position de la source détectée au TeV,
2. si l'émission est spatialement étendue afin d'obtenir le meilleur spectre,
3. si cette émission est spectralement cohérente avec l'émission TeV,
4. si des contraintes sur les modèles existants peuvent être apportées que ce soit par une détection ou une non-détection.

Sélection des données

Afin de répondre à ces questions, il faut utiliser la gamme d'énergie la plus proche de la gamme du TeV. Pour cela, seuls les photons d'énergie supérieure à 10 GeV compris dans la classe d'évènements "Clean" présentée au chapitre IV ont été considérés. Utiliser la gamme d'énergies supérieures à 10 GeV permet de réduire la PSF à 0.27° contrairement à 6° au-dessus de 100 MeV (Ackermann *et al.* 2012a) tout en se plaçant dans la gamme d'énergie où la surface efficace est la plus importante. Cette meilleure résolution angulaire permettra d'étudier plus facilement la morphologie des sources détectées par le LAT. Enfin, cela permet aussi de s'affranchir en grande partie de l'émission diffuse Galactique et de l'émission des pulsars qui dominent le signal γ en-dessous de 10 GeV.

La PSF étant bien plus petite au-dessus de 10 GeV, il n'est pas nécessaire d'utiliser des régions d'intérêt aussi grandes que pour MSH 11–62 et HESS J1857+026. L'analyse a donc été restreinte :

- à des régions circulaires de 5° de rayon autour de la source TeV lors de l'étude morphologique menée avec `pointlike`,
- à des régions carrées de 7° de côté alignées avec les coordonnées Galactiques et incluses dans les régions utilisées par `pointlike` lors de l'analyse spectrale des sources.

Construction des modèles

Le modèle de la région se base sur les sources du catalogue 1FHL³. Ce catalogue contient les coordonnées et les paramètres spectraux de toutes les sources significativement détectées ($TS > 25$) au-dessus de 10 GeV en utilisant 3 ans de données. Les auteurs du catalogue 1FHL ont testé plusieurs modèles mathématiques pour ajuster le spectre de chaque source : une loi de puissance (eq. V.1) et une parabole logarithmique (eq. V.4). Ce faisant, le catalogue 1FHL a démontré qu'au-dessus de 10 GeV aucune source n'a un spectre significativement mieux décrit par une parabole logarithmique que par une loi de puissance. C'est pourquoi dans cette analyse les spectres n'ont été ajustés qu'à partir de lois de puissance.

Toutes les sources se trouvant à une distance angulaire inférieure à 10° sont incluses dans le modèle. Seules les sources situées à moins de 2° de la source d'intérêt ont leur spectre réajusté. Puisque le jeu de données utilisé compte 45 mois de données au lieu des 3 ans utilisés dans le catalogue 1FHL, il est possible que certaines sources soient devenues significatives pendant les neuf mois supplémentaires. La recherche de ces excès a conduit à rajouter cinq sources qui sont présentées en table VIII.3. Parmi ces cinq sources, trois sont coïncidentes avec des sources détectées dans le 2FGL. A posteriori, une source a été rajoutée à la position du pulsar PSR J1838–0537. L'ajout ou non de cette source influence l'analyse spatiale de la source HESS J1841–055 qui est une source très diffuse. Sachant que des pulsations ont été détectées pour cette source dans les données du LAT (Pletsch *et al.* 2012), cette émission est clairement associée à un pulsar et ne peut pas être due à HESS J1841–055.

Les diffus Galactique et isotrope sont inclus dans le modèle de chaque région en utilisant les modèles standards qui peuvent être trouvés sur le site internet du FSSC⁴ : `ring_2yearp7v6_v0.fits` et `isotrop_2year_P76_clean_v0.txt`. Cependant l'étroitesse des régions d'intérêt ne permet pas d'ajuster les deux émissions diffuses en même temps. Aussi la composante isotrope, supposée la moins importante pour les sources Galactiques, est fixée à une normalisation de 1.

3. Catalogue de sources observées au-dessus de 10 GeV en utilisant 3 ans de données (cf chapitre V, Ackermann *et al.* submitted.)

4. Les modèles de fond sont disponibles à l'adresse suivante : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

Détection des sources

Si les photons γ observés par le LAT et par les télescopes Čerenkov sont produits par la même population de particules accélérées, alors la morphologie observée dans ces deux gammes d'énergie devrait être reliée. Cependant, comme expliqué au chapitre III, la taille observée devrait diminuer avec l'énergie considérée. Le fait de n'utiliser que les événements au-dessus de 10 GeV permet de se rapprocher de la gamme en énergie du TeV et de sa morphologie. C'est pourquoi dans un premier temps, nous supposons que la morphologie sera proche de celle observée par les télescopes Čerenkov. Pour juger si une source est significativement détectée, nous estimerons donc le TS_{TeV} comme le TS obtenu en fixant la morphologie de la source à la distribution Gaussienne observée au TeV. Dans un souci d'homogénéité, lorsqu'une source est modélisée par une distribution Gaussienne elliptique, la distribution Gaussienne moyenne lui correspondant a été utilisée.

Comme expliqué au chapitre V le TS se comporte comme un χ^2 avec n degrés de liberté, n étant le nombre de paramètres libres. Fixer le modèle spatial de chaque source correspond donc à augmenter la sensibilité du LAT à un éventuel signal en réduisant le nombre de degrés de liberté. En effet, ce dernier descend de 4 pour MSH 11–62 et HESS J1857+026 (2 paramètres spatiaux + 2 paramètres spectraux) à uniquement 2 dans notre cas (le préfacteur et le flux). Ceci permet de diminuer la limite sur le TS pour estimer une source comme significativement détectée. Cette limite a été fixée à $TS_{\text{TeV}} = 16$, ce qui correspond à une significativité de $\sim 3.6\sigma$.

Dans le cas où TS_{TeV} dépasse cette limite, une analyse morphologique est effectuée à partir des données LAT. Pour cela nous avons calculé le TS_{ext} tel que défini au chapitre V. Deux cas sont alors à distinguer :

1. $TS_{\text{ext}} \geq 16$ implique que l'émission est spatialement étendue et TS_{GeV} est défini comme le TS obtenu en supposant une forme Gaussienne dont la position et l'extension sont ajustées aux données.
2. $TS_{\text{ext}} < 16$ signifie que l'émission peut être modélisée par une source ponctuelle. TS_{GeV} est alors défini comme le TS obtenu en déterminant sa meilleure position. La table VIII.4 donne les résultats de cette analyse spatiale.

Si $TS_{\text{TeV}} < 16$, alors la source n'est pas considérée comme détectée. Pour ces sources, une limite supérieure Bayésienne sur le flux à un niveau de confiance de 99% est présentée. Cette limite suit les conventions présentées au chapitre V.

Les résultats spectraux sont présentés en Tables VIII.5 et VIII.6 respectivement pour les sources détectées et non-détectées. Ces résultats correspondent à l'ajustement effectué en supposant que la source a comme morphologie la Gaussienne ajustée au TeV. La différence obtenue entre cet ajustement et celui utilisant la meilleure morphologie déterminée au GeV sera incluse dans l'estimation des incertitudes systématiques présentées au prochain paragraphe.

VIII.2.3 Contamination par les pulsars et systématiques

Bien que les émissions dues au diffus Galactique et aux pulsars aient été réduites en ne sélectionnant les données qu'au dessus de 10 GeV, elles restent néanmoins présentes.

En particulier, les pulsars peuvent émettre encore significativement au-dessus de 10 GeV (comme dans le cas du Crabe qui est observé par Veritas pour des énergies supérieures à 100 GeV Aliu *et al.* 2011). Il est donc possible que le pulsar associé à la source TeV contamine le spectre observé par le LAT. C'est pourquoi il est nécessaire de prendre en compte ces pulsars dans nos modèles de région.

Cependant, l'énergie de coupure des spectres observés par le LAT est toujours inférieure à 6 GeV (Abdo *et al.* 2013). La sélection des données au-dessus de 10 GeV ne nous permet pas de réajuster ces modèles. Par ailleurs, la faible statistique ne permet pas d'ajuster les spectres du pulsar et de la nébuleuse en même temps. Un compromis a été trouvé en fixant les spectres de pulsars aux paramètres trouvés dans le catalogue 2FGL. Ces sources et les pulsars qui en sont proches sont résumés en table VIII.7.

Ces modèles étant obtenus avec 2 ans de données seulement et étant dominés par la statistique importante dans la gamme 0.1–10 GeV, il est possible qu'ils ne reflètent pas le modèle exact du pulsar avec neuf mois de données supplémentaires et à haute énergie. Si le flux dérivé par ce modèle est trop important par rapport à la réalité, alors il absorbera une partie des photons venant de la nébuleuse, ce qui entraînera une sous-estimation du flux de la nébuleuse. Au contraire une sous-estimation du flux du pulsar entraînera une sur-estimation du flux de la nébuleuse. Afin de prendre en compte ces effets, deux ajustements sont présentés pour chacune des sources proches d'un pulsar détecté par le LAT : l'un sans le pulsar inclu dans le modèle et le second avec le pulsar inclu dans le modèle mais dont le spectre est fixé aux paramètres spectraux obtenus dans le catalogue 2FGL.

Les incertitudes systématiques sur les positions et sur les paramètres spectraux ont été calculées suivant la méthode exposée au chapitre V. Une estimation de l'incertitude due à l'erreur sur la morphologie de la source a été rajoutée quadratiquement aux incertitudes sur les paramètres spectraux. Cette composante a été estimée en calculant la différence entre les valeurs de flux et d'indice obtenues en supposant la meilleure Gaussienne TeV et la meilleure morphologie observée par le LAT (un point si $TS_{\text{ext}} < 16$, une Gaussienne dans le cas contraire).

VIII.3 Résultats

Dans cette section nous cherchons à extraire de la liste les meilleurs candidats pour lesquels l'émission observée par le LAT et les télescopes Čerenkov serait due à des nébuleuses de pulsar parmi les 30 sources détectées. Pour cela il faut d'abord s'assurer que le LAT et les télescopes Čerenkov observent la même source. Pour cela, deux arguments sont nécessaires. Il faut :

1. que la source observée par le LAT soit spatialement coïncidente et qu'elle ait une extension cohérente avec la source TeV,
2. que le spectre de l'émission dans la gamme d'énergie du LAT soit cohérent avec le spectre obtenu à plus haute énergie.

VIII.3.1 Morphologie

Coïncidence spatiale

Le critère utilisé pour estimer une source LAT comme coïncidente avec la source IACT est :

$$\text{dist}_{\text{GeV-TeV}}^2 < \text{inc}_{\text{TeV}}^2 + \text{inc}_{\text{GeV}}^2 + r_{99\%}^2, \quad (\text{VIII.1})$$

où $\text{dist}_{\text{GeV-TeV}}$ est la distance entre les centres des meilleures positions GeV et TeV, $\text{inc}_{\text{TeV,GeV}}$ sont les incertitudes sur la position respectivement au TeV et au GeV et $r_{99\%}$ est le rayon contenant 99% du rayonnement de la source TeV.

Pour les neuf sources, listées au paragraphe VIII.3.2, dont l'émission observée par le LAT vient certainement du pulsar uniquement, cette expression est remplacée par :

$$\text{dist}_{\text{PSR-GeV}}^2 < \text{inc}_{\text{PSR}}^2 + \text{inc}_{\text{GeV}}^2, \quad (\text{VIII.2})$$

où $\text{dist}_{\text{PSR-GeV}}^2$ est la distance entre la position du pulsar radio et le centre de la source GeV et $\text{inc}_{\text{PSR}}^2$ est l'incertitude sur la position du pulsar. Les résultats sont présentés en Table VIII.8.

Deux sources ne sont pas cohérentes spatialement avec leur homologue au TeV : HESS J1018–589 et VER J2016+372. La première est une source composée au TeV d'une source ponctuelle A dont l'origine est mystérieuse et d'une partie B potentiellement associée au SNR G284.3–1.8. La partie B n'a pas été incluse dans cette recherche puisqu'elle sera étudiée dans le catalogue de SNRs par *Fermi*. Or, l'émission observée par le LAT est spatialement cohérente avec cette partie B mais le spectre associé ne permet pas de conclure si le signal γ provient de ce SNR. VER J2016+372 est jugée non-coïncidente car ni l'erreur sur sa position au TeV, ni son extension ne sont disponibles pour le moment.

Extension des sources

La mesure d'une extension significative est aussi un argument pour s'assurer que l'émission observée ne s'explique pas uniquement par la présence d'un pulsar. Sur les 30 sources détectées, huit sont mieux modélisées en leur supposant une extension. Ces sources sont résumées en table VIII.4.

Afin de valider l'hypothèse selon laquelle les sources LAT que nous observons ont une morphologie cohérente avec celle observée par les télescopes Čerenkov, nous avons ajusté la fonction suivante aux huit sources détectées :

$$\sigma_{\text{GeV}} = \alpha \times \sigma_{\text{TeV}}, \quad (\text{VIII.3})$$

où $\sigma_{\text{TeV,GeV}}$ correspond aux extensions des Gaussiennes reproduisant les données des IACTs et celles du LAT. L'ajustement a donné $\alpha = 1.4 \pm 0.2$ avec un $\chi^2 = 15$ pour 7 degrés de liberté. Notre hypothèse correspond à $\alpha = 1$ et correspond à un $\chi^2 = 24$ pour 8 degrés de liberté. Ces valeurs montrent que le premier ajustement reproduit mieux les données à 2.8σ , ce qui est juste en-dessous de la limite de 3σ à laquelle l'amélioration peut être jugée significative. Cependant, il faut noter que deux sources souffrent de contamination par des voisins : HESS J1303–631 et HESS J1632–478. L'extension significative trouvée pour HESS J1303–631 n'est due qu'à la présence d'une source voisine proche, le SNR Kes 17, détectée à plus basse énergie dans les données du LAT par Wu *et al.* (2011) mais pas au-dessus de 10 GeV. HESS J1632–478 est contaminée par trois sources voisines du catalogue 2FGL qui ne sont pas détectées au-dessus de 10 GeV mais dont l'émission résiduelle influence la détermination de l'extension de HESS J1632–478, comme on peut le voir en comparant l'extension obtenue dans ce travail avec celle obtenue dans Lande *et al.* (2012).

VIII.3.2 Classification des sources

Pour toutes les sources détectées en coïncidence spatiale avec une contrepartie au TeV, il reste à déterminer celles qui sont des nébuleuses de pulsar.

Schéma de classification

Pour déterminer si une source est probablement une nébuleuse ou pas, nous allons classer les sources selon trois arguments :

- l'indice spectral de la source,
- la compatibilité du flux dans la gamme d'énergie du LAT et celle du TeV,
- la présence d'un pulsar proche capable d'alimenter une nébuleuse.

Neuf sources présentent un indice spectral $\Gamma > 3$. Ces sources sont toutes proches de pulsars détectés par le LAT et leur SED est cohérente avec celle du pulsar mais pas avec celle observée à très haute énergie. Ces sources ne sont donc certainement pas dues à des nébuleuses mais sont très probablement dues aux pulsars proches. Elles sont donc identifiées comme "Pulsar" dans la table VIII.4. Ackermann *et al.* (submitted.) ont montrés que les pulsations de ces pulsars sont détectées au-dessus de 10 GeV, excepté pour PSR J1418–6058.

Sept sources sont classées comme "Autre" dans cette même table. Dans ces sept sources, on retrouve les deux sources dont la détection LAT n'est pas jugée spatialement cohérente avec l'émission TeV : HESS J1018–589 et VER J2016+372. On retrouve également HESS J1507–622, HESS J1614–518, HESS J1634–472 et HESS J1834–087 qui ne sont proches d'aucun pulsar connu capable d'alimenter une nébuleuse. La dernière source classée comme "Autre" est HESS J1804–216. Elle se trouve près du pulsar PSR J1803–2137 et présente une connexion parfaite des spectres GeV et TeV. Cependant, l'indice spectral GeV est relativement grand (2.1) en comparaison des PWNe détectées au GeV (mis à part Vela–X). Par ailleurs, une étude morphologique plus précise a montré que l'émission est très vraisemblablement produite par un vestige de supernova (Ajello *et al.* 2012).

Nébuleuses de pulsars

Les 14 sources restantes sont de bons candidats nébuleuses de pulsar. Excepté HESS J1848–018, toutes montrent un indice faible $\Gamma < 2$ et leurs spectres rejoignent ceux obtenus par les télescopes Čerenkov. Parmi les 14 sources, huit ont déjà été observées par *Fermi* et proposées comme étant des nébuleuses de pulsars. Parmi elles, seules HESS J1825–137 et HESS J1514–591 (=MSH 15–52) peuvent être clairement identifiées comme nébuleuses de pulsars grâce aux observations multi-longueur d'onde. HESS J1356–645 mérite aussi d'être classée comme nébuleuse clairement identifiée car elle est très similaire à HESS J1514–591.

Parmi les 11 autres, huit sont proches de pulsars jeunes capables d'alimenter une nébuleuse et ont un indice spectral $\Gamma < 2$: HESS J1023–575, HESS J1119 – 614, HESS J1303 – 631, HESS J1420 – 607, HESS J1616–508, HESS J1837–069, HESS J1841 – 055 et HESS J1857+026. Leurs spectres GeV et TeV sont cohérents avec un pic d'émission Compton inverse suggérant un scénario leptonique et donc la présence d'une nébuleuse. Parmi elles, quatre sont détectées pour la première fois dans les données du LAT : HESS J1119 – 614, HESS J1303 – 631, HESS J1420 – 607 et HESS J1841 – 055.

Une fois HESS J1857+026 soustraite (cf. chapitre VII), les trois sources restantes ont un spectre qui peut être cohérent avec un pic Compton inverse et dont l'émission a été proposée comme provenant de nébuleuses de pulsars par une précédente analyse des données du LAT : HESS J1632–478 (Lande *et al.* 2012), HESS J1640–465 (Slane *et al.* 2010) et HESS J1848–018 (Lemoine-Goumard *et al.* 2011a).

Parmi ces 14 sources détectées par le LAT, six ne font pas l'objet de publications précédentes. Elles seront présentées dans la section VIII.4.2.

VIII.4 Détails des nébuleuses de pulsars et des candidats

VIII.4.1 Comparaison aux publications précédentes

L'émission en rayons γ dans la gamme du LAT de 11 des nébuleuses et candidats nébuleuses de pulsars détectés grâce au travail présenté dans ce chapitre avaient déjà fait l'objet d'une publication antérieure. Trois sortes de recherches avaient permis leur détection :

1. des études menées au cas par cas,
2. deux recherches menées en sélectionnant les photons en dehors des pics d'émission autour de tous les pulsars détectés par le LAT. La première, présentée en référence Ackermann *et al.* (2011), utilisait 16 mois de données autour de 54 pulsars détectés par le LAT. La seconde, incluse dans Abdo *et al.* (2013), utilisait 3 ans de données dans 116 régions centrées sur les pulsars détectés par le LAT.
3. une recherche de sources étendues menée sur toutes les sources du catalogue 2FGL présentée dans la référence Lande *et al.* (2012).

Les SEDs obtenues pour ces sources à partir de notre nouvelle analyse sont présentées en figure VIII.2.

Nébuleuses jeunes

Il existe trois nébuleuses jeunes détectées par le LAT avant la publication de ce travail : la nébuleuse du Crabe, celle de 3C58 et celle de MSH 15–52. Les données autour de la nébuleuse du Crabe et de 3C58 n'ont pas été analysées dans le cadre de ce travail. En effet, la première est très complexe, présente une émission pulsée non-négligeable au-dessus de 10 GeV et a déjà été extensivement étudiée par la collaboration *Fermi* (cf Abdo *et al.* 2010f; Buehler *et al.* 2012). Dans le cas de la nébuleuse 3C58 détectée dans la région du pulsar PSR J0205+6449, en dehors des pics d'émissions (Abdo *et al.* 2013), il n'existe pas de contrepartie dans la gamme du TeV. Cette source n'a donc pas pu être incluse dans la recherche menée au cours de ce chapitre. Cependant, la coïncidence de l'émission GeV avec la nébuleuse observée en rayons X, la présence de PSR J0205+6449 d'énergie rotationnelle $\dot{E} = 2.6 \times 10^{36}$ erg s⁻¹ permettent d'envisager que les rayons γ ont la même origine que ceux observés en X. De plus, l'indice spectral $\Gamma = 1.6$ observé dans la gamme du LAT est incohérent avec une émission provenant du pulsar et favorise donc l'émission Compton inverse de la nébuleuse associée.

Les résultats obtenus dans le travail présenté dans cette section pour MSH 15–52 (alias HESS J1514–591) sont cohérents avec ceux présentés dans Abdo *et al.* (2010b). Rappelons que MSH 15–52 est la nébuleuse associée au pulsar PSR J1513–5908 dont l'âge caractéristique est de 1600 ans et dont le taux de perte d'énergie rotationnelle est de $\dot{E} = 1.7 \times 10^{37}$ erg s⁻¹. Cette nébuleuse a été découverte en radio sous forme d'un SNR composite et ses contreparties détectées par H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2005d) et en rayons X Trussoni *et al.* (1996) ont montré la présence d'une structure composée d'un tore et de jets bipolaires. Les résultats spatiaux obtenus par notre analyse sont cohérents avec ceux présentés dans Lande *et al.* (2012) : la source est ponctuelle au-dessus de 10 GeV et la limite supérieure sur l'extension est plus grande que l'extension mesurée par les auteurs de Abdo *et al.* (2010b) au-dessus de 6 GeV. Le spectre obtenu a un indice de $\Gamma = 1.7 \pm 0.2$ ce qui est cohérent avec l'indice de $\Gamma = 1.6 \pm 0.2$ et le modèle proposé par les auteurs du même article. Comme le montre la figure VIII.2, le spectre dans la gamme du LAT se relie parfaitement à celui mesuré par H.E.S.S.

ce qui confirme que les deux émissions ont la même origine. Bien qu'un scénario hadronique ajuste aussi bien les données multi-longueur d'onde, ce modèle nécessite plus d'énergie injectée dans la nébuleuse que le pulsar n'en a perdu alors que le modèle leptonique n'en nécessite que 4%. L'émission en rayons γ provient donc de la nébuleuse associée au jeune pulsar PSR J1513–5908 comme démontré par les auteurs de Abdo *et al.* (2010b).

Nébuleuses d'âge moyen

En plus de Vela–X dont l'analyse est présentée dans les références Abdo *et al.* (2010c) et Grondin *et al.* (soumis), le LAT a permis la détection de deux nébuleuses dont l'âge est supérieur à 10 000 ans.

La première est la nébuleuse associée au pulsar PSR J0007+7303 située à l'intérieur du SNR composite CTA 1 observé en radio et en rayons X. Il s'agit d'un pulsar d'âge moyen ($\tau_C = 14000$ ans) dont la perte d'énergie rotationnelle est de $\dot{E} = 4.5 \times 10^{35}$ erg s⁻¹. L'analyse des données du LAT a montré la présence d'une émission faiblement étendue en rayons γ dans la partie non-pulsée de la phase de PSR J0007+7303 (Abdo *et al.* 2012). La position du centre de l'émission est décalée par rapport au pulsar central et une extension marginale a été mesurée par le LAT. Ceci suggère que la nouvelle source étendue soit reliée à la nébuleuse plutôt qu'au SNR ou au pulsar central.

Les résultats montrés dans ce chapitre ne permettent pas de détecter d'émission cohérente avec cette nouvelle PWN. Il existe bien une émission détectée au-dessus de 10 GeV, mais elle possède un indice spectral $\Gamma \sim 4$. Cet indice important et les points spectraux qui sont en accord avec le modèle du pulsar obtenu dans le catalogue 2FGL nous laissent penser que l'émission observée est celle du pulsar. En effet, lorsque ce dernier est rajouté dans le modèle, le TS diminue jusqu'à 2. Cette valeur signifie qu'il n'existe pas d'émission significative au-dessus de 10 GeV en accord avec le flux mesuré dans Abdo *et al.* (2012). En effet, l'extrapolation des paramètres spectraux obtenus entre 0.1 et 100 GeV dans la référence Abdo *et al.* (2012) à la gamme d'énergie étudiée au cours de ce chapitre prédisent un flux de $F(10 - 316 \text{ GeV}) = 1.4 \times 10^{-11}$ cm⁻² s⁻¹. Ceci est bien inférieur à la limite supérieure de $F(10 - 316 \text{ GeV}) < 1.2 \times 10^{-10}$ cm⁻² s⁻¹, présentée en table VIII.6.

La seconde nébuleuse d'âge moyen HESS J1825–137 a été détectée lors du sondage du plan Galactique par H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2006b). Cette source est alimentée par le pulsar radio PSR J1826–1334 qui possède un âge caractéristique de 21 000 ans et un taux de perte d'énergie rotationnelle de $\dot{E} = 2.8 \times 10^{36}$ erg s⁻¹. Comme présenté au chapitre III, la dépendance en énergie et l'asymétrie de la morphologie de cette source prouvent qu'il s'agit bien d'une nébuleuse de pulsar et qu'elle a interagit avec le choc en retour du SNR dans lequel elle s'étend. Dans notre analyse, HESS J1825–137 est significativement modélisée par une distribution Gaussienne d'extension $\sigma = (0.44 \pm 0.12)^\circ$ ce qui est cohérent avec la valeur de $\sigma = (0.56 \pm 0.07)^\circ$ obtenue dans l'article Grondin *et al.* (2011). Les indices spectraux des deux analyses sont eux aussi cohérents et les spectres obtenus par l'analyse des données LAT et H.E.S.S. se relient parfaitement comme le montre la figure V.1. Ceci montre que les deux émissions ont la même origine. Les auteurs de Grondin *et al.* (2011) ont alors montré que les données multi-longueur d'onde sont bien reproduites par un modèle de nébuleuse de pulsar supposant que le spectre d'injection est une loi de puissance avec coupure exponentielle.

Candidats nébuleuses

Il existe six autres possibles nébuleuses de pulsar détectées par le LAT. On peut les ranger en deux catégories : celles pour lesquels il existe un pulsar détecté qui soit proche, i.e. dans 0.2° dans le cas présent, ainsi que capable d'alimenter une nébuleuse et celles qui n'en ont pas.

Dans la première catégorie, nous trouvons HESS J1023–575, HESS J1616–508, HESS J1837–069 et HESS J1857+026 qui, comme leur nom l’indique sont quatre sources détectées par H.E.S.S. Les résultats obtenus dans la région de HESS J1857+026 sont compatibles avec ceux obtenus au chapitre VII, c’est pourquoi nous ne les présenterons pas ici.

HESS J1023–575 est une source découverte par H.E.S.S. dans la direction d’un amas d’étoiles massives (Aharonian *et al.* 2007b). La découverte du pulsar PSR J1023–5746 dans les données du LAT (Saz Parkinson *et al.* 2010) ajoute à la liste des nombreux scénarios capables d’expliquer cette source la possibilité qu’elle soit une nébuleuse. En effet, PSR J1023–5746 est un pulsar jeune ($\tau_C = 4.6 \times 10^3$ ans) et assez énergétique pour alimenter une nébuleuse observable en rayons γ ($\dot{E} \sim 10^{37}$ erg s $^{-1}$). La première détection de cette source dans les données du LAT (Ackermann *et al.* 2011) a montré la présence d’une source faible (TS = 25) dont le spectre d’indice $\Gamma = 1.05 \pm 0.36$ se liait parfaitement au spectre observé par H.E.S.S. Depuis, une nouvelle analyse des données H.E.S.S. a montré que la source étendue est constituée de deux composantes : une source à côté de PSR J1023–5746 et une seconde source appelée HESS J1026–582 située proche du pulsar nouvellement détecté PSR J1028–5819 et dont l’absence d’émission dans la gamme du LAT sera discutée en section VIII.4.3.

La figure VIII.2 montre que le signal détecté au-dessus de 10 GeV est en accord avec l’émission observée par H.E.S.S., suggérant une origine commune aux deux émissions. Cette origine pourrait être la nébuleuse du pulsar PSR J1023–5746 comme l’a montré le modèle présenté en référence Ackermann *et al.* (2011). Cependant, il est à noter qu’il existe en dessous de 10 GeV une émission significative dans la gamme du LAT détectée dans la partie de la phase comprise entre les pics d’émissions du pulsar (Abdo *et al.* 2013). Cette émission à basse énergie ne peut pas s’expliquer dans le cadre de la PWN, mais est potentiellement due à l’émission magnétosphérique du pulsar lui-même. Il est donc possible qu’il existe deux composantes à l’émission observée par le LAT entre 0.1 et 300 GeV : une due au pulsar à basse énergie et l’autre due à la nébuleuse à haute énergie. De futures analyses seront nécessaires pour le déterminer.

HESS J1616–508 et HESS J1837–069 sont associées aux pulsars PSR J1617–5055 et PSR J1838–0655. Ces deux pulsars perdent leur énergie rotationnelle respectivement aux taux $\dot{E} = 1.6 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$ et $\dot{E} = 5.5 \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$. Leurs indices spectraux dans la gamme du LAT sont de $\Gamma = 1.8 \pm 0.3$ et $\Gamma = 1.7 \pm 0.3$. Ce sont donc des sources d’indices faibles dont le spectre se relie à celui observé par H.E.S.S.. Les faibles indices et le fait que ces sources soient détectées au-dessus de 10 GeV suggèrent que l’émission ne provient pas du pulsar mais d’une autre origine. Cependant, les observations en rayons X n’ont pas encore fourni de contreparties convaincantes à ces sources de rayons γ . Nous les classerons donc comme des candidats nébuleuses de pulsar.

Dans la catégorie des candidats nébuleuses de pulsars pour lesquelles il n’existe à ce jour aucun pulsar détecté, on retrouve deux sources H.E.S.S., HESS J1632–478 et HESS J1640–465.

Bien que très étendue et localisée proche de nombreuses sources X, la source HESS J1632–478 n’est associée à aucun pulsar détecté à ce jour. Cependant, en rayons X, il existe une source d’émission moins étendue spatialement coïncidente qui pourrait être créée par l’émission synchrotron des électrons qui génèrent les rayons γ observés par *Fermi* (Balbo *et al.* 2010). Bien que la source LAT soit plus étendue que la source TeV, la connexion entre les spectres exposée en figure VIII.2 suggère une origine commune aux deux émissions. Le modèle leptonique proposé par les auteurs de Balbo *et al.* (2010) montre qu’il est possible d’expliquer l’émission en rayons X et γ si l’on suppose que HESS J1632–478 est une nébuleuse de pulsar relique et que le spectre d’injection prend la forme

d'une Maxwellienne suivie d'une loi de puissance.

HESS J1640–645 est une source étendue détectée par H.E.S.S. lors du sondage du plan Galactique à l'intérieur du SNR radio G338.3–0.0 (Aharonian *et al.* 2006b). Une contrepartie X a par la suite été trouvée dans les données *XMM* et *Chandra* ainsi qu'une source ponctuelle qui pourrait être un pulsar. Les données LAT étudiées dans la référence Slane *et al.* (2010) montrent une source ponctuelle dont le centre est cohérent avec la position de la source TeV. Le spectre est bien modélisé par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$. Dans notre analyse au-dessus de 10 GeV, l'indice spectral est plus faible ($\Gamma = 1.95 \pm 0.30$). Les points spectraux obtenus dans cette gamme en énergie sont cohérents avec ceux obtenus par les auteurs de Slane *et al.* (2010). La figure VIII.2 montre que le spectre rejoint celui observé par H.E.S.S. suggérant une origine commune aux deux émissions. Cependant, en dessous de 10 GeV, le spectre montre un indice spectral plus élevé et un flux plus important qui ressemble à ceux prédits pour les pulsars. Mais les pulsations de l'hypothétique pulsar ne sont à ce jour pas détectées. Le modèle proposé par Slane *et al.* (2010) montre qu'il est possible de reproduire les données multi-longueur d'onde (en particulier, l'intégralité du flux γ vu par le LAT) grâce à un modèle de nébuleuse supposant un spectre d'injection en Maxwellienne suivie d'une loi de puissance. De futures analyses seront nécessaires pour contraindre l'origine de l'émission observée par le LAT et déterminer s'il s'agit d'un pulsar de sa nébuleuse ou d'une combinaison des deux.

VIII.4.2 Comparaison aux modèles pour les nouvelles détections

L'objectif de cette section est de présenter les résultats spectraux obtenus pour les sources détectées pour la première fois par le LAT. Pour celles qui possèdent assez de points spectraux pour contraindre un modèle de nébuleuse, nous appliquerons celui présenté au chapitre III afin de prouver que les observations multi-longueur d'ondes permettent de reproduire les données. Les paramètres des modèles présentés ici peuvent être trouvés en table VIII.9.

HESS J1119 – 614

HESS J1119 – 614 est une source découverte dans les données H.E.S.S. proche du jeune ($\tau_c = 1.6 \times 10^3$ ans) pulsar PSR J1119–6127 lui-même détecté par l'observatoire de *Parkes* (Camilo *et al.* 2000). Ce pulsar a aussi été détecté par le LAT (Parent *et al.* 2011). Il est assez énergétique ($\dot{E} = 2.3 \times 10^{36}$ erg s⁻¹) pour alimenter une nébuleuse et se situe à l'intérieur du vestige de supernova SNR G292.2–0.5. Les observations X de *Chandra* ont mis en évidence la présence d'une nébuleuse faible et compacte (Gonzalez & Safi-Harb 2003) dont la source H.E.S.S. est probablement une contrepartie⁵.

La figure VIII.3 compare les points spectraux obtenus grâce au modèle dont les paramètres sont résumés en table VIII.9. Les points spectraux utilisés dans la gamme de H.E.S.S. sont ceux issus du mémoire Mayer (2010)⁶. On y voit que le modèle reproduit bien les données H.E.S.S. et *Fermi* tout en prédisant un flux assez faible en rayons X.

La table VIII.9 montre également que ce modèle nécessite un spectre d'injection d'indice très proche de 2 et une fraction d'énergie injectée sous forme de particules de 99.99%. Cependant, cette dernière valeur serait mieux contrainte s'il existait une mesure du flux de la nébuleuse en rayons X puisque l'intensité du champ magnétique serait déterminée avec plus de précision. La période initiale

5. http://cxc.harvard.edu/cdo/snr09/pres/DjannatiAtai_Arache_v2.pdf

6. Ce mémoire peut être trouvé à l'adresse suivante : http://www.ecap.nat.uni-erlangen.de/publications/pub/2010_Mayer_Diplom.pdf

$P_0 = 5$ ms qui implique un temps caractéristique de décroissance de $\tau_0 = 26$ ans. Cette valeur paraît faible par rapport à celle obtenue pour les autres pulsars. Ceci entraîne une perte d'énergie rotationnelle initiale de $\dot{E}_0 = 3.5 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ qui semble irréaliste. Ces valeurs sont cependant proches de celles obtenues dans le mémoire Mayer (2010) : $\tau_0 = 10$ ans et $\dot{E}_0 = 2.3 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. Le champ magnétique obtenu n'est que de $0.7 \mu\text{G}$ ce qui est très faible pour une nébuleuse de 1600 ans. En conclusion, ce modèle reproduit parfaitement les données multi-longueur d'onde et prouve que les émissions GeV et TeV peuvent avoir la même origine : la nébuleuse du pulsar PSR J1119–6127, cependant il montre que de plus amples informations sont nécessaires afin de contraindre le modèle et notamment la valeur du champ magnétique.

HESS J1303 – 631

HESS J1303 – 631 est une source découverte "par chance" dans le champ de vue des observations du système binaire PSR B1259–63 effectuées par H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2005c). Il n'existait alors aucune contrepartie à l'émission TeV que ce soit en radio, en rayons X ou en rayons γ dans la gamme du LAT. Cette source fut donc classée comme "accélérateur sombre". Plus récemment, les auteurs de Abramowski *et al.* (2012a) ont montré l'existence d'une contrepartie faible ainsi que la présence d'un pulsar, tous deux détectés en rayons X. Ce pulsar, dénommé PSR J1301–6305, connaît un taux de perte d'énergie rotationnelle de $\dot{E} = 1.70 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$. Il est le seul pulsar connu dans la région capable d'alimenter une nébuleuse. Sa proximité et la dépendance en énergie de la morphologie observée par H.E.S.S. prouvent que cette source a pour origine une nébuleuse de pulsar.

Une première analyse des données du LAT, présentée dans Wu *et al.* (2011), n'a pas mis en évidence d'émission cohérente avec la source H.E.S.S. Cependant il est à noter qu'une émission significative a été détectée en provenance de la région du vestige de supernova Kes 17. Ce vestige montre un spectre en loi de puissance d'indice 2.4 dans la gamme d'énergie du LAT qui est incompatible avec le spectre observé par H.E.S.S. pour HESS J1303 – 631. Dans le jeu de données utilisé dans notre analyse, l'émission venant de Kes 17 est juste en dessous du seuil de significativité utilisé (TS ~ 20). Cette source ne peut donc pas être rajoutée au modèle de la région. Cependant, elle influence l'ajustement de la Gaussienne comme le montre la figure VIII.4. L'ajout ou non de Kes 17 a été considéré comme une source d'erreur systématique qui a été ajouté quadratiquement aux incertitudes calculées en Section VIII.2.3.

Le modèle dont les paramètres sont résumés en table VIII.9 est représenté en figure VIII.5 avec les points spectraux obtenus à partir des données *XMM-Newton*, H.E.S.S. et LAT. On peut y voir que les points spectraux du LAT ne sont pas en parfait accord avec ceux de H.E.S.S.. Cependant cet ajustement correspond à un $\chi^2/d.o.f. = 23/13$ ce qui signifie que le modèle reproduit fidèlement les données. Le désaccord entre les points *Fermi* et le spectre modélisé provient certainement des barres d'erreurs beaucoup plus faibles autour des points spectraux obtenus par H.E.S.S. qui dominent l'ajustement. La masse d'éjectas et l'énergie de la supernova restent proches des valeurs d'entrée et permettent de reproduire la grande extension de cette source. Ce modèle montre qu'on ne peut exclure l'hypothèse selon laquelle les émissions GeV et TeV ont la même origine et seraient associées à la nébuleuse du pulsar PSR J1301–6305.

HESS J1356 – 645

HESS J1356 – 645 est une source étendue détectée pendant le sondage du plan Galactique (Abramowski *et al.* 2011a). La source H.E.S.S. a été classée comme nébuleuse puisqu'elle est proche de PSR J1357–6429 (Camilo *et al.* 2004) un pulsar très jeune capable d'alimenter une nébuleuse

($\dot{E} = 3.1 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$) aussi détecté dans les données du LAT (Lemoine-Goumard *et al.* 2011b). Cette classification a été renforcée de part la présence dans les données radio (*ROSAT/PSPC*) et X (*XMM-Newton*) d'une structure étendue et très peu lumineuse.

Le modèle présenté en figure VIII.6 et dont les paramètres sont résumés en table VIII.9 reproduit le spectre du LAT qui est lui-même en très bon accord avec le spectre observé par H.E.S.S.. Le spectre d'injection utilisé suit une loi de puissance. Le paramètre η est très proche de 100% ce qui correspond à une nébuleuse dans laquelle l'énergie injectée est dominée par les particules. La masse d'éjecta nécessaire pour reproduire le rayon de la nébuleuse est de $3.5 M_{\odot}$, ce qui est bien inférieur aux $10 M_{\odot}$ communément utilisées. Ce modèle démontre que les observations multi-longueur d'ondes de HESS J1356 – 645 peuvent s'expliquer si HESS J1356 – 645 est une nébuleuse de pulsar.

Il est intéressant de noter que les observations X et radio de HESS J1356 – 645 rappellent celles de Vela–X pour laquelle deux composantes sont détectées : un "cocon" qui explique l'émission radio et GeV et un "halo" responsable de l'émission X et TeV (Abdo *et al.* 2010c). Il n'est donc pas exclu que le cas de HESS J1356 – 645 soit plus complexe qu'il n'y paraît. De nouvelles données X et radio sont nécessaires afin de comprendre plus en détails cette source dont la nature est maintenant certaine.

HESS J1420 – 607

HESS J1420 – 607 est la contrepartie TeV d'une partie du complexe radio et X appelé *Kookaburra*⁷ (Roberts *et al.* 1999). Ce complexe s'étend sur plus d'un degré carré et est centré sur le plan Galactique. De nombreuses observations radio et en rayons X ont été effectuées afin d'élucider la nature des sources EGRET 3EG J1420–6038/GEV J1417–6100 (Hartman *et al.* 1999b; Lamb & Macomb 1997). Deux parties de ce complexe peuvent être attribuées à des nébuleuses et ont trouvé des contreparties dans les données de H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2006d) :

- Une partie Nord-Est appelée nébuleuse 'K3' qui est la contrepartie radio et X de l'émission TeV HESS J1420 – 607. On trouve à l'intérieur de 'K3' le pulsar PSR J1420–6048 qui est assez énergétique ($\dot{E} = 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) pour alimenter une nébuleuse. Une potentielle contrepartie détectée en X par *ASCA* puis *Chandra* et *XMM-Newton* (Roberts *et al.* 2001; Ng *et al.* 2005) ne montre qu'une trace marginale de pulsations.
- Une partie au Sud-Ouest du complexe dans laquelle on peut observer une émission X importante et étendue provenant de la nébuleuse G313.1+0.1 (aussi appelée le 'Lapin', Roberts *et al.* 1999). Cette nébuleuse et sa contrepartie TeV, HESS J1418–609, sont elles aussi proches de PSR J1418–6058, un pulsar assez puissant pour pouvoir alimenter une nébuleuse.

HESS J1420 – 607 et HESS J1418–609 sont distantes de 0.33° , ce qui est juste au-dessus de la PSF du LAT intégrée au dessus de 10 GeV. Comme on peut le voir en figure VIII.7, les deux sources sont visibles au-dessus de 10 GeV. Cependant, l'émission provenant de la région de HESS J1418–609 disparaît au-dessus de 30 GeV, laissant la nébuleuse K3 seule à ces énergies. Cette image est cohérente avec notre classification de l'émission de HESS J1418–609 comme provenant de PSR J1418–6058 et celle de HESS J1420 – 607 comme une nébuleuse dont le spectre se raccorde au spectre TeV comme le montre la figure VIII.8.

Cette figure présente aussi le résultat de l'ajustement des paramètres du modèle présenté au chapitre III. Une nouvelle fois, le spectre d'injection est modélisé par une loi de puissance d'indice $\alpha = 2.15 \pm 0.05$ avec une coupure exponentielle à 1 PeV. Cependant, nous n'avons pas réussi à trouver un bon ajustement du spectre multi-longueur d'onde et du rayon en même temps. Aussi avons-nous

7. Le *Laughing Kookaburra* est un martin-chasseur géant d'Australie connu pour son chant qui ressemble à un rire rauque. Ce complexe a été appelé Kookaburra car il ressemble à cet oiseau attrapant un lapin.

enlevé le rayon des valeurs ajustées ce qui explique pourquoi le nombre de paramètres libres est de 13 et non pas de 14.

La portion d'énergie injectée dans la nébuleuse sous forme de particules est supérieure à 93%. La période initiale se rapproche plus de la valeur actuelle que dans les autres cas, ce qui correspond à une valeur de $\tau_0 \sim 17300$ ans, plus importante que dans les autres cas. Ceci entraîne une perte d'énergie rotationnelle du pulsar à l'origine de $\dot{E} = 3.7 \times 10^{37}$ erg s⁻¹ ce qui est dans la gamme d'énergie des pulsars observés de nos jours. On peut voir sur la figure VIII.8 que le modèle n'ajuste pas parfaitement les points LAT puisque le modèle est plus contraint par les nombreux points TeV et X. Cependant, il est à noter que les points *Fermi* peuvent souffrir d'un biais présenté à la fin de cette section.

Il existe d'autres modèles pour cette source dont ceux proposés par Van Etten & Romani (2010) qui prouvent qu'il est possible de reproduire l'ensemble des points spectraux, dont ceux du LAT, en supposant un spectre d'injection en loi de puissance avec coupure exponentielle. Cependant ces modèles sont plus complexes dans le sens où ils divisent la nébuleuse en plusieurs zones dans lesquelles les conditions et l'évolution des particules sont différentes.

En conclusion, les données multi-longueur d'onde sont presque reproduites par un modèle simple de nébuleuse de pulsar. L'émission observée par le LAT est donc très certainement due à la nébuleuse du pulsar PSR J1420–6048 tout comme celle observée par H.E.S.S. Il est cependant à noter que, comme dans le cas de HESS J1418–609, à des énergies inférieures à 30 GeV le spectre peut être contaminé par l'émission du pulsar associé. En effet, comme expliqué plus haut, bien que ce pulsar soit pris en compte lors de l'analyse des données, seul le modèle du catalogue 2FGL était disponible au moment où cette analyse a été menée. Il ne serait pas surprenant qu'avec 21 mois de données supplémentaires, ce spectre soit mieux contraint et le modèle ait légèrement varié. Pour apporter plus de contraintes sur le modèle de la nébuleuse, il faudra attendre d'avoir la statistique nécessaire pour pouvoir ajuster le spectre de la nébuleuse et du pulsar en même temps, ce qui n'est actuellement pas le cas. Un TS = 20 a été observé par le LAT dans la partie hors pic d'émission autour du pulsar PSR J1420–6048. Cependant, cette émission est certainement contaminée par une composante pulsée à basse énergie puisque dans toute la phase au-dessus de 10 GeV nous obtenons un TS = 36. Il n'est donc pas possible d'extrapoler à partir de ce TS le temps nécessaire pour pouvoir détecter la nébuleuse dans la partie non pulsée de la phase du pulsar PSR J1420–6048.

HESS J1841 – 055

HESS J1841 – 055 a été découvert durant le sondage du plan Galactique par H.E.S.S. et est resté non-identifiée depuis lors. Cette non-identification ne vient pas d'un manque de contrepartie mais au contraire d'une émission très étendue qui prend racine non pas en une mais en plusieurs sources individuelles (entre trois et quatre). Par exemple, en utilisant les données d'*INTEGRAL*, Sguera *et al.* (2009) ont proposé un système binaire X comme contrepartie à une portion de HESS J1841 – 055. Tibolla (2011) proposent que HESS J1841 – 055 soit une nébuleuse de pulsar alimentée par PSR J1841–0524, PSR J1838–0549 ou les deux puisque chacun devrait injecter plus d'énergie qu'il n'en perd pour pouvoir expliquer toute l'émission à lui seul. Un nouveau pulsar, PSR J1838–0537, découvert plus récemment dans les données du LAT (Pletsch *et al.* 2012), serait assez énergétique pour alimenter à lui seul une nébuleuse cohérente avec HESS J1848 – 018 avec une efficacité de conversion de l'énergie de 0.5%.

Comme le montre la figure VIII.9, le spectre du LAT rejoint le spectre observé à plus haute énergie et semble cohérent avec un scénario leptonique, suggérant que HESS J1841 – 055 est une nébuleuse de pulsar. Cependant, d'autres observations sont nécessaires afin de séparer les différentes

composantes de cette source et expliquer l'intégralité de sa nature.

HESS J1848 – 018

HESS J1848 – 018 est une autre source découverte durant le sondage du plan Galactique par H.E.S.S. (Chaves *et al.* 2008). Elle se situe dans la direction de la région de formation d'étoiles W43 (aussi appelée G30.8–0.2). L'émission étendue détectée par H.E.S.S. n'est proche d'aucun pulsar connu, ce qui suggère une association avec W43. La seule contrepartie envisageable dans cette région étant l'étoile Wolf-Rayet WR 121a située à 0.2° du centre de HESS J1848 – 018. Cette étoile est en système binaire et se caractérise par un important taux de perte de masse (Luque-Escamilla *et al.* 2011). Une autre contrepartie possible est le nuage moléculaire présent à l'intérieur de W43 (Chaves *et al.* 2008) qui produirait des photons γ par décroissance de pions neutres comme présenté au chapitre I.

Lemoine-Goumard *et al.* (2011a) ont analysé les données du LAT autour de cette source et ont trouvé une émission mieux modélisée par une source étendue de 0.3° à un niveau de 3.7σ . Cependant le spectre observé, présenté en ligne pointillées sur la figure VIII.9, ressemble à celui d'un pulsar dans la gamme du GeV. La compatibilité des spectres observés par le LAT et par H.E.S.S. semble imparfaite. Il est donc possible qu'il y ait deux composantes à ce spectre : un pulsar dont les pulsations ne sont pas encore détectées et sa nébuleuse. La statistique actuelle ne permet pas encore de le déterminer.

VIII.4.3 Absence de détections

Cette section a pour but d'exposer les résultats obtenus pour trois sources intéressantes non-détectées par le LAT. Les spectres de ces sources peuvent être trouvés en figure VIII.9.

HESS J1026 – 582

HESS J1026 – 582 est une source découverte par H.E.S.S. pendant une nouvelle analyse de la région de HESS J1023–575 (Abramowski *et al.* 2011d). L'émission étendue attribuée à HESS J1023–575 s'est alors avérée être composée de deux sources : HESS J1023–575 et HESS J1026–582. Chacune d'elle est située proche d'un pulsar jeune capable d'alimenter une nébuleuse, respectivement PSR J1023–5746 (Saz Parkinson *et al.* 2010) et PSR J1028–5819 (Keith *et al.* 2008; Abdo *et al.* 2009d), ce qui suggère que l'émission TeV est due à deux nébuleuses de pulsar. Bien qu'il existe une faible contrepartie en rayons X (Mignani *et al.* 2012), celle-ci ne peut être définitivement identifiée comme provenant d'une nébuleuse. Cependant les limites supérieures obtenues par l'analyse des données du LAT et présentées en figure VIII.9 nécessitent une discontinuité dans le spectre de HESS J1026 – 582. Cette cassure suggère la présence d'un pic d'émission dont le maximum en $E^2 dN/dE$ serait situé au-dessus de 100 MeV, similaires aux pics Compton inverse observés par le LAT pour d'autres nébuleuses de pulsar. La très faible significativité des excès observés par Fermi (TS ~ 1) laisse peu d'espoir pour une éventuelle détection dans l'avenir. C'est donc en radio et en X qu'il faudra aller chercher des informations supplémentaires afin de comprendre HESS J1026 – 582.

HESS J1458 – 608

HESS J1458 – 608 a été découverte lors d'observations dédiées à l'entourage du pulsar âgé PSR J1459–6053 (de los Reyes *et al.* 2012), justifiée par l'observation d'un excès non-significatif lors du sondage du plan Galactique. Avec un $\dot{E} = 9.2 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ (Abdo *et al.* 2010g), PSR J1459–6053

est un bon candidat pour alimenter une PWN malgré son âge caractéristique de 64 000 ans. Cette dernière n'est pas observée en rayons X, ce qui peut s'expliquer par l'âge avancé d'un éventuel système pulsar/PWN.

Les limites supérieures imposées par le LAT nécessitent quant à elle un changement dans le spectre entre 300 GeV et 1 TeV. Ce changement pourrait être la signature d'un pic Compton inverse et donc d'une PWN. Le spectre observé en rayons γ , la proximité de l'émission TeV et du pulsar et l'absence d'autres contreparties plausibles suggèrent que HESS J1458 – 608 est la nébuleuse associée au pulsar PSR J1459–6053.

HESS J1813 – 178

HESS J1813 – 178 a elle aussi été détectée pendant le sondage du plan Galactique par H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2005b) à proximité du vestige de supernova SNR G12.8–0.0 détecté en radio (Brogan *et al.* 2005). L'observation par *XMM-Newton* (Funk *et al.* 2007a) a montré une morphologie complexe composée d'une source ponctuelle associée à une nébuleuse étendue. La ressemblance de cet objet central avec des nébuleuses déjà connues a conduit les auteurs à proposer que les rayons X puissent s'expliquer par un système composé d'un vestige et d'une nébuleuse. Mais aucun pulsar n'est venu renforcer cette hypothèse jusqu'à la découverte de PSR J1813–1749 (Gottlieb & Halpern 2009). S'il apparaît clairement que les rayons X sont produits par le vestige et la nébuleuse, la nature de l'émission TeV est incertaine.

Funk *et al.* (2007a) et Fang & Zhang (2010b) ont déjà mené des investigations afin de comprendre l'émission observée par H.E.S.S. Pour cela, chacune de ces publications a proposé un modèle dans lequel l'émission TeV vient de la nébuleuse puis un modèle dans lequel elle vient du vestige. Les modèles leptoniques sont exposés avec les points spectraux associés en Figure VIII.9 à gauche. On y voit que le modèle leptonique proposé par Fang & Zhang (2010b) ne reproduit pas les données. Si l'émission est d'origine leptonique, le spectre d'injection des électrons dans la nébuleuse doit donc avoir un indice plus faible que la valeur de 2.4 proposée par Fang & Zhang (2010b) et donc plus proche de la valeur de 2.0 proposée par Funk *et al.* (2007a).

Dans le cas où l'émission TeV provient de l'interaction du vestige avec le milieu ambiant (Figure VIII.10 à droite), c'est au tour du modèle proposé par Funk *et al.* (2007a) de ne pas reproduire la limite supérieure posée par le LAT. La principale différence entre les modèles proposés venant d'un spectre d'injection de protons d'indice 2.1 dans Funk *et al.* (2007a) et calculé de manière semi-analytique dans Fang & Zhang (2010b).

Les limites supérieures posées par le LAT ne permettent pas de déterminer si l'émission TeV a une origine hadronique ou leptonique. Elles ne permettent donc pas de répondre à la question suivante : qui de la nébuleuse ou du vestige est responsable de l'émission TeV ? Il est cependant possible d'obtenir une conclusion sur le spectre d'injection nécessaire à reproduire les données. En effet, dans le cas de la nébuleuse le spectre en $\Gamma_{inj} = 2.4$ est rejeté par les données et dans le cas du vestige, le spectre en 2.1 est rejeté. Cela implique que le spectre d'injection doit être assez "dur" (Γ_{inj} assez petit) pour pouvoir rester en dessous des limites supérieures obtenues par le LAT.

VIII.5 Conclusions

La recherche de nébuleuses proche des sources TeV a mené à la détection de :

- 9 pulsars détectés à très haute énergie $> 10\text{GeV}$,

- 7 sources non-identifiées ou dues à des vestiges de supernovae,
- 11 candidats pour être des nébuleuses de pulsar,
- 3 nébuleuses de pulsars clairement identifiées.

Il n'en reste pas moins de 28 sources TeV qui n'ont pas de contrepartie au GeV. Certaines s'expliquent facilement par leur faible flux qui tombe en dessous de la sensibilité de *Fermi*, comme HESS J1718–385 exposé en figure VIII.9 qui, de plus, montre déjà une cassure du spectre dans la gamme TeV. D'autres sont plus mystérieuses comme le cas de HESS J1026 – 582 discuté en section VIII.4.3.

Ces détections ou non-détections entraînent des contraintes fortes sur les modèles d'émissions et permettent parfois une estimation des paramètres physiques des potentielles nébuleuses. Au total, ce sont six nouvelles sources (décrites en section VIII.4.2) qui viennent s'ajouter aux 12 nébuleuses et candidats nébuleuses de pulsar (décrits en section VIII.4) observées par le LAT avant la publication de ce travail. Pour quatre de ces six nouvelles détections, nous avons présenté un modèle de nébuleuse qui explique les données multi-longueur d'onde. Ces modèles ont tous présentés un champ magnétique très faible de l'ordre du μG , ce qui est cohérent avec des nébuleuses âgées dont le champ magnétique a fortement diminué. Afin de comprendre ces nébuleuses dans un cadre plus global, il est nécessaire d'essayer de déterminer leurs points communs et leurs différences, ce qui fait l'objet du prochain chapitre.

Source TeV	Classe	l (deg)	b (deg)	morphologie TeV	σ_1 (deg)	σ_2 (deg)	Référence
VER J0006+727	PWN	119.58	10.20	P	—	—	McArthur (2011)
MGRO J0631+105	PWN	201.30	0.51	P	—	—	Abdo <i>et al.</i> (2009e)
MGRO J0632+17	PWN	195.34	3.78	G	1.30	—	Abdo <i>et al.</i> (2009e)
HESS J1018–589	UNID	284.23	–1.72	P	—	—	H. E. S. S. Collaboration <i>et al.</i> (2012)
HESS J1023–575	MSC	284.22	–0.40	G	0.18	—	Abramowski <i>et al.</i> (2011d)
HESS J1026–582	PWN	284.80	–0.52	G	0.14	—	Abramowski <i>et al.</i> (2011d)
HESS J1119–614	PWN	292.10	–0.49	G	0.05	—	Presentation ⁵
HESS J1303–631	PWN	304.24	–0.36	G	0.16	—	Aharonian <i>et al.</i> (2005c)
HESS J1356–645	PWN	309.81	–2.49	G	0.20	—	Abramowski <i>et al.</i> (2011a)
HESS J1418–609	PWN	313.25	0.15	GE	0.08	0.06	Aharonian <i>et al.</i> (2006d)
HESS J1420–607	PWN	313.56	0.27	G	0.06	—	Aharonian <i>et al.</i> (2006d)
HESS J1427–608	UNID	314.41	–0.14	GE	0.04	0.08	Aharonian <i>et al.</i> (2008a)
HESS J1458–608	PWN	317.75	–1.70	G	0.17	—	de los Reyes <i>et al.</i> (2012)
HESS J1503–582	UNID	319.62	0.29	G	0.26	—	Renaud <i>et al.</i> (2008)
HESS J1507–622	UNID	317.95	–3.49	G	0.15	—	Acero <i>et al.</i> (2011)
HESS J1514–591	PWN	320.33	–1.19	GE	0.11	0.04	Aharonian <i>et al.</i> (2005d)
HESS J1554–550	PWN	327.16	–1.07	P	—	—	Acero <i>et al.</i> (2012)
HESS J1614–518	MSC	331.52	–0.58	GE	0.23	0.15	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1616–508	PWN	332.39	–0.14	G	0.14	—	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1626–490	UNID	334.77	0.05	HESS	0.07	0.10	Aharonian <i>et al.</i> (2008a)
HESS J1632–478	PWN	336.38	0.19	GE	0.21	0.06	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1634–472	UNID	337.11	0.22	G	0.11	—	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1640–465	PWN	338.32	–0.02	G	0.04	—	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1646–458 A	MSC	339.57	–0.02	G	0.35	—	Abramowski <i>et al.</i> (2012c)
HESS J1646–458 B	MSC	339.01	–0.79	G	0.25	—	Abramowski <i>et al.</i> (2012c)
HESS J1702–420	UNID	344.30	–0.18	GE	0.30	0.15	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1708–443	PWN	343.06	–2.38	G	0.29	—	Abramowski <i>et al.</i> (2011c)
HESS J1718–385	PWN	348.83	–0.49	GE	0.15	0.07	Aharonian <i>et al.</i> (2007a)
HESS J1729–345	UNID	353.44	–0.13	G	0.14	—	Abramowski <i>et al.</i> (2011b)
HESS J1804–216	UNID	8.40	–0.03	GE	0.16	0.27)	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1809–193	PWN	11.18	–0.09	GE	0.53	0.25	Aharonian <i>et al.</i> (2007a)
HESS J1813–178	PWN	12.81	–0.03	G	0.04	—	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1818–154	PWN	15.41	0.17	G	0.14	—	Hofverberg <i>et al.</i> (2011)
HESS J1825–137	PWN	17.71	–0.70	GE	0.13	0.12	Aharonian <i>et al.</i> (2006c)
HESS J1831–098	PWN	21.85	–0.11	G	0.15	—	Sheidaei (2011)
HESS J1833–105	PWN	21.51	–0.88	P	—	—	Djannati-Ataï <i>et al.</i> (2008)
HESS J1834–087	UNID	23.24	–0.31	G	0.09	—	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1837–069	UNID	25.18	–0.12	GE	0.12	0.05	Aharonian <i>et al.</i> (2006b)
HESS J1841–055	UNID	26.80	–0.20	GE	0.41	0.25	Aharonian <i>et al.</i> (2008a)
HESS J1843–033	UNID	29.30	0.51	P	—	—	Hoppe (2008)
MGRO J1844–035	UNID	28.91	–0.02	P	—	—	Abdo <i>et al.</i> (2009e)
HESS J1846–029	PWN	29.70	–0.24	P	—	—	Djannati-Ataï <i>et al.</i> (2008)
HESS J1848–018	UNID	31.00	–0.16	G	0.32	—	Chaves <i>et al.</i> (2008)
HESS J1849–000	PWN	32.64	0.53	P	—	—	Terrier <i>et al.</i> (2008)
HESS J1857+026	UNID	35.96	–0.06	GE	0.11	0.08	Aharonian <i>et al.</i> (2008a)
HESS J1858+020	UNID	35.58	–0.58	GE	0.08	0.02	Aharonian <i>et al.</i> (2008a)
MGRO J1900+039	UNID	37.42	–0.11	P	—	—	Abdo <i>et al.</i> (2009e)
MGRO J1908+06	UNID	40.39	–0.79	G	0.34	—	Aharonian <i>et al.</i> (2009)
HESS J1912+101	PWN	44.39	–0.07	G	0.26	—	Aharonian <i>et al.</i> (2008c)
VER J1930+188	PWN	54.10	0.26	P	—	—	Acciari <i>et al.</i> (2010)
MGRO J1958+2848	PWN	65.85	–0.23	P	—	—	Abdo <i>et al.</i> (2009e)
VER J1959+208	PSR	59.20	–4.70	P	—	—	Hall <i>et al.</i> (2003)
VER J2016+372	UNID	74.94	1.15	P	—	—	Aliu (2011)
MGRO J2019+37	PWN	75.00	0.39	G	0.55	—	Abdo <i>et al.</i> (2007)
MGRO J2031+41 A	UNID	79.53	0.64	G	1.50	—	Abdo <i>et al.</i> (2007)
MGRO J2031+41 B	UNID	80.25	1.07	G	0.10	—	Bartoli <i>et al.</i> (2012)
MGRO J2228+61	PWN	106.57	2.91	P	—	—	Abdo <i>et al.</i> (2009e)
W49 A	SFR	43.27	–0.00	P	—	—	Brun <i>et al.</i> (2011)

Tableau VIII.1 - Liste des sources étudiées dans ce travail. Toutes ces sources ont été détectées par les télescopes Čerenkov et sont potentiellement associées à des nébuleuses de pulsars. Les coordonnées et l'extension de chaque source sont extraites des références données dans la dernière colonne. Lorsque la source montre une morphologie asymétrique, σ_1 correspond à l'extension selon l'axe principal et σ_2 à l'extension selon l'axe secondaire. Dans la cinquième colonne "P", "G" et "GE" signifient respectivement que la source est ponctuelle, modélisée par une distribution Gaussienne et par une distribution Gaussienne elliptique.

Gamme en énergie :	10 à 316 GeV
Date	
De début des données :	
En MET (s) :	239557440
De fin des données :	
En MET (s) :	356439741
Région analysée :	
pointlike :	cercle de 5° de rayon
gtlike :	carré de 7° de côté aligné avec les coordonnées Galactiques
Classe d'évènements :	Clean
IRFs :	P7CLEAN_V6
Diffus Galactique :	
Fichier :	ring_2yearp7v6_v0.fits
Modèle :	Constante, normalisation libre
Diffus isotrope :	
Fichier :	isotrop_2year_P76_clean_v0.txt
Modèle :	Constante, normalisation fixée à 1

Tableau VIII.2 - Caractéristiques des données. Les temps MET (*Mission Elapsed Time*) correspondent au nombre de secondes écoulées depuis le 1^{er} Janvier 2001 à minuit.

Source	l (°)	b (°)	TS	K ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$)	Γ
2FGL J1405.5–6121	311.81	0.30	31	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-15}$	1.8 ± 0.3
Background Source 1	333.59	-0.31	29	$(6.5 \pm 2.5) \times 10^{-17}$	4.3 ± 0.9
Background Source 2	336.96	-0.07	25	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-15}$	1.9 ± 0.4
2FGL J1823.1–1338c	17.51	-0.12	30	$(4.9 \pm 1.9) \times 10^{-15}$	2.9 ± 0.7
2FGL J1836.8–0623c	25.41	0.42	25	$(9.4 \pm 3.9) \times 10^{-16}$	2.0 ± 0.4
PSR J1838–0536	26.28	0.62	16	$(5.0 \pm 1.8) \times 10^{-17}$	4.1 ± 1.0

Tableau VIII.3 - Liste des sources ajoutées en plus des sources contenues dans le catalogue 1FHL.

Source	Identification	TS _{TeV}	TS _{GeV}	TS _{ext}	l (°)	b (°)	Incertitude (°)	σ (°)
VER J0006+727	Pulsar	655	1206	0	119.68	10.47	0.01 ± 0.01	< 0.07
a		2	—	—	—	—	—	—
MGRO J0632+17	Pulsar	699	2056	1	195.13	4.28	0.01 ± 0.01	< 0.08
a		5	—	—	—	—	—	—
HESS J1018–589	Autre	29	29	0	284.33	–1.66	0.04 ± 0.02	< 0.87
a		25	25	2	284.34	–1.65	0.04 ± 0.02	< 0.87
HESS J1023–575	PWNc	52	58	8	284.13	–0.45	0.03 ± 0.02	< 0.77
a		52	58	8	284.13	–0.45	0.03 ± 0.02	< 0.77
HESS J1119–614	PWNc	27	27	9	292.16	–0.56	0.05 ± 0.02	< 0.31
a		16	16	9	292.18	–0.57	0.05 ± 0.02	< 0.32
HESS J1303–631	PWNc	37	58	29	304.56	–0.11	0.04 ± 0.03	0.45 ± 0.09 ± 0.10
HESS J1356–645	PWN	24	26	3	309.71	–2.33	0.05 ± 0.01	< 0.39
a		24	26	3	309.71	–2.32	0.05 ± 0.01	< 0.39
HESS J1418–609	Pulsar	31	32	0	313.28	0.13	0.03 ± 0.01	< 0.32
a		15	—	—	—	—	—	—
HESS J1420–607	PWNc	42	42	0	313.55	0.27	0.04 ± 0.02	< 0.38
a		36	36	0	313.55	0.28	0.04 ± 0.02	< 0.39
HESS J1507–622	Autre	21	23	7	317.77	–3.60	0.05 ± 0.03	< 1.04
a		21	23	7	317.76	–3.61	0.05 ± 0.03	< 1.04
HESS J1514–591	PWN	156	147	10	320.35	–1.25	0.03 ± 0.01	< 0.16
a		156	147	10	320.35	–1.25	0.03 ± 0.01	< 0.16
HESS J1614–518	Autre	110	133	47	331.62	–0.74	0.04 ± 0.03	0.28 ± 0.03 ± 0.05
HESS J1616–508	PWNc	75	94	31	332.39	–0.27	0.04 ± 0.02	0.25 ± 0.03 ± 0.05
HESS J1632–478	PWNc	137	161	56	336.50	0.10	0.03 ± 0.02	0.30 ± 0.06 ± 0.06
HESS J1634–472	Autre	33	34	1	337.23	0.35	0.03 ± 0.01	< 1.21
HESS J1640–465	PWNc	47	42	9	338.33	0.05	0.05 ± 0.01	< 1.17
HESS J1708–443	Pulsar	722	1153	0	343.11	–2.70	0.01 ± 0.01	< 0.05
a		33	64	0	343.12	–2.70	0.01 ± 0.01	< 0.09
HESS J1804–216	Autre	138	141	37	8.40	–0.09	0.04 ± 0.01	0.25 ± 0.03 ± 0.04
a		124	128	30	8.42	–0.10	0.04 ± 0.01	0.24 ± 0.03 ± 0.04
HESS J1825–137	PWN	56	82	30	17.55	–0.47	0.05 ± 0.03	0.44 ± 0.08 ± 0.09
HESS J1834–087	Autre	27	36	4	23.20	–0.26	0.05 ± 0.01	< 0.22
HESS J1837–069	PWNc	73	119	46	25.17	0.00	0.05 ± 0.03	0.36 ± 0.06 ± 0.04
HESS J1841–055	PWNc	64	70	32	27.01	–0.15	0.05 ± 0.03	0.38 ± 0.06 ± 0.06
HESS J1848–018	PWNc	19	19	0	30.90	–0.20	0.04 ± 0.01	< 1.50
HESS J1857+026	PWNc	53	55	8	36.08	0.02	0.04 ± 0.01	< 0.28
MGRO J1908+06	Pulsar	16	37	2	40.11	–0.84	0.03 ± 0.01	< 0.19
a		9	—	—	—	—	—	—
MGRO J1958+2848	Pulsar	21	24	0	65.88	–0.34	0.04 ± 0.01	< 0.56
a		8	—	—	—	—	—	—
VER J2016+372	Autre	31	33	1	74.86	1.22	0.05 ± 0.02	< 1.16
MGRO J2019+37	Pulsar	31	100	1	75.23	0.13	0.02 ± 0.01	< 0.07
a		5	—	—	—	—	—	—
MGRO J2031+41 B	Pulsar	58	66	5	80.20	1.03	0.05 ± 0.01	< 2.47
a		12	—	—	—	—	—	—
MGRO J2228+61	Pulsar	94	113	0	106.65	2.94	0.02 ± 0.01	< 0.10
a		15	—	—	—	—	—	—

Tableau VIII.4 - Résultats de l'analyse morphologique pour les sources détectées. La seconde colonne donne la classification de la source selon les critères exposés en section VIII.3. "PWN" et "PWNc" signifie que l'émission observée par le LAT est associée à une nébuleuse de pulsar ou une source candidate PWN. Le label "Pulsar" signifie que le LAT observe certainement l'émission du pulsar uniquement et "Autre" signale une source dont la nature de l'émission est soit un SNR, soit non déterminée. Les deux incertitudes sur la position sont l'erreur statistique et l'erreur systématique estimées comme expliqué dans le texte. Lorsque TS_{ext} est inférieur à 16, la dernière colonne présente une limite supérieure à un niveau de 3 σ sur l'extension de la source. L'exposant "a" dans la première colonne correspond à l'ajustement de la source juste au-dessus en ayant rajouté le pulsar proche dans le modèle.

Source	TS	$F_{10\text{GeV}}^{316\text{GeV}}$ ($10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Γ
VER J0006+727	655	$11.3 \pm 0.9 \pm 1.2$	$3.96 \pm 0.25 \pm 0.36$
a	2	< 1.2	–
MGRO J0632+17	699	$34.9 \pm 2.1 \pm 10.2$	$4.53 \pm 0.25 \pm 0.51$
a	5	< 5.1	–
HESS J1018–589	29	$1.7 \pm 0.5 \pm 0.7$	$2.41 \pm 0.49 \pm 0.49$
a	25	$1.5 \pm 0.5 \pm 0.7$	$2.31 \pm 0.50 \pm 0.49$
HESS J1023–575	52	$4.6 \pm 0.9 \pm 1.2$	$1.99 \pm 0.24 \pm 0.32$
a	52	$4.6 \pm 0.9 \pm 1.2$	$1.99 \pm 0.24 \pm 0.32$
HESS J1119–614	27	$2.1 \pm 0.6 \pm 0.8$	$2.15 \pm 0.37 \pm 0.36$
a	16	$2.0 \pm 0.6 \pm 0.8$	$1.83 \pm 0.41 \pm 0.36$
HESS J1303–631	37	$3.6 \pm 0.9 \pm 2.1$	$1.53 \pm 0.23 \pm 0.37$
HESS J1356–645	24	$1.1 \pm 0.4 \pm 0.5$	$0.95 \pm 0.40 \pm 0.40$
a	24	$1.1 \pm 0.4 \pm 0.5$	$0.94 \pm 0.40 \pm 0.40$
HESS J1418–609	31	$4.0 \pm 1.0 \pm 1.3$	$3.52 \pm 0.81 \pm 0.61$
a	15	< 4.3	–
HESS J1420–607	42	$3.7 \pm 0.9 \pm 1.1$	$1.89 \pm 0.28 \pm 0.31$
a	36	$3.4 \pm 0.9 \pm 1.1$	$1.81 \pm 0.29 \pm 0.31$
HESS J1507–622	21	$1.5 \pm 0.5 \pm 0.5$	$2.33 \pm 0.48 \pm 0.48$
HESS J1514–591	156	$6.2 \pm 0.9 \pm 1.3$	$1.72 \pm 0.16 \pm 0.17$
HESS J1614–518	110	$9.9 \pm 1.4 \pm 3.1$	$1.75 \pm 0.15 \pm 0.18$
HESS J1616–508	75	$9.3 \pm 1.4 \pm 2.3$	$2.18 \pm 0.19 \pm 0.20$
HESS J1632–478	137	$11.8 \pm 1.5 \pm 5.3$	$1.82 \pm 0.14 \pm 0.19$
HESS J1634–472	33	$5.6 \pm 1.3 \pm 2.5$	$1.96 \pm 0.25 \pm 0.29$
HESS J1640–465	47	$5.0 \pm 1.0 \pm 1.7$	$1.95 \pm 0.23 \pm 0.20$
HESS J1708–443	722	$24.5 \pm 1.7 \pm 3.5$	$3.80 \pm 0.24 \pm 0.33$
a	33	$5.5 \pm 1.3 \pm 3.5$	$2.13 \pm 0.31 \pm 0.33$
HESS J1804–216	138	$14.2 \pm 1.6 \pm 3.1$	$2.10 \pm 0.16 \pm 0.24$
a	124	$13.4 \pm 1.6 \pm 3.1$	$2.04 \pm 0.16 \pm 0.24$
HESS J1825–137	56	$5.6 \pm 1.2 \pm 9.0$	$1.32 \pm 0.20 \pm 0.39$
HESS J1834–087	27	$5.5 \pm 1.2 \pm 2.5$	$2.24 \pm 0.34 \pm 0.42$
HESS J1837–069	73	$7.5 \pm 1.3 \pm 4.2$	$1.47 \pm 0.18 \pm 0.30$
HESS J1841–055	64	$10.9 \pm 0.8 \pm 4.1$	$1.60 \pm 0.27 \pm 0.33$
HESS J1848–018	19	$7.4 \pm 1.9 \pm 2.7$	$2.46 \pm 0.50 \pm 0.51$
HESS J1857+026	53	$4.2 \pm 0.3 \pm 1.3$	$1.01 \pm 0.24 \pm 0.25$
MGRO J1908+06	16	$4.6 \pm 1.3 \pm 1.5$	$3.50 \pm 1.11 \pm 1.60$
a	9	< 5.6	–
MGRO J1958+2848	21	$1.3 \pm 0.4 \pm 0.7$	$4.36 \pm 1.09 \pm 1.21$
a	8	< 1.8	–
VER J2016+372	31	$1.8 \pm 0.5 \pm 0.8$	$2.45 \pm 0.44 \pm 0.49$
MGRO J2019+37	31	$4.4 \pm 1.7 \pm 1.1$	$6.37 \pm 3.04 \pm 1.21$
a	5	< 4.7	–
MGRO J2031+41 B	58	$6.4 \pm 1.0 \pm 1.1$	$3.07 \pm 0.33 \pm 0.37$
a	12	< 4.4	–
MGRO J2228+61	94	$2.8 \pm 0.5 \pm 0.5$	$3.06 \pm 0.41 \pm 0.42$
a	15	< 2.0	–

Tableau VIII.5 - Résultats de l'analyse spectrale pour les sources détectées. Cette table liste le TS et les paramètres spectraux obtenus par ajustement en suivant la méthode décrite au cours de ce chapitre. Le flux de photons est intégré entre 10 et 316 GeV et l'indice spectral correspond à celui obtenu dans la même bande en énergie. L'exposant "a" dans la première colonne correspond à l'ajustement de la source juste au-dessus en ayant rajouté le pulsar proche dans le modèle.

Source	TS	$F_{10\text{GeV}}^{316\text{GeV}}$ ($10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
MGRO J0631+105	6	< 1.4
a	2	< 1.0
HESS J1026-582	1	< 1.6
a	1	< 1.6
HESS J1427-608	5	< 1.9
HESS J1458-608	13	< 2.6
a	13	< 2.6
HESS J1503-582	10	< 3.9
HESS J1554-550	0	< 0.5
HESS J1626-490	1	< 2.3
HESS J1646-458	0	< 2.8
a	0	< 2.7
HESS J1646-458 B	6	< 4.7
a	4	< 4.3
HESS J1702-420	6	< 4.7
a	6	< 4.5
HESS J1718-385	3	< 2.1
a	3	< 2.1
HESS J1729-345	0	< 1.4
HESS J1809-193	15	< 8.5
HESS J1813-178	3	< 2.5
HESS J1818-154	0	< 1.6
HESS J1831-098	0	< 1.9
HESS J1833-105	4	< 2.1
a	4	< 2.1
HESS J1843-033	0	< 0.9
MGRO J1844-035	0	< 1.4
HESS J1846-029	2	< 2.0
HESS J1849-000	0	< 1.3
HESS J1858+020	0	< 1.1
MGRO J1900+039	0	< 1.2
HESS J1912+101	10	< 4.6
VER J1930+188	0	< 1.0
VER J1959+208	0	< 0.3
MGRO J2031+41	14	< 29.6
W49 A	3	< 2.4

Tableau VIII.6 - Résultats de l'analyse spectrale pour les sources non détectées. Cette table liste le TS et les paramètres spectraux obtenus par ajustement en suivant la méthode décrite au cours de ce chapitre. La troisième colonne présente une limite supérieure à un niveau de confiance de 3σ sur le flux de photons intégré entre 10 et 316 GeV. Pour la calculer, l'indice spectral est fixé à 2. L'exposant "a" dans la première colonne correspond à l'ajustement de la source juste au-dessus en ayant rajouté le pulsar proche dans le modèle.

Source	Pulsar	distance (deg)	nom 2FGL	Inclus dans le modèle	Justification
VER J0006+727	PSR J0007+7303	0.26	2FGL J0007.0+7303	Non	a
MGRO J0631+105	PSR J0631+1036	0.10	2FGL J0631.5+ 1035	Non	a
MGRO J0632+17	PSR J0633+1746	0.00	2FGL J0633.9+1746	Non	a
HESS J1018–589	PSR J1016–5857	0.22	2FGL J1016.5–5858	Non	a
HESS J1023–575	PSR J1023–5746	0.05	2FGL J1022.7–5741	Non	b
HESS J1026–582	PSR J1028–5819	0.27	2FGL J1028.5–5819	Oui	–
HESS J1119–614	PSR J1119–6127	0.07	2FGL J1118.8–6128	Non	a
HESS J1356–645	PSR J1357–6429	0.12	2FGL J1356.0–6436	Non	a
HESS J1418–609	PSR J1418–6058	0.05	2FGL J1418.7–6058	Non	b
HESS J1420–607	PSR J1420–6048	0.05	2FGL J1420.1–6047	Non	b
HESS J1458–608	PSR J1459–6053	0.17	2FGL J1459.4–6054	Non	a
HESS J1514–591	PSR J1513–5908	0.03	–	Non	b
HESS J1646–458B	PSR J1648–4611	0.42	2FGL J1646–4611	Non	c
HESS J1702–420	PSR J1702–4128	0.53	–	Non	c
HESS J1708–443	PSR J1709–4429	0.25	2FGL J1709.7–4429	Non	b
HESS J1718–385	PSR J1718–3825	0.13	2FGL J1718.3–3827	Non	a
HESS J1804–216	PSR J1803–2149	0.27	2FGL J1803.3–2148	Non	b
HESS J1833–105	PSR J1833–1034	0.01	2FGL J1833.6–1032	Non	a
HESS J1841–055	PSR J1838–0537	0.48	2FGL J1839.0–0539	Oui	–
MGRO J1908+06	PSR J1907+0602	0.23	2FGL J1907.9+0602	Non	a
MGRO J1958+2848	PSR J1958+2846	0.12	2FGL J1958.6+2845	Non	a
VER J1959+208	PSR J1959+2048	0.02	2FGL J1959.5+2047	Non	a
MGRO J2019+37	PSR J2021+3651	0.36	2FGL J2021.0+3651	Non	b
MGRO J2031+41B	PSR J2032+4127	0.05	2FGL J2032.2+4126	Non	b
MGRO J2228+61	PSR J2229+6114	0.09	2FGL J2229+6114	Non	a

a- La distance entre le pulsar et la source est inférieure à 0.27° .

b- Le pulsar est situé à l'intérieur de la dispersion de la distribution Gaussienne obtenue au TeV.

c- a et b ne se vérifient pas mais il n'y a pas d'émission significative à la position du pulsar.

Tableau VIII.7 - Liste des pulsars γ connus situés à moins de 0.5° d'une source TeV. Lorsque les pulsars sont toujours inclus dans le modèle cinquième colonne est "Oui". Sinon la justification est donnée par la lettre en dernière colonne qui correspond à une note en bas du tableau. Le pulsar est alors extrait du modèle lors du premier ajustement et inclus dans le modèle lors d'un second ajustement.

Source	inc _{GeV} (arcmin)	inc _{TeV} (arcmin)	$r_{99\%}$ TeV (arcmin)	dist _{GeV-TeV} (arcmin)	Coincidence
HESS J1018-589	2.4	1.2	0	7.2	Non
HESS J1023-575	1.8	5.4	33	6.0	Oui
HESS J1119-614	3.0	-	9.0	5.4	Oui
HESS J1303-631	3.0	0.6	29	25	Oui
HESS J1356-645	3.0	1.8	37	11	Oui
HESS J1420-607	2.4	1.2	11	0.6	Oui
HESS J1507-622	3.6	2.4	28	13	Oui
HESS J1514-591	1.8	4.2	14	3.6	Oui
HESS J1614-518	3.0	1.8	35	11	Oui
HESS J1616-508	2.4	0.6	25	9.6	Oui
HESS J1632-478	2.4	2.4	25	9.0	Oui
HESS J1634-472	1.8	3.0	20	11	Oui
HESS J1640-465	3.0	0.6	7	4.2	Oui
HESS J1804-216	2.4	1.2	39	3.6	Oui
HESS J1825-137	3.6	1.8	23	17	Oui
HESS J1834-087	3.0	1.2	16	3.6	Oui
HESS J1837-069	3.6	1.2	16	7.2	Oui
HESS J1841-055	3.6	3.0	60	13	Oui
HESS J1848-018	2.4	-	58	6.6	Oui
HESS J1857+026	2.4	3.0	17	8.4	Oui
VER J2016+372	3.0	-	-	6.6	Non
Sources associées à des pulsars					
	inc _{GeV} (arcmin)	inc _{PSR} (arcmin)		dist _{GeV-PSR} (arcmin)	coïncidence
VER J0006+727	1.2	0.4		1.2	Oui
MGRO J0632+17	0.6	0.2		0.6	Oui
HESS J1418-609	1.8	0.8		2.0	Oui
HESS J1708-443	0.6	0.3		0.6	Oui
MGRO J1908+06	2.4	0.8		2.5	Oui
MGRO J1958+2848	2.4	1.1		1.2	Oui
MGRO J2019+37	1.8	0.5		1.2	Oui
MGRO J2031+41B	3.6	0.8		1.2	Oui
MGRO J2228+61	1.8	0.6		0.6	Oui

Tableau VIII.8 - Résultats de l'analyse de coïncidence spatiale entre les données du LAT et la source observée au TeV (haut du tableau) ou le pulsar associé (bas du tableau). L'incertitude au GeV correspond à la somme des incertitudes statistiques et systématiques estimées par la méthode décrite dans ce chapitre. L'extension et l'incertitude sur la position au TeV sont extraites des références citées en table VIII.1. Dans la dernière colonne, Oui(Non) signifie que l'émission vue par le LAT est (n'est pas) coïncidente avec l'émission vue au TeV.

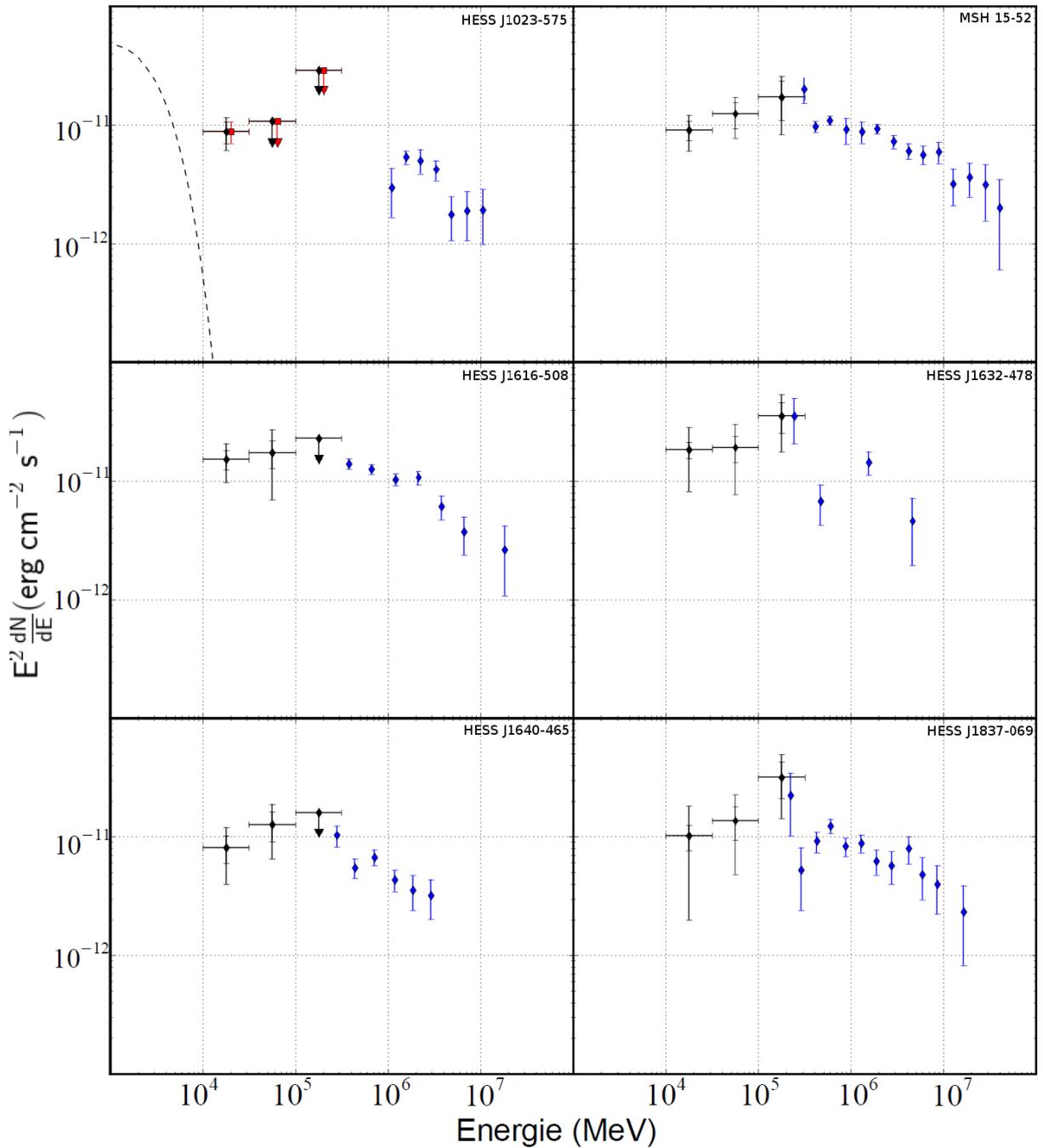


Figure VIII.2 - Distribution spectrale en énergie pour les sources détectées par le LAT qui ont fait l'objet d'une publication précédente. Les points noirs et bleus représentent respectivement les points spectraux obtenus dans la gamme d'énergie du LAT et dans celle du TeV. Les carrés rouges correspondent à ceux obtenus avec le pulsar associé à la nébuleuse inclu dans le modèle. Les courbes tiretées représentent le modèle supposé pour ce même pulsar. Dans un souci de simplicité les SEDs de HESS J1825–137 et HESS J1857+026 ne sont pas montrées ici. Les SEDs observées pour ces deux sources sont cohérentes avec celles présentées en figures V.1 et VII.3.

Source	HESS J1119 – 614	HESS J1303 – 631	HESS J1356 – 645	HESS J1420 – 607
Paramètres du pulsar				
Nom (PSR)	J1119–6127	J1301–6305	J1357–6429	J1420–6048
Période P (s)	0.41	0.18	0.17	0.07
\dot{P} ($s\ s^{-1}$)	4.02×10^{-12}	2.67×10^{-13}	3.60×10^{-13}	8.32×10^{-14}
\dot{E} ($10^{36}\ \text{erg}\ s^{-1}$)	2.3	1.7	3.1	10
distance (kpc)	8.4	6.7	2.5	5.6
âge caractéristique τ_c (kyr)	1.6	11	7.3	13
taille de la nébuleuse (pc) ^b	7.4	19 ± 3	9 ± 2	5.8 ± 0.9
indice de coupure n	2.5	2.5	2.5	2.5
Paramètres des champs de photons cibles				
$k_B T_{CMB}$ (eV)	2.6×10^{-4}	2.6×10^{-4}	2.6×10^{-4}	2.6×10^{-4}
ρ_{CMB} ($10^6\ \text{eV}\ m^{-3}$)	0.26	0.26	0.26	0.26
$k_B T_{IR}$ (eV)	3.3×10^{-3}	3.3×10^{-3}	3.3×10^{-3}	3.3×10^{-3}
ρ_{IR} ($10^6\ \text{eV}\ m^{-3}$)	0.29	0.67	0.64	1.04
$k_B T_{stell}$ (eV)	0.26	0.26	0.26	0.26
ρ_{stell} ($10^6\ \text{eV}\ m^{-3}$)	0.51	0.95	1.2	1.0
Paramètres ajustés				
indice α	$1.99^{+0.17}_{-0.21}$	$2.09^{+0.25}_{-0.05}$	$2.17^{+0.25}_{-0.05}$	2.15 ± 0.05
P_0 (ms)	5^{+10}_{-5}	26.3^{+37}_{-21}	167^{+1}_{-53}	68.2^{+1}_{-25}
η (%)	$99.99^{+0.01}_{-0.07}$	$99.99^{+0.1}_{-0.1}$	$99.61^{+0.4}_{-1.1}$	$93.23^{+1.1}_{-0.7}$
E_c (TeV)	1000^a	1000^a	1000^a	1000^a
E_{SN} (10^{51} erg)	$0.5^{+2}_{-0.4}$	$0.98^{+5}_{-0.9}$	$1^{+0.6}_{-0.2}$	$0.75^{+3.8}_{-0.75}$
M_{ej} (M_\odot)	$0.87^{+10}_{-0.8}$	8.6^{+10}_{-8}	$2.5^{+0.2}_{-0.6}$	14.4 ± 10
$\chi^2/\text{d.o.f}$	3.3/2	14.2/13	7.6/6	16.5/13 ^c
Paramètres dérivés				
Rayon (pc)	7.4	15.9	8.5	11.1 ^c
τ_0 (kyr)	0.03	2.1	9.7	14.9
B (μG)	0.7	1.2	4.1	3.0
\dot{E}_0 ($\text{erg}\ s^{-1}$)	3.5×10^{40}	1.2×10^{38}	1.1×10^{37}	3.7×10^{37}

a : Paramètre fixé.

b : Déterminé à partir de la taille angulaire de la source.

c : Le rayon n'est pas ajusté dans ce cas.

Tableau VIII.9 - Liste des paramètres des modèles discutés dans le chapitre VIII. Les paramètres des pulsars sont extraits des références données en tables IX.1 et IX.2. Les densités d'énergie des champs de photons cibles pour la diffusion Compton inverse sont issus du modèles GALPROP comme expliqué au chapitre III à partir des coordonnées et de la distance de chaque source. Les paramètres du modèles sont explicités au chapitre III.

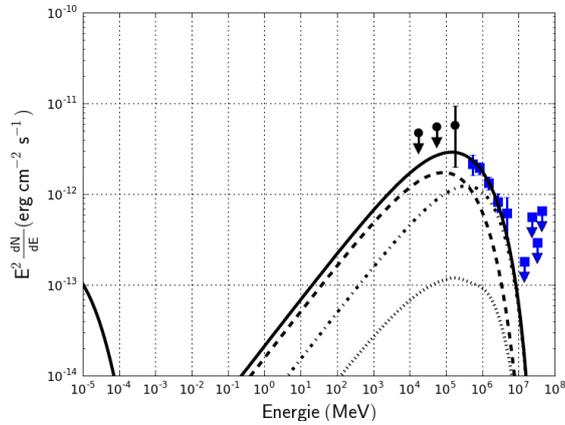


Figure VIII.3 - Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1119 – 614. Les carrés bleus et les points noirs représentent respectivement les points spectraux obtenus par H.E.S.S. et le LAT. Le flux total prédit par le modèle est représenté par la courbe noire pleine. Les courbes tiretée, pointillée-tiretée et pointillée représentent l'émission Compton inverse due à la diffusion sur les photons du CMB, sur les photons IR de la poussière et sur les photons stellaires.

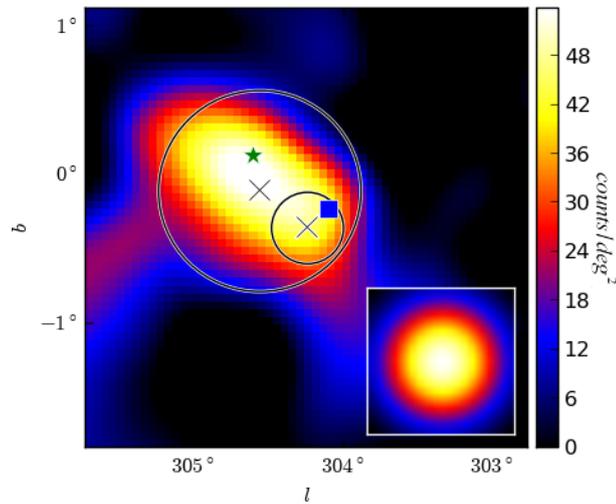


Figure VIII.4 - Carte de photons observés par le LAT pour HESS J1303 – 631. Le grand et le petit cercle correspondent à la position et au σ respectivement de la Gaussienne de 0.4° obtenue dans ce travail et de celle de 0.16° obtenue en utilisant les données H.E.S.S. Le carré bleu et l'étoile verte correspondent à la position de PSR J1301–6305 et de Kes 17. L'émission en provenance de Kes 17 est incluse dans la Gaussienne obtenue en étudiant les données du LAT.

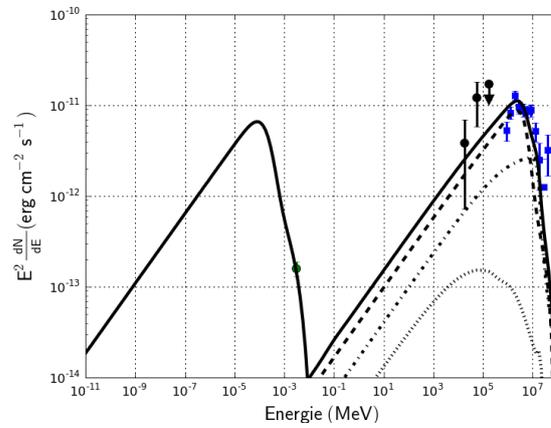


Figure VIII.5 - Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1303 – 631. Les carrés verts, les bleus et les points noirs représentent respectivement les points spectraux obtenus en rayons X, par H.E.S.S. et par le LAT. Les courbes suivent les conventions de la figure VIII.3.

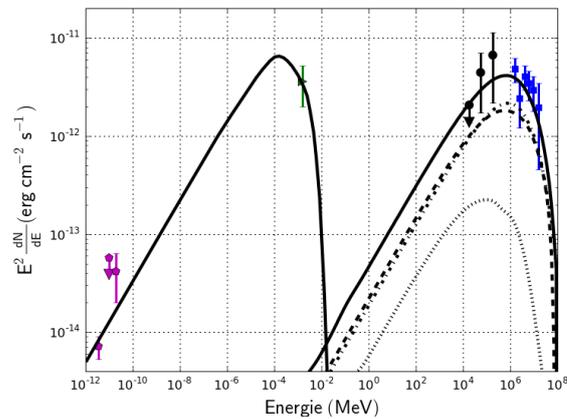


Figure VIII.6 - Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1356 – 645. Les triangles verts, les carrés bleus, les points noirs et les pentagones magenta représentent respectivement les points spectraux obtenus en rayons X, par H.E.S.S., par le LAT et en radio. Les courbes suivent les conventions de la figure VIII.3.

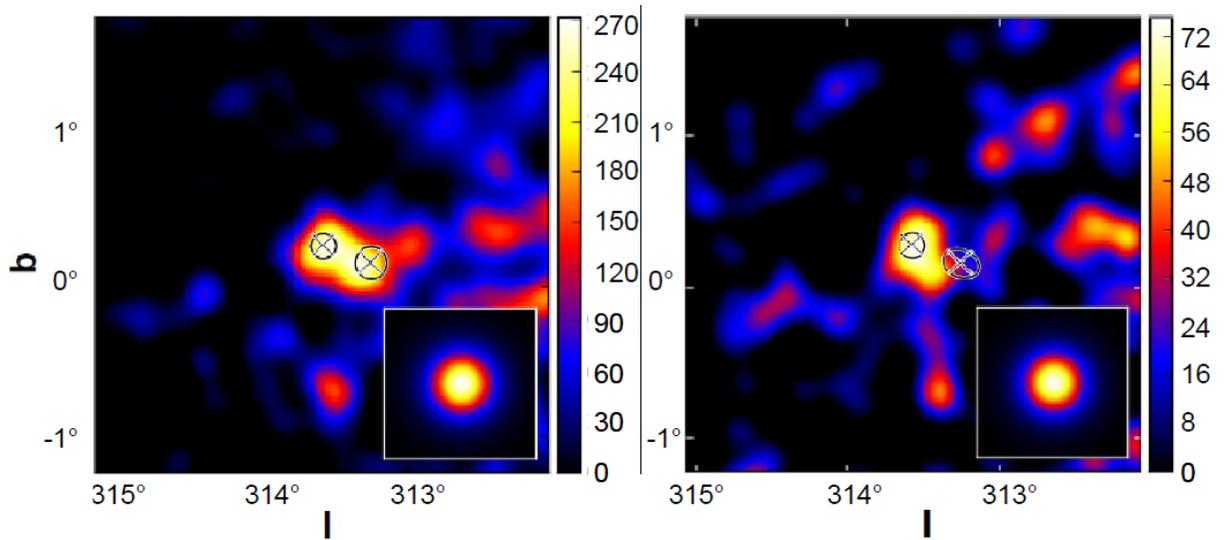


Figure VIII.7 - Cartes de photons observés par le LAT dans la région de HESS J1420 – 607. La carte de gauche correspond à une image au-dessus de 10 GeV tandis que celle de droite correspond à des énergies supérieures à 30 GeV. Les cartes sont lissées par une distribution Gaussienne de 0.1° qui est montrée dans le graphique inclus. Les cercles au centre de l'image montrent la position et l'extension de la nébuleuse K3 et du Lapin mesurées par H.E.S.S. On voit que l'émission du Lapin est beaucoup plus faible que celle de HESS J1420 – 607 au-dessus de 10 GeV.

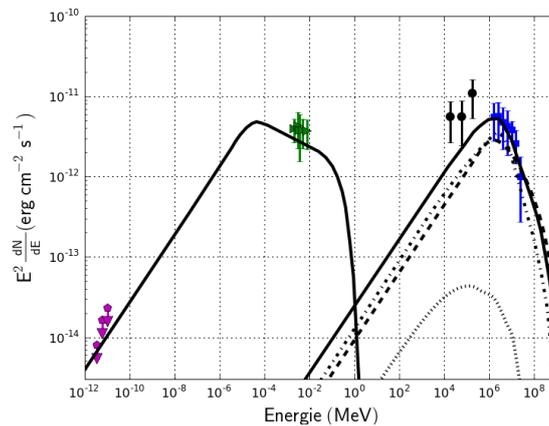


Figure VIII.8 - Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1420 – 607. Les triangles verts, les carrés bleus, les points noirs et les pentagones magenta représentent respectivement les points spectraux obtenus en rayons X, par H.E.S.S., par le LAT et en radio. Les courbes suivent les conventions de la figure VIII.3.

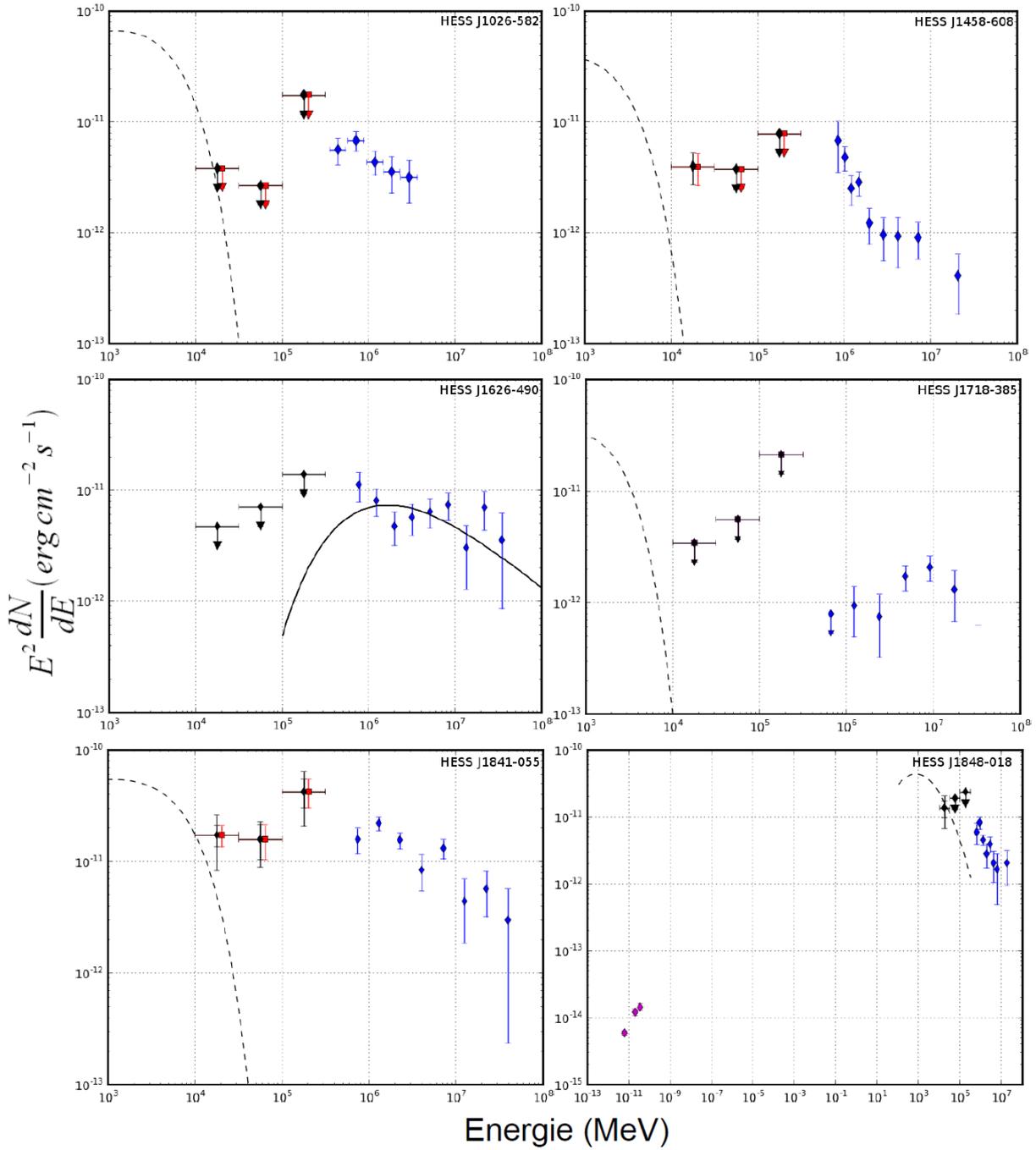


Figure VIII.9 - Distribution spectrale en énergie pour différentes sources. Les points magentas, verts et bleus représentent respectivement les points spectraux obtenus dans les domaines radio, X et TeV. Dans la gamme d'énergie du LAT, les points spectraux noirs et rouges correspondent à ceux obtenus sans et avec le pulsar incluí dans le modèle. Les courbes tiretées représentent le modèle supposé pour ce même pulsar. Modèle : HESS J1626 – 490 : La courbe pleine correspond au modèle proposé par Eger (2011).

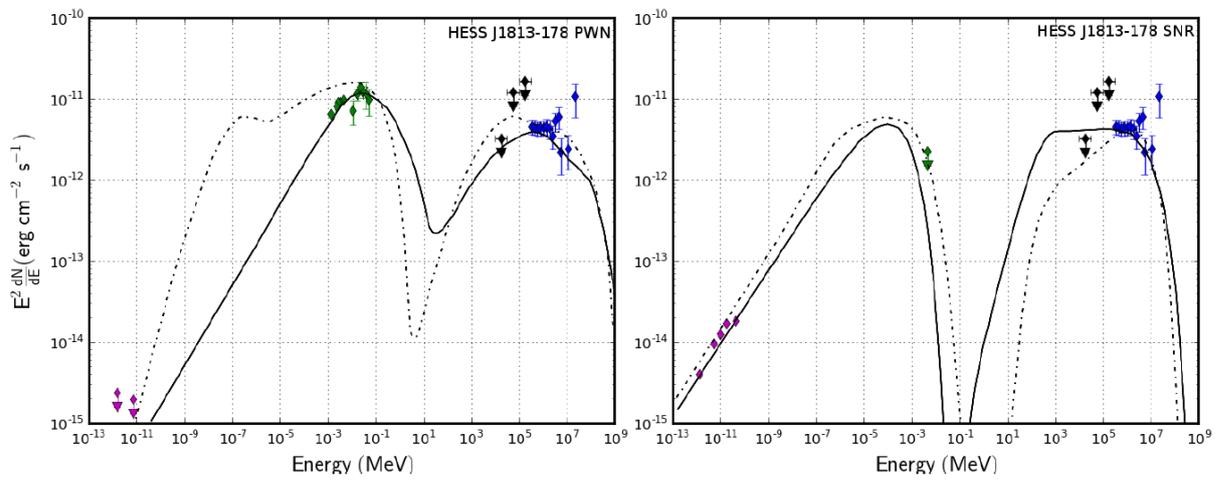


Figure VIII.10 - Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1813 – 178. (Gauche) Modèle dans lequel l'émission observée par le LAT est émise par la PWN. (Droite) Modèle dans lequel l'émission observée par le LAT est émise par le SNR. Les lignes pleines et tiretées correspondent respectivement aux modèles proposés par Funk *et al.* (2007a) et par Fang & Zhang (2010b). De gauche à droite, les points magentas, verts, noirs et bleus correspondent aux données radios, X, LAT et TeV.

Etudes de population

IX.1 Motivations

Dans les chapitres précédents, nous nous sommes intéressés aux observations du LAT en les décrivant une par une. En effet, même dans le cas de la recherche de nébuleuses aux alentours des sources Čerenkov, les paramètres obtenus correspondent à la position et à la morphologie des sources une par une. Cependant, la recherche systématique de nébuleuses de pulsars a permis de mettre en évidence une population grandissante dans la gamme du GeV.

Au moment de rédiger le dernier chapitre de cette thèse, le LAT a détecté :

- 5 nébuleuses clairement identifiées : la nébuleuse du Crabe, Vela-X, MSH 15-52 (alias HESS J1514-591), HESS J1825-137 et HESS J1356-645.
- 13 candidats nébuleuses de pulsar : 3C58 (proche de PSR J0205+6449), CTA 1 (proche de PSR J0007+7303), HESS J1023-575 (dans la région de Westerlund 2), HESS J1119-614 (alias G292.2-0.5), HESS J1303-631, HESS J1420-607 (alias nébuleuse "K3"), HESS J1616-508, HESS J1632-478, HESS J1640-465, HESS J1837-069, HESS J1841-055, HESS J1848-018, HESS J1857+026.

Certaines de ces sources étaient attendues comme HESS J1857+026, certaines l'étaient moins comme 3C58 puisqu'il n'existait aucune contrepartie TeV et que les modèles prédisaient des flux trop faibles pour être détectés dans la gamme du LAT (Torres *et al.* 2013). Aussi est-il important de comprendre ce qui différencie ces nébuleuses des autres et de chercher les corrélations avec les observables disponibles comme celles du pulsar qui alimente la nébuleuse.

De telles corrélations ne sont pas strictement attendues. En effet, le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons émettant par émission Compton inverse¹ observés au GeV est souvent plus grand que le temps caractéristique d'évolution d'une nébuleuse. Aussi, il serait nécessaire de prendre en compte toute l'évolution de la nébuleuse, du pulsar et du SNR pour comprendre les observations dans leur intégralité. Cependant, l'évolution de ces objets dépend grandement des conditions dans lesquels ils se trouvent. Ainsi chaque nébuleuse sera différente de toutes les autres car elle ne se sera pas développée dans les mêmes conditions.

Néanmoins, la recherche de telles corrélations reste intéressante. La mise en évidence d'un comportement commun aux PWNe en fonction d'un jeu d'observables, même en l'absence d'histoire commune, permettrait de définir les paramètres les plus pertinents pour étudier l'évolution de ces objets et en détecter de nouveaux.

Afin de répondre à ces problématiques, il est nécessaire de faire le bilan des observables que nous avons. Pour chacune des sources étudiées au chapitre précédent, nous avons cherché s'il existait un pulsar proche capable d'alimenter une nébuleuse. La liste des sources, les noms des pulsars, leur distance et leur âge caractéristique sont résumés en table IX.1. Nous avons aussi regroupé en table IX.2 les flux mesurés à différentes longueurs d'onde pour tous les candidats PWNe.

1. Aussi appelé *temps de vie* des électrons.

Dans un premier temps, nous nous restreindrons aux sources associées à des nébuleuses et nous étudierons la position du maximum du pic d'émission Compton inverse en fonction de l'âge de la nébuleuse, puis nous nous intéresserons aux possibles corrélations du flux de rayons γ avec l'âge du système et la puissance perdue par le pulsar qui est reliée à la quantité d'énergie injectée dans la nébuleuse.

IX.2 Position du pic Compton inverse en fonction de l'âge

Ce paragraphe vise à confronter une prédiction des modèles de nébuleuses aux données obtenues dans le travail décrit au chapitre précédent. À ce jour les modèles d'évolution et d'émission des nébuleuses prédisent une distribution spectrale en énergie variant comme celle présentée en figures III.5 et IX.1 en fonction du temps. On peut y voir plusieurs effets.

1. Le flux diminue plus rapidement en rayons γ observés par les télescopes Čerenkov qu'en rayons γ dans la gamme observée par le LAT. Cela vient du temps caractéristique de refroidissement des électrons par émission Compton inverse qui est plus important à basse énergie qu'à haute énergie. En effet, dans le cadre de la diffusion Thompson, ce temps caractéristique de perte d'énergie est directement proportionnel à l'inverse de l'énergie des électrons comme énoncé dans Mattana *et al.* (2009). Les électrons de plus haute énergie refroidissent plus rapidement, ce qui se traduit sur la figure par un décalage du pic d'émission Compton inverse vers la gamme des énergies observées par le LAT.
2. Une diminution plus importante du flux en rayons X par rapport au flux en rayons γ . L'émission en rayons X étant due à l'émission synchrotron, celle-ci diminue d'autant plus rapidement que le champ magnétique décroît en fonction du temps.

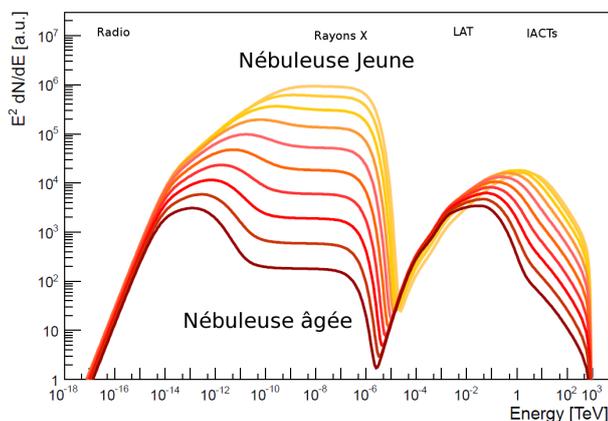


Figure IX.1 - Ce graphique est extrait de Mayer *et al.* (2012). Les courbes représentent la distribution spectrale en énergie prédite par le modèle décrit dans cette même référence, pour une nébuleuse en fonction de son âge. L'âge de la nébuleuse varie de 500 ans (courbe jaune) à 2×10^5 ans (courbe rouge) par pas logarithmique en temps.

Dans cette section nous nous intéresserons au premier effet, c'est à dire la diminution du flux de rayons γ dans la gamme du TeV en faveur de celui mesuré dans la gamme du GeV en fonction de

l'âge de la nébuleuse. Pour ce faire, nous cherchons à étudier la position du pic d'émission Compton inverse en fonction de l'âge. Les observables que nous avons sont les spectres mesurés au GeV et au TeV et qui sont supposés être la pente ascendante et descendante de ce pic d'émission Compton inverse en représentation $E^2 dN/dE$.

Afin de déterminer la position du maximum du pic d'émission, il nous faut supposer une forme mathématique que nous ajusterons aux points spectraux. Nous utiliserons ici une parabole logarithmique. Dans un premier temps, nous justifierons ce choix, puis nous l'appliquerons aux observations.

La forme mathématique de la parabole logarithmique est la même que celle définie en équation V.4 :

$$\frac{dN}{dE} = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\left(\alpha + \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)\right)}. \quad (\text{IX.1})$$

Cette équation possède quatre paramètres : la normalisation K , l'énergie de référence E_0 et les indices α et β qui définissent l'indice spectral observé et sa variation avec l'énergie. Sur ces quatre paramètres, tous ne peuvent pas être ajustés car ils ne sont pas indépendants. En effet, l'indice β est fortement corrélé à la valeur de l'indice α . Aussi fixerons-nous l'indice β à 0.2 qui est une valeur typique de ce genre d'analyses (voir par exemple Albert *et al.* 2008). Nous fixerons l'énergie de référence à 300 GeV, ce qui correspond à une énergie située entre la gamme d'énergie de 10 à 316 GeV et celle de 1 à 30 TeV, que nous dénommerons par la suite gammes du GeV et du TeV.

Pour justifier son utilisation, il faut prouver que les données reproduisent une caractéristique de cette forme mathématique. Or, les seules données que nous avons sont le flux et l'indice spectral dans les gammes d'énergies observées par les télescopes Čerenkov et le LAT. Dans un soucis d'uniformisation, les flux en énergie G_{GeV} et G_{TeV} sont respectivement intégrés entre 10 et 316 GeV et entre 1 et 30 TeV. La forme de la parabole logarithmique prédit alors que le rapport de flux entre ces deux domaines doit être corrélé à l'indice observé dans la gamme du TeV.

Pour le prouver, nous avons généré un jeu de 1000 valeurs du paramètre α entre 0 et 5. Chacune a fourni une représentation de la parabole logarithmique. Ces valeurs de α nous ont permis d'estimer le rapport du flux en énergie dans la gamme du GeV sur celui dans la gamme du TeV par simple intégration. En supposant une statistique de Poisson et l'absence de bruit de fond, nous avons généré les points spectraux dans la gamme du TeV associés à la valeur de α . Une loi de puissance a ensuite été ajustée à ces points afin de déterminer la valeur de l'indice spectral observé. Le résultat est donné par la courbe tiretée noire sur la figure IX.2.

Sur cette figure sont également exposés les points obtenus par les différentes mesures présentées au chapitre précédent et en table IX.2. Nous avons retiré de cette analyse les sources associées à HESS J1632–478 et HESS J1303–631 puisque l'estimation de leur flux en énergie est certainement contaminée par la présence de sources voisines comme annoncé au chapitre VIII. L'indice spectral au TeV utilisé pour Vela–X ne correspond pas à un ajustement en loi de puissance mais à un ajustement avec une loi de puissance avec coupure exponentielle. Il n'est donc pas surprenant que l'indice de cette source soit plus faible que celui de toutes les autres. C'est pourquoi nous avons retiré cette source des futurs ajustements. La source HESS J1119–614 a elle aussi été retirée de la liste puisqu'il n'existe aucune estimation de son indice spectral publiée. Enfin, la source associée à 3C58 a elle aussi été retirée de cette analyse puisqu'il n'existe aucune observation de cette source par les télescopes Čerenkov.

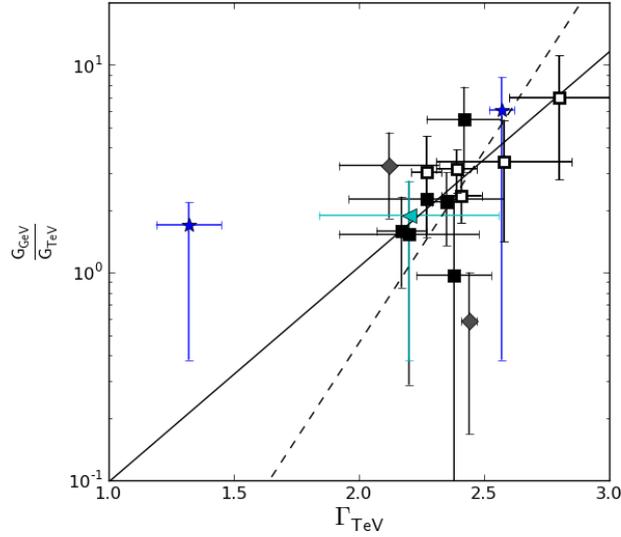


Figure IX.2 - Rapport du flux en énergie mesuré dans la gamme du GeV sur celui mesuré dans la gamme du TeV en fonction de l'indice observé dans la gamme du TeV. La courbe noire pleine montre la meilleure corrélation entre ces deux quantités obtenues par la méthode décrite dans le texte. La ligne tiretée correspond à la prédiction du modèle de parabole logarithmique obtenue à partir du jeu de 1000 valeurs de α . Les carrés noirs pleins et vides correspondent respectivement aux sources clairement identifiées comme nébuleuses de pulsar et aux sources non-identifiées (cf Table VIII.1). Les étoiles bleues représentent Vela-X et la nébuleuse du Crabe. Le spectre TeV de Vela-X montre une cassure significative. L'indice utilisé ici est donc celui du modèle spectral en loi de puissance avec coupure exponentielle donné par Abramowski *et al.* (2012b). Les losanges gris correspondent à HESS J1632-478 et HESS J1303-631 qui sont retirées de l'ajustement car l'estimation de leur flux est contaminé par la présence de sources voisines. Le triangle bleu représente le rapport de flux de la nébuleuse de CTA 1 extrapolé entre 10 et 316 GeV à partir des paramètres spectraux donnés dans Abdo *et al.* (2012).

Afin de déterminer si la corrélation attendue est observée, nous avons ajusté les paramètres d'une fonction linéaire. Ces derniers suivent la loi suivante :

$$\frac{G_{\text{GeV}}}{G_{\text{TeV}}} = (1.04 \pm 0.41) \times \Gamma_{\text{TeV}} - (2.04 \pm 1.98), \quad (\text{IX.2})$$

avec un $\chi^2/d.o.f$ de 12.3/11. Ceci correspond à un coefficient de corrélation linéaire² de 0.73 ± 0.12 . Cette valeur montre que le rapport des flux est fortement corrélé avec l'indice spectral dans la gamme du TeV et donc que les données reproduisent bien le comportement d'une parabole logarithmique.

En partant de cette formule, nous avons donc ajusté les paramètres K et α aux points spectraux et aux limites supérieures obtenus par le LAT et par les télescopes Čerenkov. Les résultats de ces ajustements sont exposés en table IX.3. Ces valeurs nous ont permis d'obtenir l'énergie E_{PIC} à laquelle

2. Le coefficient de corrélation linéaire est défini entre -1 et 1 de telle sorte qu'une valeur proche de 0 ne montre aucune corrélation, une valeur proche de -1 montre une forte corrélation négative et une valeur proche de 1 signifie que les valeurs sont corrélées et varient dans le même sens.

se trouve le maximum de la parabole logarithmique. Cette énergie correspond à la relation³ :

$$\alpha + 2\beta \times \log_{10} \left(\frac{E_{PIC}}{E_0} \right) = 2. \quad (\text{IX.3})$$

Les énergies trouvées ont été tracées en fonction de l'âge caractéristique du pulsar associé en figure IX.3. Ce graphique ne montre aucune trace de corrélation avec l'âge. Le coefficient de corrélation est de -0.06 ± 0.28 . De plus, nous avons supposé que la position du pic suivait une loi de puissance en fonction de l'âge du pulsar. La relation obtenue en ajustant les paramètres aux points est $\log_{10}(E_{PIC}/1 \text{ GeV}) = (-0.13 \pm 0.09) \times (\log_{10}(\tau_C/1 \times 10^3 \text{ ans}) - \overline{\log_{10}(\tau_C/1 \times 10^3 \text{ ans})}) + (2.41 \pm 0.04)$, ce qui correspond à un $\chi^2/dof = 15.9/7$. En supposant que la position du pic ne variait pas avec l'âge, nous avons obtenu la relation $\log_{10}(E_{peak}/1 \text{ GeV}) = 2.38 \pm 0.04$ qui correspond à $\chi^2/dof = 16.9/8$. En conclusion, la loi de puissance n'améliore l'ajustement qu'à un niveau de 1σ . Les points observés sont donc cohérents avec une constante et il n'y a aucune trace de corrélation avec l'âge du pulsar.

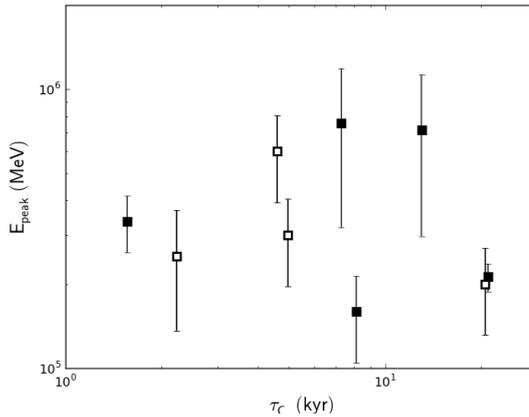


Figure IX.3 - Variation de l'énergie du maximum du pic d'émission Compton inverse en fonction de l'âge caractéristique du pulsar. Les carrés noirs pleins et vides correspondent respectivement aux sources clairement identifiées comme nébuleuses de pulsar par le TeV catalog et celles labelées comme non-identifiées (cf Table VIII.1).

Plusieurs points sont à noter cependant. Souvent, le seul estimateur que nous ayons pour l'âge de la nébuleuse est l'âge caractéristique du pulsar qui lui est associé. Ce dernier n'est peut être pas le plus indiqué pour estimer l'âge de la nébuleuse. Par exemple, il est à noter qu'il existe deux âges proposés pour la nébuleuse MSH 15–52 (HESS J1514–591). En effet, l'âge caractéristique du pulsar est de 1700 ans tandis que l'observation de la taille et de la morphologie du SNR suggère un âge entre 20 et 40 000 ans (Gvaramadze 2001). Par ailleurs, si l'on place virtuellement ce point à 20 000 ans sur la figure IX.3, on voit que les âges des nébuleuses observées sont très proches⁴. La gamme d'âge étudiée

3. Cette équation est obtenue en dérivant l'expression V.4 en fonction de l'énergie et en cherchant la valeur de l'énergie pour laquelle la dérivée est nulle.

4. Si l'on soustrait la source associée à HESS J1837–069, située en $E_{PIC} = 252 \text{ GeV}$ et $\tau_C = 2.23 \text{ kans}$, les points sont réunis entre 5 000 et 20 000 ans.

est alors très restreinte. Pour observer cet effet, il est donc nécessaire d'observer des nébuleuses plus âgées pour vérifier que la position du pic a bien diminué.

IX.3 Corrélations entre la luminosité γ et les caractéristiques du pulsar

Dans cette section nous allons nous intéresser aux possibles corrélations qu'il peut y avoir entre la luminosité de la nébuleuse dans le domaine du GeV en fonction des paramètres du pulsar. Pour ce faire, nous avons compilé en tables IX.1 et IX.2 l'ensemble des observables reliées aux pulsars et à leurs nébuleuses. Afin de s'affranchir de la distance qui varie en fonction des sources, nous avons estimé la luminosité dans chaque bande en énergie grâce à la formule :

$$\mathcal{L}_{PWN}^i = 4\pi d^2 G_i, \quad (\text{IX.4})$$

où G_i est le flux en énergie dans la gamme considérée. Il est à noter que l'estimation de la distance des pulsars est obtenue à partir de la mesure de dispersion présentée au chapitre II. L'incertitude est alors calculée en suivant les conventions de la référence Abdo *et al.* (2013), c'est à dire en supposant une incertitude de 20% sur la mesure de dispersion. Pour la majorité des pulsars, cela mène à une estimation réaliste de l'incertitude sur la distance. Pour d'autres cependant, cela peut entraîner un facteur important entre deux estimations de la distance. Par exemple, il existe un facteur 6 entre l'estimation de la distance du pulsar PSR J2021+3651 par mesure de dispersion et celle obtenue grâce à l'analyse du spectre en rayons X présentés dans Abdo *et al.* (2009b).

Nous avons ensuite tracé les luminosités et limites supérieures obtenues dans les différentes gammes en énergie en fonction de l'âge du pulsar et de la perte d'énergie rotationnelle du pulsar. Ces graphiques sont exposés en figure IX.4.

On peut voir sur cette figure une absence totale de corrélation de la luminosité en rayons γ avec l'âge caractéristique ou le taux de perte d'énergie rotationnelle. Cette absence de corrélation est en accord avec les travaux de Mattana *et al.* (2009) et Kargaltsev *et al.* (2013) basés sur la luminosité au TeV. Comme énoncé au chapitre III, le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons par diffusion Compton inverse est de l'ordre de 10 000 ans. Ceci est un temps comparable à l'âge des nébuleuses les plus âgées observées par le LAT. Le rayonnement observé n'est donc pas celui correspondant aux particules injectées récemment mais celui de toutes les particules injectées depuis un temps inférieur à leur temps caractéristique de perte d'énergie par diffusion Compton inverse. Il est alors logique de constater cette absence de corrélation entre les luminosités γ et les paramètres actuels du pulsar.

Ces figures montrent aussi que l'âge des PWNe observées par le LAT est compris entre 1 et 30 000 ans. Ce sont donc des nébuleuses d'âge moyen alimentées par des pulsars qui perdent beaucoup d'énergie rotationnelle. En effet, les pulsars associés aux nébuleuses détectées par le LAT ont un \dot{E} compris entre 10^{36} et 10^{39} erg s⁻¹.

On peut voir sur le graphique qui montre la luminosité γ en fonction de l'âge que les neuf nébuleuses âgées de plus de 30 000 ans sont détectées par les télescopes Čerenkov mais ne le sont pas par le LAT. Ceci semble en contradiction avec la prédiction des modèles, discutée dans la section précédente, qui affirme que le rapport entre les flux G_{GeV} et G_{TeV} devrait augmenter avec le temps.

Cependant, il est à noter que parmi ces limites supérieures qui semblent contraignantes et contredire les modèles, au moins sept souffrent de biais dans l'analyse des données. Les trois biais principaux sont :

1. L'identification de ces sources en tant que PWNe n'est pas certaine. Par exemple, la source HESS J1912+101 a récemment été reclassée comme SNR alors qu'elle fut longtemps considérée comme une nébuleuse de pulsar. De même, l'émission provenant des régions de HESS J1702–420 et HESS J1646–458 B n'est pas clairement associée à une nébuleuse de pulsar.
2. L'incertitude sur l'estimation de l'âge caractéristique. Il est possible que comme dans le cas de MSH 15–52, discuté dans la section précédente, l'estimation de l'âge caractéristique de la nébuleuse ne corresponde pas à la réalité.
3. Les quatre sources HESS J1026–582, HESS J1809–193, HESS J1831–098 et HESS J1849–000 qui font partie de ces limites supérieures sont situées dans des régions dans lesquelles le LAT est moins sensible. En effet, ce sont des régions où l'émission diffuse est particulièrement importante rendant sa modélisation et l'analyse des données plus difficiles.

Avec la statistique actuelle, il n'est pas possible d'affirmer qu'il y a une contradiction avec les modèles. Cependant, il est à noter que selon les auteurs de Kargaltsev *et al.* (2013) il n'est pas surprenant de n'observer aucune PWN de plus de 100 000 ans, puisque le temps de vie des électrons d'une nébuleuse relique rayonnant par émission Compton inverse est limitée par cet âge pour un champ magnétique de l'ordre de $1 \mu\text{G}$.

Dans un deuxième temps, considérons les figures correspondant au rapport entre les luminosités GeV et TeV. Comme chacune des composantes prise séparément, ces figures ne montrent aucune corrélation. La moyenne logarithmique des valeurs de ce rapport obtenues dans la section précédente pour les PWNe est de $\bar{R} = 2.7^{+2.7}_{-1.4}$. Cette valeur montre que le flux dans la gamme du LAT est en moyenne plus important que celui observé par les télescopes Čerenkov. Ce rapport sera utilisé dans la suite de cette section pour renormaliser une relation obtenue à partir des luminosités TeV. Il est à noter que ce rapport ne dépend pas de la distance, puisqu'il est directement égal au rapport des flux en énergie. Si l'incertitude sur la distance entraînait une dispersion des points et l'absence de corrélation visible dans les deux premiers cas étudiés, il ne devrait pas en être de même ici. Ainsi, le rapport des luminosités ne montrant aucune tendance nette, l'incertitude sur la distance ne peut pas être la seule responsable de l'absence de corrélation de la luminosité γ avec l'âge où la puissance rotationnelle perdue par le pulsar.

Dans un troisième temps, nous nous sommes intéressés à la variation de la luminosité en rayons X en fonction de l'âge de la nébuleuse. Comme énoncé au chapitre III, le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons de la nébuleuse par rayonnement synchrotron est de l'ordre de la centaine d'années. Ce temps est bien plus court que le temps de vie de la nébuleuse. De plus, comme expliqué au chapitre III, le champ magnétique de la nébuleuse diminue fortement en fonction de l'âge de la nébuleuse. Nous devrions donc retrouver une forte anti-corrélation entre la luminosité en rayons X et l'âge caractéristique du pulsar comme observée dans les références Mattana *et al.* (2009) et Kargaltsev *et al.* (2013). Cet effet est effectivement visible sur la figure IX.4.

Au contraire, la luminosité en rayons X est directement corrélée à la valeur du taux de perte d'énergie rotationnelle du pulsar. Considérons que le pulsar injecte de l'énergie dans la nébuleuse sous forme d'un vent de particules chargées et de champ magnétique. Alors, le champ magnétique est directement relié à la puissance émise par le pulsar comme expliqué au chapitre III.

Une dernière quantité intéressante à regarder est le rapport entre la luminosité γ et la luminosité en rayons X. Ce rapport est plus indiqué si l'on considère les rayons γ entre 1 et 10 TeV puisque ce sont eux qui tracent les photons émis par rayonnement synchrotron de 2 à 10 keV. Mattana *et al.* (2009) et Kargaltsev *et al.* (2013) ont obtenu des relations de corrélations entre ce rapport et les caractéristiques du pulsar. Le rapport entre les luminosités GeV et TeV étant cohérent avec une constante, nous nous proposons de vérifier si les relations obtenues s'accordent avec les observations du LAT.

Pour ce faire, nous avons tracé sur ces graphiques, les relations dérivées par les auteurs de Mattana *et al.* (2009). Afin de prendre en compte la variation de flux entre la gamme du GeV et celle du TeV, ces relations ont été multipliées par le facteur \bar{R} décrit précédemment. On voit sur ces figures que les relations de corrélation dérivée par Mattana *et al.* (2009) entre le rapport de luminosité et le taux de perte d'énergie rotationnelle du pulsar reproduisent parfaitement les observations de nébuleuses par le LAT.

Une dispersion plus grande est observable autour des relations entre le rapport des luminosités γ et X et l'âge caractéristique du pulsar. On peut voir sur cette figure qu'il existe quatre limites supérieures dérivées dans la gamme du LAT qui sont bien inférieures à la relation décrite dans Mattana *et al.* (2009). Ces limites correspondent aux sources HESS J1554–550, HESS J1718–385, HESS J1833–105 et HESS J1849–000. La table IX.2 montre que le rapport obtenu entre le flux GeV et le flux TeV de ces sources est plus grand que \bar{R} , sauf pour HESS J1554–550. Ces limites supérieures particulièrement basses ne sont donc pas dues à des limites supérieures au GeV contraignantes mais plutôt à de grandes valeurs de la luminosité en rayons X.

Pour conclure, la figure IX.5 montre de nouveau la luminosité en rayons γ dans la gamme du LAT en fonction de la puissance émise par le pulsar. En plus de l'absence de corrélation observée précédemment, ce graphique montre que pour toutes les sources observées, la luminosité en rayons γ ne dépasse pas 10% de l'énergie rotationnelle perdue par le pulsar par unité de temps excepté pour HESS J1857+026. Sept nébuleuses ont une émission qui est incluse entre 1 et 10 % de la puissance perdue par le pulsar.

Elle montre aussi que toutes les nébuleuses détectées sont alimentées par des pulsars qui perdent leur énergie à un taux supérieur à 10^{35} erg s⁻¹. La valeur moyenne étant de l'ordre de 10^{32} erg s⁻¹ sur l'ensemble des pulsars, ceux qui alimentent les nébuleuses observées au GeV font donc partis de ceux qui perdent le plus d'énergie.

IX.4 Discussion

L'absence de corrélation observée peut être due au fait que les paramètres observés ne sont pas appropriés. Il faut donc chercher de nouveaux paramètres. Par exemple, le temps caractéristique de perte d'énergie des électrons émettant par émission Compton inverse dans le domaine du GeV étant plus long que le temps caractéristique d'évolution de la nébuleuse, il est possible qu'il explique l'absence de corrélation observée avec les paramètres actuels du pulsar. Pour le déterminer il faudrait trouver des paramètres qui caractérisent l'évolution de la nébuleuse dans son ensemble comme l'énergie totale injectée par le pulsar qui est donnée par la relation :

$$E_{int} = \eta \int_0^T \dot{E}_0 \times \left(1 + \frac{\tilde{t}}{\tau_0}\right)^{-\frac{n+1}{n-1}} d\tilde{t}, \quad (\text{IX.5})$$

où T correspond à l'âge du pulsar et τ_0 est le temps caractéristique de décroissance du pulsar défini par $\tau_0 = \frac{P_0}{2\dot{P}_0}$ avec P_0 et \dot{P}_0 la période initiale de rotation du pulsar et sa dérivée. \dot{E}_0 et τ_0 ne peuvent pour le moment pas être estimés à partir des observations sauf par ajustement dans les modèles comme celui présenté au chapitre III pour cinq candidats nébuleuses de pulsars.

La figure IX.6 montre qu'il n'existe pas de corrélation entre la luminosité observée et l'énergie totale injectée dans la nébuleuse. Cependant, le nombre de sources détectées en rayons γ pour lesquels nous disposons d'une estimation de cette énergie est faible. De plus, ce paramètre ne tient pas compte de l'évolution du spectre de particules en fonction du temps. Or, cette évolution dépend du champ magnétique et de l'expansion de la nébuleuse, qui elle-même dépend des conditions externes (M_{ej}, n_0 et E_{SN}). Il ne serait donc pas surprenant si cette corrélation n'était pas observée avec plus de statistique.

Enfin, une dernière corrélation intéressante à chercher est celle de l'émission Compton inverse avec celle des champs de photons environnant. En effet, on peut voir à partir de l'équation I.15 que la puissance rayonnée par un électron à une énergie donnée est directement proportionnelle à la densité d'énergie du champ de photons cibles. Il existe trois types de photons cibles : les photons du CMB ($kT \sim 2.6 \times 10^{-4}$ eV), les photons infra-rouge de la poussière ($kT \sim 3.2 \times 10^{-3}$ eV) et les photons stellaires ($kT \sim 0.26$ eV). La densité d'énergie des photons du CMB ne variant pas, il nous reste à considérer les photons infra-rouge et les photons stellaires. La section efficace de Klein-Nishina diminue avec l'énergie et donc les photons infra-rouges seront privilégiés aux photons stellaires. De plus, les densités de photons dans ces deux composantes sont du même ordre de grandeur : $U_{ph}^{stellaire} \gtrsim U_{ph}^{poussière}$. Ce sont donc, avec le CMB, les photons infrarouges qui dominent le processus de diffusion Compton inverse au GeV. Cet effet a été vu sur les nébuleuses modélisées en section VIII.4.2.

La figure IX.7 (Gauche) montre la luminosité mesurée au GeV en fonction de la densité d'énergie dans les photons infra-rouge. Si l'on ne considère que les détections, il semble se dégager une corrélation positive entre ces deux quantités. Cependant, les dix limites supérieures pour lesquelles la densité d'énergie dépasse 10^6 eV m⁻³ semblent contredire cette corrélation.

Pour le vérifier, nous avons supposé une corrélation entre le flux de rayons γ au GeV et la densité d'énergie dans les photons et nous avons ajusté les paramètres P_1 et P_2 définis tels que :

$$\log_{10}(\mathcal{L}^\gamma) = P_1 \times \log_{10}(\rho_{poussiere}) + P_2. \quad (\text{IX.6})$$

Les résultats de ces ajustements sont donnés en table IX.4. On y voit que si l'on ne considère que les points dus aux détections (jeu de données n° 1), ce modèle reproduit approximativement les données, avec $\chi^2 = 25/14$ ce qui correspond à un coefficient de corrélation linéaire de 0.82 ± 0.26 . Cependant, en insérant les limites supérieures (jeu de données n° 2), le χ^2 se détériore montrant que l'ajustement reproduit mal les données.

Afin de déterminer si ces limites supérieures contredisent réellement la possible corrélation, nous avons essayé de prendre en compte les incertitudes qui peuvent les influencer : celle sur la distance de la source et celle sur la modélisation du diffus Galactique lors de l'ajustement des données. Pour la première incertitude, nous avons artificiellement modifié les sources pour les placer à la distance maximale autorisée par leur barre d'erreur donnée en table IX.1. En effet, si cette incertitude est prise en compte lors du calcul des barres d'erreur sur la luminosité, elle ne l'est pas pour la détermination des limites supérieures. Dans un deuxième temps, pour prendre en compte l'incertitude sur le modèle du diffus Galactique, nous avons comparé les limites supérieures obtenues en utilisant le modèle

décrit aux chapitres II et V et le modèle alternatif utilisé pour estimer les erreurs systématiques (cf. chapitre VIII). La prise en compte de ces deux sources d'incertitudes nous a alors permis d'obtenir les limites supérieures les plus conservatives possibles montrées figure IX.7 (Droite). Bien que l'ajustement obtenu reproduise mieux les limites supérieures, le χ^2 (cf. jeu de données n° 3 en table IX.4) obtenu montre que les limites supérieures excluent la relation de corrélation obtenue en n'utilisant que les détections.

Sur les dix limites supérieures, six restent à un niveau qui semble contredire une éventuelle corrélation. Parmi ces six, l'une d'elle, HESS J1813–178 n'est pas clairement associée à une nébuleuse de pulsar tel que décrit au chapitre précédent. Les cinq autres (HESS J1554–550, HESS J1718–385, HESS J1831–098, HESS J1833–105 et HESS J1849–000) sont toutes localisées dans des régions où le diffus est particulièrement important comme discuté en section IX.3. Ces limites supérieures souffrent donc peut être d'une incertitude plus grande que celle mesurée dans les autres régions et plus grande que celle estimée par la méthode de diffus alternatif.

Un autre effet à prendre en compte peut être leur âge. En effet, excepté HESS J1833–105, l'âge estimé de ces sources s'étend de 18 000 ans à plus de 100 000 ans. Elles sont donc associées à des nébuleuses âgées qui sont potentiellement en interaction avec le SNR. Si elles se trouvent dans la phase de compression, alors le champ magnétique au sein de la nébuleuse est devenu plus important (cf. chapitre III). Ce comportement se retrouve aussi dans le cas des nébuleuses jeunes pour lesquelles le champ magnétique n'a pas encore diminué de manière assez conséquente. Dans les deux cas, l'émission synchrotron est alors favorisée ce qui a pour effet de diminuer l'émission Compton inverse. Parmi les limites supérieures les plus contraignantes, on retrouve HESS J1554–550, HESS J1833–105 et HESS J1849–000 : trois des sources qui présentaient un flux en rayons X plus élevé que la moyenne discutées en Section IX.3 et en figure IX.4. De part leur flux élevés, si ces sources sont des nébuleuses, elles pourraient posséder un champ magnétique supérieur à la moyenne.

Il existe une multitude d'autres possibilités qui peuvent expliquer l'absence de rayonnement en rayons γ de ces sources. Les deux plus importantes sont :

1. L'incertitude sur la morphologie de la source. En effet au chapitre précédent, nous avons montré que les sources de rayons γ ont en moyenne une extension plus importante dans la gamme du GeV que dans celle du TeV. Pour obtenir ces limites supérieures nous avons utilisé la morphologie obtenue au TeV ce qui signifie que nous avons utilisé une extension potentiellement plus petite que l'extension réelle. En réduisant la zone d'émission, il est possible que nous ayons biaisé l'estimation du flux dans ces régions.
2. Il existe une incertitude sur la densité d'énergie des photons cibles estimées à l'aide du modèle *GALPROP*. Les sources pour lesquelles les limites supérieures sont les plus contraignantes se trouvent dans des régions denses où cette quantité est plus difficile à estimer.

IX.5 Conclusions

Dans cette section, nous avons cherché à trouver des corrélations entre les observables des nébuleuses de pulsars afin de comprendre quels paramètres déterminent leur évolution. Il n'existe aucune corrélation apparente avec les paramètres physiques actuellement disponibles et les flux mesurés dans la gamme du GeV. La seule corrélation mesurée est celle des rayons X avec les paramètres du pulsar. L'âge caractéristique et le taux de perte d'énergie rotationnelle par le pulsar sont des paramètres qui

décrivent l'état actuel du pulsar. Le temps caractéristique de refroidissement des électrons par émission synchrotron étant de l'ordre de la centaine d'années, il n'est pas surprenant que cette dernière trace l'évolution récente du pulsar et donc la diminution du champ magnétique telle que décrite au chapitre III.

Plusieurs possibilités sont à envisager pour expliquer l'absence de corrélation du flux émis par la nébuleuse en rayons γ avec les paramètres instantanés du pulsar. Une possibilité est la grande incertitude qui existe sur l'estimation de l'âge et de la distance à laquelle se trouve la PWN. L'autre provient du fait que le temps caractéristique de perte d'énergie d'électrons émettant des photons de 10 GeV est supérieure ou égale à l'âge de la nébuleuse. Il faut donc prendre en compte l'ensemble de son évolution au cours du temps, qui dépend de paramètres peu contraints comme l'énergie injectée par la supernova, la densité des éjectas ou même le profil de densité de ces éjectas. Un autre essai de corrélation du flux γ avec la densité des photons cibles semble plus prometteur mais souffre lui-aussi d'incertitudes sur l'âge et la distance des sources étudiées.

Source	Pulsar	\dot{E} (erg s^{-1})	τ_c (kyr)	Distance (kpc)	Refs	pulsar γ
VER J0006+727	PSR J0007+7303	4.5e+35	13.9	1.4±0.3	(1)	O
Crab	PSR J0534+2200	4.6e+38	1.2	2.0±0.5	(2)	O
MGRO J0631+105	PSR J0631+1036	1.7e+35	43.6	1.0±0.2	(3)	O
MGRO J0632+17	PSR J0633+1746	3.2e+34	342	0.2 $^{+0.2}_{-0.1}$	(4)	O
Vela-X	PSR J0835-4510	6.9e+36	11.3	0.29±0.02	(5)	O
HESS J1018-589	PSR J1016-5857	2.6e+36	21	2.9 $^{+0.6}_{-1.9}$ a	(6,7)	O
HESS J1023-575	PSR J1023-5746	1.1e+37	4.6	2.8 b	(8)	O
HESS J1026-582	PSR J1028-5819	8.4e+35	90	2.3±0.3	(9)	O
HESS J1119-614	PSR J1119-6127	2.3e+36	1.6	8.4±0.4	(10)	O
HESS J1303-631	PSR J1301-6305	1.7e+36	11	6.7 $^{+1.1}_{-1.2}$	(11, 12)	N
HESS J1356-645	PSR J1357-6429	3.1e+36	7.3	2.5 $^{+0.5}_{-0.4}$	(13)	O
HESS J1418-609	PSR J1418-6058	4.9e+36	1.0	1.6±0.7	(14)	O
HESS J1420-607	PSR J1420-6048	1.0e+37	13	5.6±0.9	(11,15)	O
HESS J1458-608	PSR J1459-6053	9.1e+35	64.7	4 d	(16)	O
HESS J1514-591	PSR J1513-5908	1.7e+37	1.56	4.2±0.6	(12)	O
HESS J1554-550	—	—	18 c	7.8±1.3 e	(17, 18, 19)	N
HESS J1616-508	PSR J1617-5055	1.6e+37	8.13	6.8±0.7 f	(12)	N
HESS J1632-478	—	3.0e+36 g	20	3.0 d	(20)	N
HESS J1640-465	—	4.0e+36 g	—	—	(22, 23)	N
HESS J1646-458B	PSR J1648-4611	2.1e+35	110	5.0±0.7	(21)	O
HESS J1702-420	PSR J1702-4128	3.4e+35	55	4.8±0.6	(24)	O
HESS J1708-443	PSR J1709-4429	3.4e+36	17.5	2.3±0.3	(25)	O
HESS J1718-385	PSR J1718-3825	1.3e+36	89.5	3.6±0.4	(26, 12)	O
HESS J1804-216	PSR J1803-2137	2.2e+36	16	3.8 $^{+0.4}_{-0.5}$	(12)	N
HESS J1809-193	PSR J1809-1917	1.8e+36	51.3	3.5±0.4 f	(12)	N
HESS J1813-178	PSR J1813-1749	6.8e+37	5.4	4.7 h	(12, 27)	N
HESS J1818-154	PSR J1818-1541	2.3e+33	9 i	7.8 $^{+1.6}_{-1.4}$ f	(28)	N
HESS J1825-137	PSR J1826-1334	2.8e+36	21	3.9±0.4	(12, 29)	N
HESS J1831-098	PSR J1831-0952	1.1e+36	128	4.0±0.4 f	(12, 30)	N
HESS J1833-105	PSR J1833-1034	3.4e+37	4.85	4.7±0.4	(31)	O
HESS J1837-069	PSR J1838-0655	5.5e+36	2.23	6.6±0.9	(32)	N
HESS J1841-055	PSR J1838-0537	5.9e+36	4.97	1.3 b	(33)	O
HESS J1846-029	PSR J1846-0258	8.1e+36	0.73	5.1 b	(12)	N
HESS J1848-018	—	—	—	6 d	(34)	N
HESS J1849-000	PSR J1849-0001	9.8e+36	42.9	7 d	(35)	N
HESS J1857+026	PSR J1856+0245	4.6e+36	20.6	9.0±1.2 f	(12)	N
MGRO J1908+06	PSR J1907+0602	2.8e+36	19.5	3.2±0.3	(36)	O
HESS J1912+101	PSR J1913+1011	2.9e+36	169	4.8 $^{+0.5}_{-0.7}$ f	(12)	N
VER J1930+188	PSR J1930+1852	1.2e+37	2.89	9 $^{+7}_{-2}$ f	(37)	N
MGRO J1958+2848	PSR J1958+2846	3.4e+35	21.7	—	(12)	O
VER J1959+208	PSR J1959+2048	1.6e+35	—	2.5±0.1	(38, 39)	O
MGRO J2019+37	PSR J2021+3651	3.4e+36	17.2	10 $^{+2}_{-4}$	(40, 41)	O
MGRO J2228+61	PSR J2229+6114	2.2e+37	10.5	0.8±0.2	(42, 43)	O

a- Distance du SNR.

b- Pseudo distance basée sur la corrélation observée entre la luminosité γ (0.1-100 GeV) et \dot{E} (Saz Parkinson *et al.* 2010).

c- Modèle de Sedov (voir 31).

d- Pas d'incertitude disponible dans la référence.

e- Relation entre la densité de colonne d'hydrogène (N_H) et l'extinction E(B-V) et entre E(B-V) et la distance..

f- Distance estimée en utilisant la mesure de dispersion du pulsar et le modèle NE2001 (Cordes & Lazio 2002). Les incertitudes sont estimées en appliquant une erreur de 20% sur la mesure de dispersion.

g- Corrélation entre le flux en rayons X et le taux de perte d'énergie par le pulsar (voir 41).

h- Sedov age see (16).

i- Age de Sedov (16).

Tableau IX.1 - Cette table décrit les caractéristiques physiques des systèmes pulsar/PWN observés et utilisés dans cette étude de population. "—" dans la colonne 2 signifie qu'aucun pulsar n'a été détecté pour le moment, mais que certains paramètres physiques peuvent tout de même être estimés. Les notes de bas de page donnent les méthodes utilisées pour estimer la distance ou l'âge du système s'il ne s'agit pas de la mesure de dispersion ou de l'âge caractéristiques du pulsar. "O"("N") dans la dernière colonne signifie que le pulsar (n')a (pas) été détecté par le LAT.

References : (1) Pineault *et al.* (1993), (2) Trimble (1973), (3) Weltevredre *et al.* (2010), (4) Verbiest *et al.* (2012), (5) Dodson *et al.* (2003), (6) Camilo *et al.* (2001), (7) Ruiz & May (1986), (8) Saz Parkinson *et al.* (2010), (9) Keith *et al.* (2008), (10) Caswell *et al.* (2004), (11) Abramowski *et al.* (2012a), (12) Manchester *et al.* (2005a), (13) Lorimer *et al.* (2006), (14) Yadigaroglu & Romani (1997), (15) Kishishita *et al.* (2012), (16) de los Reyes *et al.* (2012), (17) Seward *et al.* (1996), (18) Sun *et al.* (1999), (19) Temim *et al.* (2009), (20) Balbo *et al.* (2010), (21) Manchester *et al.* (2005b), (22) Funk *et al.* (2007b), (23) Lemièrre *et al.* (2009), (24) Kramer *et al.* (2003), (25) Johnston *et al.* (1995), (26) Manchester *et al.* (2001), (27) Funk *et al.* (2007a), (28) Hofverberg (2011), (29) Grondin *et al.* (2011), (30) Sheidaei (2011), (31) Camilo *et al.* (2006), (32) Gotthelf & Halpern (2008), (33) Pletsch *et al.* (2012), (34) Chaves *et al.* (2008), (35) Gotthelf *et al.* (2011), (36) Abdo *et al.* (2010j), (37) Leahy *et al.* (2008), (38) Guillemot *et al.* (2012), (39) Huang *et al.* (2012), (40) Yadigaroglu & Romani (1997), (41) Hessels *et al.* (2004), (42) Abdo *et al.* (2009a), (43) Kothés *et al.* (2001).

Source	$G_{10\text{GeV}}^{316\text{GeV}}$ ($10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$G_{1\text{TeV}}^{30\text{TeV}}$ ($10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$G_{2\text{keV}}^{10\text{keV}}$ ($10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$L_{10\text{GeV}}^{316\text{GeV}}$ ($10^{34} \text{ erg s}^{-1}$)	Références
VER J0006+727	< 6.9	—	—	< 0.2	—
Crab	486 ± 188	80 ± 17	21000 ± 4200	23 ± 15	(1)
MGRO J0631+105	< 6.0	—	—	< 0.1	—
MGRO J0632+17	< 29	—	—	< 0.01	—
Vela-X	134 ± 11	79 ± 22	54 ± 11	0.14 ± 0.02	(1)
HESS J1018-589	6.8 ± 6.3	0.9 ± 0.4	—	0.7 ± 1.0	(2)
HESS J1023-575	27 ± 12	4.8 ± 1.7	—	2.5 ± 1.1	(3)
HESS J1026-582	< 9.4	5.9 ± 4.4	—	< 0.6	(3)
HESS J1119-614	9.1 ± 5.2	2.3 ± 1.2 a	—	7.7 ± 4.4	(4)
HESS J1303-631	16 ± 11	27 ± 1	0.16 ± 0.03	8.3 ± 6.6	(5)
HESS J1356-645	16 ± 10	6.7 ± 3.7	0.06 ± 0.01	1.2 ± 0.9	(6)
HESS J1418-609	< 25	3.4 ± 1.8	3.1 ± 0.2	< 0.8	(7,4,8)
HESS J1420-607	23 ± 9	15 ± 3	1.3 ± 0.3	8.6 ± 4.5	(1,7,8)
HESS J1458-608	< 15	3.9 ± 2.4	—	< 2.8	(9)
HESS J1514-591	46 ± 13	20 ± 4	29 ± 6	10 ± 4	(1)
HESS J1554-550	< 3	1.6 ± 0.5	3 ± 1	< 2	(10,11)
HESS J1616-508	46 ± 14	21 ± 5	4.2 ± 0.8	26 ± 9	(1)
HESS J1632-478	79 ± 19	15 ± 5	0.43 ± 0.08	8.5 ± 2.1	(12)
HESS J1640-465	30 ± 11	5.5 ± 1.2	0.5 ± 0.1	26 ± 10	(13)
HESS J1646-458B	< 24	5 ± 2	—	< 10	(14)
HESS J1702-420	< 26	9 ± 3	0.01 ± 0.00	< 7	(15)
HESS J1708-443	29 ± 13	23 ± 7	—	2 ± 1	(16)
HESS J1718-385	< 12	4 ± 2	0.14 ± 0.03	< 3	(1)
HESS J1804-216	74 ± 21	12 ± 2	0.07 ± 0.01	13 ± 5	(17)
HESS J1809-193	< 48	19 ± 6	0.23 ± 0.05	< 7	(1)
HESS J1813-178	< 14	5.0 ± 0.6	—	< 3.7	(18, 19)
HESS J1818-154	< 8.9	1.3 ± 0.9	—	< 6.5	(20)
HESS J1825-137	59 ± 77	61 ± 14	0.4 ± 0.1	12 ± 16	(1)
HESS J1831-098	< 11	5.1 ± 0.6	—	< 2.2	(21)
HESS J1833-105	< 12	2.4 ± 1.2	40 ± 0	< 3.2	(1)
HESS J1837-069	70 ± 23	22 ± 9	0.6 ± 0.2	36 ± 12	(4)
HESS J1841-055	89 ± 20	24 ± 3	—	1.8 ± 0.4	(22)
HESS J1846-029	< 11	9 ± 2	29 ± 1	< 0.2	(4)
HESS J1848-018	30 ± 17	4 ± 1	—	13 ± 7	(23)
HESS J1849-000	< 7	2.1 ± 0.4	0.9 ± 0.2	< 4	(24)
HESS J1857+026	58 ± 10	18 ± 3	—	57 ± 18	(22)
MGRO J1908+06	< 32	12 ± 5	—	< 4	(25)
HESS J1912+101	< 27	7 ± 4	—	< 6	(26)
VER J1930+188	< 5.5	2.3 ± 1.3	5.2 ± 0.1	< 5.4	(4, 27)
VER J1959+208	< 1.9	—	—	< 0.1	(1)
MGRO J2019+37	< 27	—	—	< 21	—
MGRO J2228+61	< 12	—	0.88 ± 0.02	< 7.4	(4)

Tableau IX.2 - Cette table décrit les flux en rayons γ et en rayons X des PWNe observées et utilisés dans cette étude de population. — dans une colonne signifie qu'aucun flux n'a été mesuré dans cette gamme en énergie. Les colonnes 2 à 4 donnent les flux en énergie dans la gamme GeV (10 – 316 GeV), TeV (1 – 30 TeV) et en rayons X (2 – 10 keV). La cinquième colonne donne la luminosité bolométrique dans la gamme du GeV estimée à partir de la distance incluse dans la table IX.1.

References pour les flux TeV et X : (1) Mattana *et al.* (2009) and references therein, (2) (McArthur 2011), (3) Abramowski *et al.* (2011d), (4) Kargaltsev & Pavlov (2010), (5) Abramowski *et al.* (2012a), (6) Abramowski *et al.* (2011a), (7) Kishishita *et al.* (2012), (8) Aharonian *et al.* (2006d), (9) de los Reyes *et al.* (2012), (10) Temim *et al.* (2009), (11) Acero *et al.* (2012), (12) Balbo *et al.* (2010), (13) Aharonian *et al.* (2006b), (14) (Abramowski *et al.* 2012c), (15) (Aharonian *et al.* 2006b), (16) Abramowski *et al.* (2011c), (17) (Aharonian *et al.* 2006b), (18) Funk *et al.* (2007a), (19) Fang & Zhang (2010b), (20) Hofverberg *et al.* (2011), (21) (Sheidaei 2011), (22) Aharonian *et al.* (2008a), (23) Chaves *et al.* (2008), (24) Terrier *et al.* (2008), (25) (Aharonian *et al.* 2009), (26) Aharonian *et al.* (2008c) and (27) Acciari *et al.* (2010).

Source	Γ_{TeV}	α	E_{peak} (GeV)	$\chi^2/d.o.f$
HESS J1023–575	2.58 ± 0.27	2.17 ± 0.07	113 ± 45	9.3/6
HESS J1356–645	2.20 ± 0.28	1.84 ± 0.10	754 ± 434	7.7/6
HESS J1420–607	2.17 ± 0.10	1.88 ± 0.06	599 ± 206	8.2/10
HESS J1514–591	2.27 ± 0.31	1.98 ± 0.04	337 ± 178	12.8/15
HESS J1616–508	2.35 ± 0.06	2.11 ± 0.06	159 ± 55	4.4/7
HESS J1640–465	2.42 ± 0.15	2.27 ± 0.08	63 ± 29	4.9/6
HESS J1825–137	2.45 ± 0.30	2.06 ± 0.02	212 ± 24	10.2/12
HESS J1837–069	2.27 ± 0.06	2.03 ± 0.08	252 ± 116	11.5/13
HESS J1841–055	2.41 ± 0.08	2.00 ± 0.06	300 ± 103	10.5/9
HESS J1848–018	2.8 ± 0.20	2.23 ± 0.15	204 ± 112	6.9/8
HESS J1857+026	2.39 ± 0.05	2.07 ± 0.06	201 ± 69	9.4/12

Tableau IX.3 - Résultats de l’ajustement des paraboles logarithmiques aux spectres observés par les télescopes Čerenkov et par le LAT. La deuxième colonne donne l’indice spectral mesuré au TeV utilisé en figure IX.2. La troisième colonne donne la valeur de α ajustée aux points spectraux. La valeur de E_{PIC} présentée dans la quatrième colonne est obtenue à l’aide de l’équation IX.3. La dernière colonne donne le χ^2 correspondant à l’ajustement.

Jeu de données	P_1	P_2	$\chi^2/d.o.f.$
1	3.34 ± 0.18	14.8 ± 1.0	25.4/14
2	3.34 ± 0.18	14.8 ± 1.0	137/35
3	3.26 ± 0.18	15.3 ± 1.6	92/35

Tableau IX.4 - Résultats des ajustements de la luminosité γ en fonction de la densité d’énergie du champ de photon cible. P_1 et P_2 sont définis par l’équation IX.6. Le jeu de données 1 correspond à l’ajustement n’utilisant que les détections, les numéros 2 et 3 utilisent les limites supérieures en plus des détections.

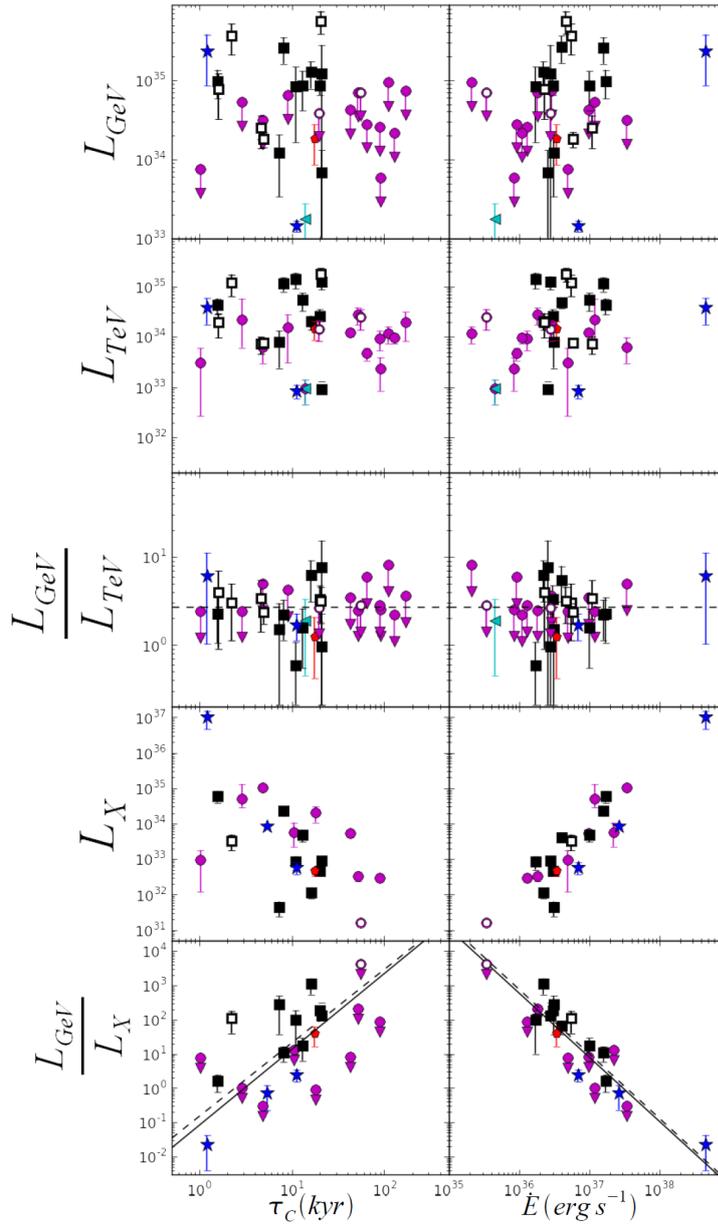


Figure IX.4 - Luminosités en erg s^{-1} observées dans différentes gammes en énergie en fonction des caractéristiques des pulsars associés. Le panneau de gauche correspond aux graphiques en fonction de l'âge du pulsar associé tandis que le panneau de droite correspond au taux de perte d'énergie du pulsar. De haut en bas sont représentés les luminosités dans la gamme du GeV, celle dans la gamme du TeV, le rapport entre les deux, celle en rayons X intégré entre 1 et 10 keV et le rapport entre le flux dans la gamme du GeV et celui en rayons X. Les marqueurs suivent les conventions de la figure IX.5. La courbe tiretée dans la troisième ligne montre la moyenne des valeurs observées pour le rapport entre les luminosités GeV et TeV. Les courbes tiretées et pleines dans les deux dernières lignes montrent les relations dérivées par les auteurs de Mattana *et al.* (2009) respectivement en ne prenant en compte que les PWNe clairement identifiées au TeV puis en incluant les sources non clairement identifiées. Les marqueurs pleins désignent les sources clairement identifiées en tant que PWNe dans la gamme du TeV tandis que les marqueurs vides montrent les sources potentiellement associées à des PWNe.

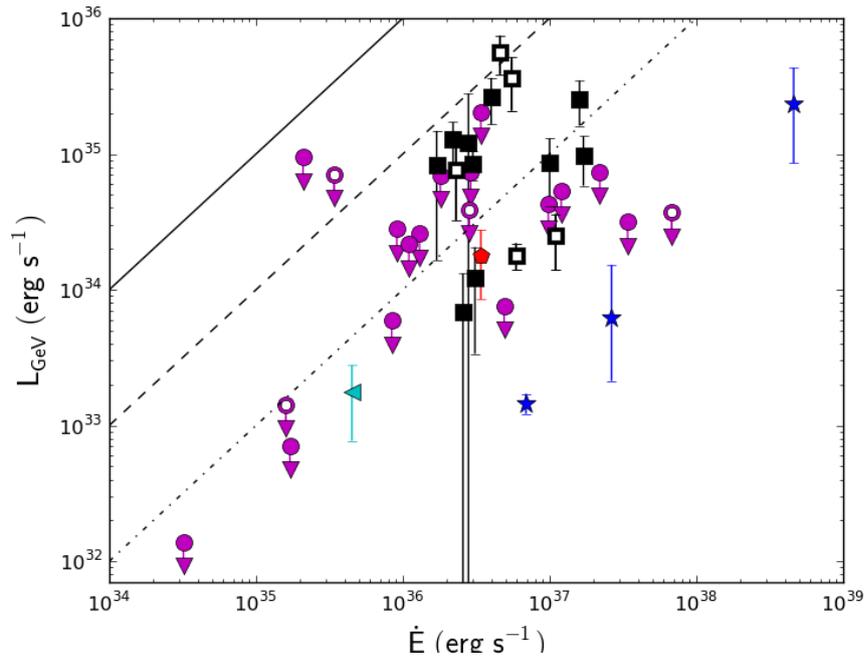


Figure IX.5 - Luminosité observée dans la gamme du GeV en fonction de la perte d'énergie rotationnelle par le pulsar. Les cercles montrent les limites supérieures à un niveau de confiance de 99%, les carrés montrent le flux des sources détectées classées comme nébuleuses de pulsar ou candidat nébuleuse de pulsar dans le chapitre précédent. Les losanges correspondent aux sources classées comme "Autre". Le pentagone rouge correspond à l'émission venant de la région de HESS J1708–443 classée comme provenant du pulsar. Les étoiles bleues montrent la nébuleuse du Crabe, la nébuleuse de 3C58 et celle de Vela-X dont les données n'ont pas été étudiées dans le travail présenté au chapitre précédent. Le triangle bleu représente la nébuleuse de CTA 1 dont le flux a été extrapolé à partir de Abdo *et al.* (2012). Les courbes pointillée, tiretée et pleine correspondent à un rapport L_{GeV}/\dot{E} de 1, 10 et 100%.

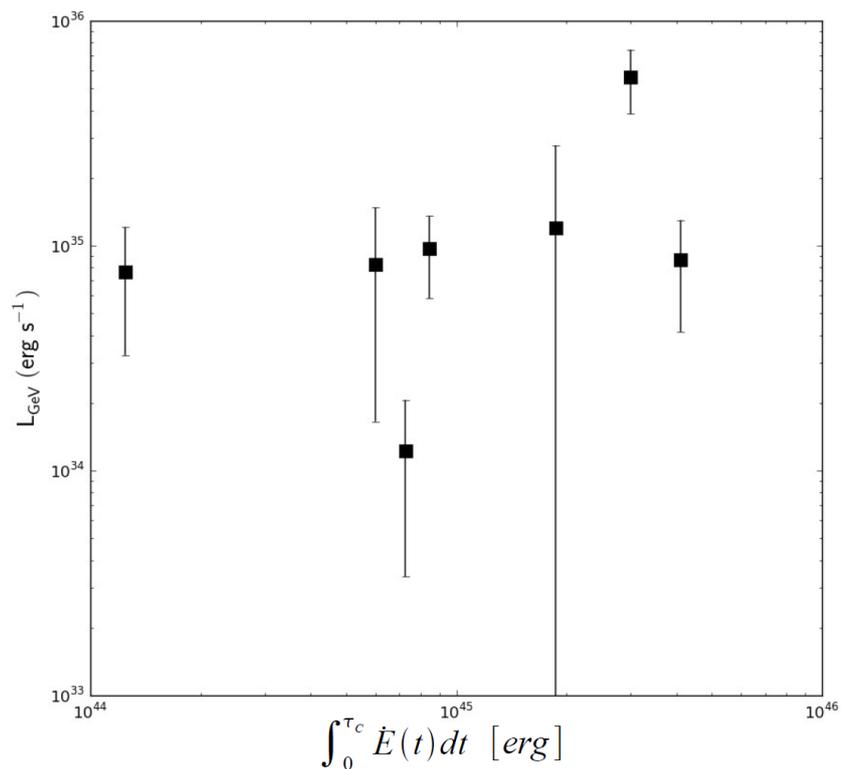


Figure IX.6 - Luminosité observée dans la gamme du GeV en fonction de l'énergie totale injectée dans la nébuleuse. Les valeurs obtenues des références Grondin *et al.* (2011) pour HESS J1825–137 et Abdo *et al.* (2010b) pour MSH 15–52 ont été utilisées en plus des cinq modèles présentés au cours de cette thèse (cf chapitre VII pour HESS J1857+026 et chapitre VIII pour HESS J1119–614, HESS J1303–631, HESS J1356–645 et HESS J1420–607).

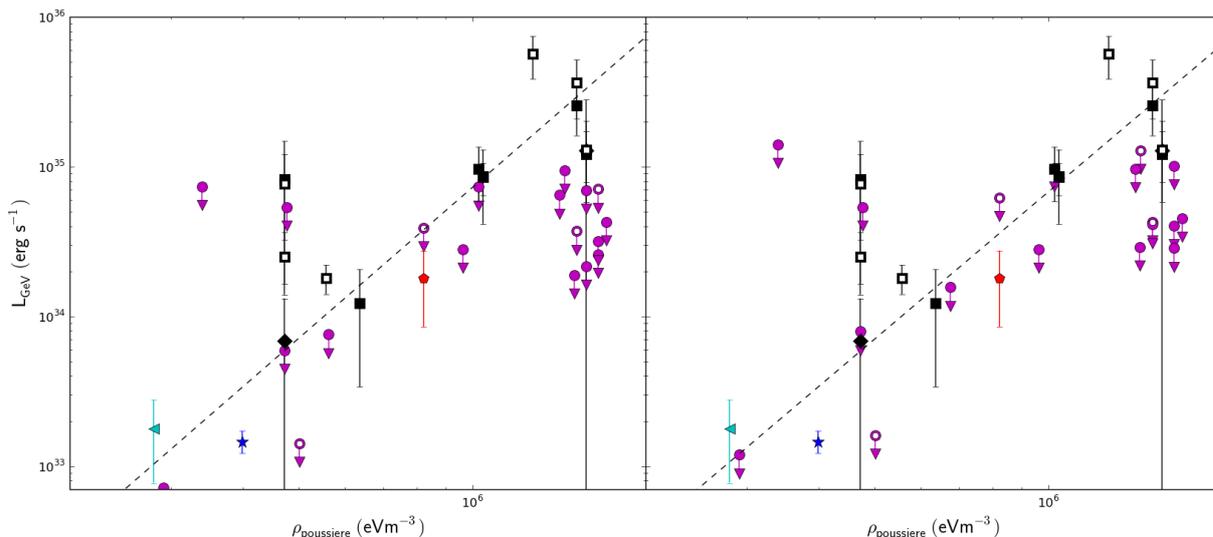


Figure IX.7 - Luminosité observée dans la gamme du GeV en fonction de la densité d'énergie dans les photons émis par la poussière interstellaire. Les densités d'énergies sont obtenues à l'aide du modèle GALPROP (cf. chapitre III) en supposant les positions et les distances données en tables VIII.1 et IX.1. Les carrés correspondent aux sources associées à des nébuleuses de pulsars au chapitre précédent tandis que les cercles donnent les limites supérieures. Les marqueurs pleins correspondent aux sources associées à des PWNe par le *TeV catalog* cité au chapitre précédent tandis que les marqueurs vides correspondent aux sources non-identifiées. Dans la figure de gauche, les limites supérieures sont obtenues en supposant que la source se trouve à la distance donnée en table IX.1 et l'ajustement correspond au diffus décrit au chapitre précédent. La figure de droite montre les limites supérieures obtenues en supposant que la source se trouve à la distance la plus grande permise par les barres d'erreur citées en table IX.1 et les limites supérieures sur le flux sont obtenues en prenant en compte l'incertitude sur le diffus Galactique tel que décrit dans le texte. Les lignes tiretées montrent le résultat des ajustements numéro 2 (gauche) et numéro 3 (droite) présentés en table IX.4. Bien que ces ajustements reproduisent assez fidèlement les points spectraux, ils paraissent exclus par les limites supérieures.

CONCLUSION

Conclusion

Les nébuleuses de pulsars sont des accélérateurs de rayons cosmiques qui sont issus de l'interaction du vent émis par une étoile à neutron en rotation rapide avec le milieu dans lequel il se trouve, c'est à dire les éjectas de l'étoile progénitrice. Les particules accélérées au niveau de l'onde de choc générée par cette interaction rayonnent grâce à différents processus comme les émissions synchrotron et Compton inverse lorsqu'il s'agit de leptons et la décroissance de pions neutres lorsqu'il s'agit de hadrons interagissant avec des noyaux du milieu interstellaire. Ce rayonnement s'étend sur toute la gamme du spectre électromagnétique et permet de remonter aux caractéristiques physiques de ces objets à l'aide de modèles. Ces modèles permettent donc de déterminer si une source détectée par les détecteurs actuels peut être une nébuleuse de pulsar.

Grâce à la précision des analyses des données du Large Area Telescope, j'ai pu apporter, pendant ma thèse, des contraintes sur la nature des deux sources MSH 11–62 et HESS J1857+026.

La première est une source dont les observations radio et en rayons X ont montré qu'il s'agissait d'un vestige de supernova associé à un pulsar et à une nébuleuse. L'interprétation des observations *Fermi* restait un mystère. La combinaison de l'analyse spatiale et spectrale des données a montré que l'émission observée en rayons γ provenait certainement du pulsar plutôt que de la nébuleuse. Les modèles supposant que cette émission provenait du vestige de supernova ou de la nébuleuse sont écartés en raisons de paramètres non physiques comme la nécessité d'un pulsar qui perd beaucoup trop d'énergie par rapport aux taux observés. Cependant, la présence d'une extension marginale ne peut s'expliquer si le pulsar est le seul à émettre en rayons γ .

La seconde est une source détectée par les télescopes Čerenkov H.E.S.S. qui souffrait de l'absence de contrepartie à toute longueur d'onde. Si les données en rayons X ne permettent pas de détecter une nébuleuse, le spectre et la position observés par le LAT sont cohérents avec ceux observés par les télescopes Čerenkov, ce qui suggère une origine commune aux deux émissions. La présence d'un pulsar proche et la mise en place des modèles présentés aux cours de ce chapitre ont permis de démontrer que HESS J1857+026 est certainement une nébuleuse de pulsar âgée dont le champ magnétique est faible. C'est ce que nous appelons communément une nébuleuse relique.

Cette dernière classe de source pourrait expliquer une partie des sources non-identifiées détectées par les télescopes Čerenkov.

Dans un deuxième temps, j'ai essayé d'apporter de nouvelles contraintes sur les sources Galactiques vues au TeV en m'intéressant plus particulièrement aux nébuleuses de pulsars et aux sources non-identifiées. Cette étude a apporté six nouvelles détections de candidats nébuleuses dans la gamme d'énergie du LAT. L'application d'un modèle de nébuleuse pour quatre de ces six sources a alors démontré qu'il pouvait s'agir de nébuleuses de pulsars comme proposé par les observations Čerenkov.

Finalement, la recherche de corrélation avec les paramètres observationnels des pulsars n'a pas permis de trouver d'observable qui permette d'estimer l'état d'évolution de la nébuleuse ou ses caractéristiques principales excepté l'évolution du champ magnétique qui est tracée par l'évolution du flux de rayons X du à l'émission synchrotron. Il faut cependant noter que les nébuleuses détectées par le LAT sont toutes alimentées par des pulsars jeunes ou d'âge moyen (entre 1 et 30 000 ans) qui perdent plus d'énergie que la moyenne ($\dot{E} \in [10^{36}, 10^{39}] \text{ ergs}^{-1}$). L'intervalle d'étude est donc restreint.

L'absence de détection de nébuleuses âgées dans la gamme du GeV est cependant un mystère qui pourrait devenir contraignant pour les modèles de nébuleuses dans le futur. Mais cette conclusion repose sur l'estimation incertaine de la distance à laquelle se trouvent les nébuleuses et de leur âge. La sensibilité grandissante du LAT et l'arrivée prochaine de télescopes Čerenkov de nouvelle génération

Conclusion

permettra dans l'avenir d'apporter des contraintes plus fortes sur les modèles d'émission en :

- permettant d'identifier les sources faibles dont l'émission s'explique par l'émission Compton inverse,
- apportant plus de statistique afin de mieux contraindre les paramètres physiques des nébuleuses de pulsars.

In fine, ceci permettra d'identifier une plus grande proportion de nébuleuses de pulsars, de contraindre leur évolution et surtout de trouver les potentiels accélérateurs hadroniques qui se cachent parmi elles.

RÉFÉRENCES

Références

Bibliographie

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010a, *Fermi Large Area Telescope First Source Catalog*, ApJ Suppl., 188, 405
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010b, *Detection of the Energetic Pulsar PSR B1509-58 and its Pulsar Wind Nebula in MSH 15-52 Using the Fermi-Large Area Telescope*, ApJ, 714, 927
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2013, *Fermi second catalog of Gamma-ray pulsars*, ApJ, Arxiv : 1305.4385
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2011a, *Observations of the Young Supernova Remnant RX J1713.7-3946 with the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, 734, 28
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010c, *Fermi Large Area Telescope Observations of the Vela-X Pulsar Wind Nebula*, ApJ, 713, 146
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010d, *The Fermi-LAT High-Latitude Survey : Source Count Distributions and the Origin of the Extragalactic Diffuse Background*, ApJ, 720, 435
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2009a, *Fermi Large Area Telescope Detection of Pulsed γ -rays from the Vela-like Pulsars PSR J1048-5832 and PSR J2229+6114*, ApJ, 706, 1331
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010e, *Fermi Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar And Nebula*, ApJ, 708, 1254
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010f, *Fermi Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar And Nebula*, ApJ, 708, 1254
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010g, *The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars*, ApJ Suppl., 187, 460
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2009b, *Pulsed Gamma-rays from PSR J2021+3651 with the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, 700, 1059
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010h, *Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived from First-Year Fermi Large Area Telescope Data*, Physical Review Letters, 104, 101101

BIBLIOGRAPHIE

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2009c, *Fermi large area telescope observations of the cosmic-ray induced γ -ray emission of the Earth's atmosphere*, Phys. Rev. D, 80, 122004
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010i, *Gamma-Ray Emission from the Shell of Supernova Remnant W44 Revealed by the Fermi LAT*, Science, 327, 1103
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010j, *PSR J1907+0602 : A Radio-Faint Gamma-Ray Pulsar Powering a Bright TeV Pulsar Wind Nebula*, ApJ, 711, 64
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2011b, *Fermi Large Area Telescope Observations of Two Gamma-Ray Emission Components from the Quiescent Sun*, ApJ, 734, 116
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2010k, *Fermi-LAT Study of Gamma-ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W49B*, ApJ, 722, 1303
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Atwood, W. B., *et al.* 2009d, *Discovery of Pulsed γ -Rays from the Young Radio Pulsar PSR J1028-5819 with the Fermi Large Area Telescope*, ApJ Lett., 695, L72
- Abdo, A. A., Allen, B., Berley, D., *et al.* 2007, *TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro*, ApJ Lett., 664, L91
- Abdo, A. A., Allen, B. T., Aune, T., *et al.* 2009e, *Milagro Observations of Multi-TeV Emission from Galactic Sources in the Fermi Bright Source List*, ApJ Lett., 700, L127
- Abdo, A. A., Wood, K. S., DeCesar, M. E., *et al.* 2012, *PSR J0007+7303 in the CTA1 Supernova Remnant : New Gamma-Ray Results from Two Years of Fermi Large Area Telescope Observations*, ApJ, 744, 146
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2012a, *Identification of HESS J1303-631 as a pulsar wind nebula through γ -ray, X-ray, and radio observations*, A&A, 548, A46
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2012b, *Probing the extent of the non-thermal emission from the Vela X region at TeV energies with H.E.S.S.*, A&A, 548, A38
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2012c, *Discovery of extended VHE γ -ray emission from the vicinity of the young massive stellar cluster Westerlund 1*, A&A, 537, A114
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2011a, *Discovery of the source HESS J1356-645 associated with the young and energetic PSR J1357-6429*, A&A, 533, A103
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2011b, *A new SNR with TeV shell-type morphology : HESS J1731-347*, A&A, 531, A81
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2011c, *Detection of very-high-energy γ -ray emission from the vicinity of PSR B1706-44 and G 343.1-2.3 with H.E.S.S.*, A&A, 528, A143
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., *et al.* 2011d, *Revisiting the Westerlund 2 field with the HESS telescope array*, A&A, 525, A46
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., *et al.* 2010, *Discovery of Very High Energy γ -ray Emission from the SNR G54.1+0.3*, ApJ Lett., 719, L69

- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., *et al.* 2013, *Constraints on the Galactic population of TeV Pulsar Wind Nebulae using Fermi Large Area Telescope Observations*, ApJ, Arxiv : 1306.5735
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., *et al.* 2011, *Discovery and follow-up studies of the extended, off-plane, VHE gamma-ray source HESS J1507-622*, A&A, 525, A45
- Acero, F., Djannati-Ataï, A., Förster, A., *et al.* 2012, *Detection of TeV emission from the intriguing composite SNR G327.1-1.1*, ArXiv :1201.0481
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., *et al.* 2012a, *The Fermi Large Area Telescope on Orbit : Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration*, ApJ Suppl., 203, 4
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., *et al.* 2013a, *Determination of the Point-spread Function for the Fermi Large Area Telescope from On-orbit Data and Limits on Pair Halos of Active Galactic Nuclei*, ApJ, 765, 54
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., *et al.* in prep. b, *Fermi first catalog of SNRs*, ApJ
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., *et al.* submitted., *The First Fermi-LAT Catalog of Sources Above 10 GeV*, ApJ, Arxiv : 1306.6772
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., *et al.* 2013b, *Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants*, Science, 339, 807
- Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., *et al.* 2012b, *Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium*, ApJ, 750, 3
- Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., *et al.* 2011, *Fermi-LAT Search for Pulsar Wind Nebulae Around Gamma-ray Pulsars*, ApJ, 726, 35
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., *et al.* 2009, *Detection of very high energy radiation from HESS J1908+063 confirms the Milagro unidentified source MGRO J1908+06*, A&A, 499, 723
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., *et al.* 2005a, *Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1*, A&A, 432, L25
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., *et al.* 2005b, *A New Population of Very High Energy Gamma-Ray Sources in the Milky Way*, Science, 307, 1938
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., *et al.* 2005c, *Serendipitous discovery of the unidentified extended TeV γ -ray source HESS J1303-631*, A&A, 439, 1013
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., *et al.* 2005d, *Discovery of extended VHE gamma-ray emission from the asymmetric pulsar wind nebula in MSH 15-52 with HESS*, A&A, 435, L17
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., *et al.* 2008a, *HESS very-high-energy gamma-ray sources without identified counterparts*, A&A, 477, 353
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., *et al.* 2008b, *Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303*, A&A, 483, 509

BIBLIOGRAPHIE

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., *et al.* 2008c, *Discovery of very-high-energy γ -ray emission from the vicinity of PSR J1913+1011 with HESS*, A&A, 484, 435
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., *et al.* 2007a, *Discovery of two candidate pulsar wind nebulae in very-high-energy gamma rays*, A&A, 472, 489
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., *et al.* 2006a, *Observations of the Crab nebula with HESS*, A&A, 457, 899
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., *et al.* 2006b, *The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays*, ApJ, 636, 777
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., *et al.* 2007b, *Detection of extended very-high-energy γ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2*, A&A, 467, 1075
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., *et al.* 2006c, *Energy dependent γ -ray morphology in the pulsar wind nebula HESS J1825-137*, A&A, 460, 365
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., *et al.* 2006d, *Discovery of the two "wings" of the Kookaburra complex in VHE γ -rays with HESS*, A&A, 456, 245
- Aharonian, F., Bykov, A., Parizot, E., Ptuskin, V., & Watson, A. 2012, *Cosmic Rays in Galactic and Extragalactic Magnetic Fields*, Space Sci. Rev., 166, 97
- Aharonian, F. A., Atoyan, A. M., & Kifune, T. 1997, *Inverse Compton gamma radiation of faint synchrotron X-ray nebulae around pulsars*, MNRAS, 291, 162
- Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., *et al.* 2012, *Fermi Large Area Telescope Observations of the Supernova Remnant G8.7-0.1*, ApJ, 744, 80
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., *et al.* 2008, *VHE γ -Ray Observation of the Crab Nebula and its Pulsar with the MAGIC Telescope*, ApJ, 674, 1037
- Aliu, E. 2011, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 7, International Cosmic Ray Conference, 227
- Aliu, E., Arlen, T., Aune, T., *et al.* 2011, *Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar*, Science, 334, 69
- Amato, E. 2003, *Understanding Pulsar Wind Nebulae : recent progress and open questions*, Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement, 3, 316
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., *et al.* 2009, *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, ApJ, 697, 1071
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays*, Phys. Rev., 46, 76
- Balbo, M., Saouter, P., Walter, R., *et al.* 2010, *HESS J1632-478 : an energetic relic*, A&A, 520, A111
- Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., *et al.* 2012, *Observation of TeV Gamma Rays from the Cygnus Region with the ARGO-YBJ Experiment*, ApJ Lett., 745, L22

- Beringer, J. et al. - Particle Data Group. 2012, , Phys. Rev. D, 86, 010001
- Bietenholz, M. F. 2006, *Radio Images of 3C 58 : Expansion and Motion of Its Wisps*, ApJ, 645, 1180
- Blondin, J. M., Chevalier, R. A., & Frierson, D. M. 2001, *Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants*, ApJ, 563, 806
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, Reviews of Modern Physics, 42, 237
- Brogan, C. L., Gaensler, B. M., Gelfand, J. D., et al. 2005, *Discovery of a Radio Supernova Remnant and Nonthermal X-Rays Coincident with the TeV Source HESS J1813-178*, ApJ Lett., 629, L105
- Brun, F., de Naurois, M., Hofmann, W., et al. 2011, *Discovery of VHE gamma-ray emission from the W49 region with H.E.S.S.*, ArXiv :1104.5003
- Bucciantini, N., Arons, J., & Amato, E. 2010, *Modeling the spectral evolution of PWNe inside SNRs*, ArXiv e-prints
- Buehler, R., Scargle, J. D., Blandford, R. D., et al. 2012, *Gamma-Ray Activity in the Crab Nebula : The Exceptional Flare of 2011 April*, ApJ, 749, 26
- Camilo, F., Bell, J. F., Manchester, R. N., et al. 2001, *PSR J1016-5857 : A Young Radio Pulsar with Possible Supernova Remnant, X-Ray, and Gamma-Ray Associations*, ApJ Lett., 557, L51
- Camilo, F., Kaspi, V. M., Lyne, A. G., et al. 2000, *Discovery of Two High Magnetic Field Radio Pulsars*, ApJ, 541, 367
- Camilo, F., Manchester, R. N., Lyne, A. G., et al. 2004, *The Very Young Radio Pulsar J1357-6429*, ApJ Lett., 611, L25
- Camilo, F., Ransom, S. M., Gaensler, B. M., et al. 2006, *PSR J1833-1034 : Discovery of the Central Young Pulsar in the Supernova Remnant G21.5-0.9*, ApJ, 637, 456
- Caswell, J. L., McClure-Griffiths, N. M., & Cheung, M. C. M. 2004, *Supernova remnant G292.2-0.5, its pulsar, and the Galactic magnetic field*, MNRAS, 352, 1405
- Chaves, R. C. G., Renaud, M., Lemoine-Goumard, M., & Goret, P. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 372–375
- Chevalier, R. A. 1977, *The interaction of supernovae with the interstellar medium*, ARA&A, 15, 175
- Chevalier, R. A. 1982, *Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium*, ApJ, 258, 790
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, *Dynamics of radiative supernova remnants*, ApJ, 334, 252
- Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, *Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays*, ApJ Lett., 153, L203

BIBLIOGRAPHIE

- Cordes, J. M. & Lazio, T. J. W. 2002, *NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations*, ArXiv Astrophysics e-prints
- Coroniti, F. V. 1990, *Magnetically striped relativistic magnetohydrodynamic winds - The Crab Nebula revisited*, ApJ, 349, 538
- de Jager, O. C. & Djannati-Ataï, A. 2009, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 357, Astrophysics and Space Science Library, ed. W. Becker, 451
- de Jager, O. C., Ferreira, S. E. S., Djannati-Ataï, A., *et al.* 2009, *Unidentified Gamma-Ray Sources as Ancient Pulsar Wind Nebulae*, ArXiv :0906.2644
- de Jager, O. C. & Harding, A. K. 1992, *The expected high-energy to ultra-high-energy gamma-ray spectrum of the Crab Nebula*, ApJ, 396, 161
- de los Reyes, R., Zajczyk, A., Chaves, R. C. G., & for the H. E. S. S. collaboration. 2012, *A newly discovered VHE gamma-ray PWN candidate around PSR J1459-60*, ArXiv :1205.0719
- de Palma, F., Brandt, T. J., Johannesson, G., Tibaldo, L., & for the Fermi LAT collaboration. 2013, *A Method for Exploring Systematics Due to Galactic Interstellar Emission Modeling : Application to the Fermi LAT SNR Catalog*, ArXiv e-prints
- Djannati-Ataï, A., de Jager, O. C., Terrier, R., & *et al.* 2008, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 2, International Cosmic Ray Conference, 823–826
- Dodson, R., Legge, D., Reynolds, J. E., & McCulloch, P. M. 2003, *The Vela Pulsar's Proper Motion and Parallax Derived from VLBI Observations*, ApJ, 596, 1137
- Eger, P. 2011, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, International Cosmic Ray Conference, 44
- Ergin, T. in prep., *Study of the SNR of the mouse region*, ApJ
- Espinoza, C. M., Lyne, A. G., Kramer, M., Manchester, R. N., & Kaspi, V. M. 2011, *The Braking Index of PSR J1734-3333 and the Magnetar Population*, ApJ Lett., 741, L13
- Falletti, L., Nuss, E., Cohen-tanugi, J., Caliendo, A., & Fermi-LAT collaboration. in prep., *Study of the mouse region*, A&A
- Fan, Z. & Liu, S. 2011, *Stochastic Electron Acceleration in SNR RX J1713.7-3946*, ArXiv e-prints
- Fang, J. & Zhang, L. 2010a, *Multiband emission from pulsar wind nebulae : a possible injection spectrum*, A&A, 515, A20
- Fang, J. & Zhang, L. 2010b, *Multiband Nonthermal Radiative Properties of HESS J1813-178*, ApJ, 718, 467
- Faucher-Giguère, C.-A. & Loeb, A. 2010, *The pulsar contribution to the gamma-ray background*, JCAP, 1, 5
- Fermi, E. 1949, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Phys. Rev., 75, 1169

- Fermi-LAT Collaboration. 2013, *The First Fermi LAT Gamma-Ray Burst Catalog*, ArXiv e-prints
- Fichtel, C. E., Simpson, G. A., & Thompson, D. J. 1978, *Diffuse gamma radiation*, ApJ, 222, 833
- Funk, S., Hinton, J. A., Moriguchi, Y., *et al.* 2007a, *XMM-Newton observations of HESS J1813-178 reveal a composite Supernova remnant*, A&A, 470, 249
- Funk, S., Hinton, J. A., Pühlhofer, G., *et al.* 2007b, *XMM-Newton Observations Reveal the X-Ray Counterpart of the Very High Energy Gamma-Ray Source HESS J1640-465*, ApJ, 662, 517
- Gaensler, B. M. & Slane, P. O. 2006, *The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae*, ARA&A, 44, 17
- Gast, H., Brun, F., Carrigan, S., *et al.* 2012, *Exploring the Galaxy at TeV energies : Latest results from the H.E.S.S. Galactic Plane Survey*, ArXiv :1204.5860
- Gelfand, J. D., Slane, P. O., & Zhang, W. 2009, *A Dynamical Model for the Evolution of a Pulsar Wind Nebula Inside a Nonradiative Supernova Remnant*, ApJ, 703, 2051
- Gold, T. 1968, *Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources*, Nature, 218, 731
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, *Pulsar Electrodynamics*, ApJ, 157, 869
- Gonzalez, M. & Safi-Harb, S. 2003, *Chandra Detection of the High Magnetic Field Radio Pulsar J1119-6127 in the Supernova Remnant G292.2-0.5*, ApJ Lett., 591, L143
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2008, *Discovery of a Young, Energetic 70.5 ms Pulsar Associated with the TeV Gamma-Ray Source HESS J1837-069*, ApJ, 681, 515
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2009, *Discovery of a Highly Energetic X-Ray Pulsar Powering HESS J1813-178 in the Young Supernova Remnant G12.82-0.02*, ApJ Lett., 700, L158
- Gotthelf, E. V., Halpern, J. P., Terrier, R., & Mattana, F. 2011, *Discovery of an Energetic 38.5 ms Pulsar Powering the Gamma-ray Source IGR J18490-0000/HESS J1849-000*, ApJ Lett., 729, L16
- Grégoire, T. & Knödlseder, J. 2013, *Constraining the Galactic millisecond pulsar population using Fermi Large Area Telescope*, A&A, 554, A62
- Grondin, M.-H., Fermi-LAT collaboration, & Pulsar Timing Consortium. soumis, , ApJ
- Grondin, M.-H., Funk, S., Lemoine-Goumard, M., *et al.* 2011, *Detection of the Pulsar Wind Nebula HESS J1825-137 with the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, 738, 42
- Guillemot, L., Johnson, T. J., Venter, C., *et al.* 2012, *Pulsed Gamma Rays from the Original Millisecond and Black Widow Pulsars : A Case for Caustic Radio Emission ?*, ApJ, 744, 33
- Gvaramadze, V. V. 2001, *On the age of PSR B 1509-58*, A&A, 374, 259
- H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., *et al.* 2012, *Discovery of VHE emission towards the Carina arm region with the H.E.S.S. telescope array : HESS J1018-589*, A&A, 541, A5

BIBLIOGRAPHIE

- Hall, T. A., Bond, I. H., Bradbury, S. M., *et al.* 2003, *Search for TeV Emissions from Pulsars in Binary Systems*, ApJ, 583, 853
- Harrus, I. M., Hughes, J. P., & Slane, P. O. 1998, *Study of the Composite Supernova Remnant MSH 11-62*, ApJ, 499, 273
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., *et al.* 1999a, *Third EGRET catalog (3EG) (Hartman+, 1999)*, VizieR Online Data Catalog, 212, 30079
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., *et al.* 1999b, *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, ApJ Suppl., 123, 79
- Helene, O. 1983, *Upper limit of peak area*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 212, 319
- Hessels, J. W. T., Nice, D. J., Gaensler, B. M., *et al.* 2008, *PSR J1856+0245 : Arecibo Discovery of a Young, Energetic Pulsar Coincident with the TeV γ -Ray Source HESS J1857+026*, ApJ Lett., 682, L41
- Hessels, J. W. T., Roberts, M. S. E., Ransom, S. M., *et al.* 2004, *Observations of PSR J2021+3651 and its X-Ray Pulsar Wind Nebula G75.2+0.1*, ApJ, 612, 389
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*, Nature, 217, 709
- Hobbs, G., Edwards, R., & Manchester, R. 2006, *TEMPO2 : a New Pulsar Timing Package*, Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement, 6, 020000
- Hobbs, G., Lyne, A. G., Kramer, M., Martin, C. E., & Jordan, C. 2004, *Long-term timing observations of 374 pulsars*, MNRAS, 353, 1311
- Hofverberg, P. 2011, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 7, International Cosmic Ray Conference, 247
- Hofverberg, P., Chaves, R. C. G., Méhault, J., de Naurois, M., & for the H. E. S. S. Collaboration. 2011, *Discovery of VHE gamma-ray emission from the SNR G15.4+0.1 with H.E.S.S.*, ArXiv :1112.2901
- Holder, J., Atkins, R. W., Badran, H. M., *et al.* 2006, *The first VERITAS telescope*, Astroparticle Physics, 25, 391
- Hoppe, S. 2008, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 2, International Cosmic Ray Conference, 579–582
- Hoshino, M., Arons, J., Gallant, Y. A., & Langdon, A. B. 1992, *Relativistic magnetosonic shock waves in synchrotron sources - Shock structure and nonthermal acceleration of positrons*, ApJ, 390, 454
- Huang, R. H. H., Kong, A. K. H., Takata, J., *et al.* 2012, *X-Ray Studies of the Black Widow Pulsar PSR B1957+20*, ApJ, 760, 92

- Johnston, S., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Kaspi, V. M., & D'Amico, N. 1995, *Timing measurements for 45 pulsars.*, A&A, 293, 795
- Kargaltsev, O. & Pavlov, G. G. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 983, 40 Years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and More, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 171–185
- Kargaltsev, O. & Pavlov, G. G. 2010, *Pulsar-wind nebulae in X-rays and TeV γ -rays*, ArXiv :1002.0885, 1248, 25
- Kargaltsev, O., Rangelov, B., & Pavlov, G. G. 2013, *Gamma-ray and X-ray Properties of Pulsar Wind Nebulae and Unidentified Galactic TeV Sources*, ArXiv e-prints
- Keith, M. J., Johnston, S., Kramer, M., *et al.* 2008, *A high-frequency search for radio pulsars in three EGRET error boxes*, MNRAS, 389, 1881
- Kerr, M. 2011, *Likelihood Methods for the Detection and Characterization of Gamma-ray Pulsars with the Fermi Large Area Telescope*, ArXiv :1101.6072
- Kishishita, T., Bamba, A., Uchiyama, Y., Tanaka, Y., & Takahashi, T. 2012, *X-Ray Investigation of the Diffuse Emission around Plausible γ -Ray Emitting Pulsar Wind Nebulae in Kookaburra Region*, ApJ, 750, 162
- Klepser, S. 2011, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 7, International Cosmic Ray Conference, 172
- Komin, N., Djannati-Ataï, A., Gallant, Y., *et al.* 2012, *H.E.S.S. observations of the Large Magellanic Cloud*, ArXiv :1201.0639
- Kothes, R., Uyaniker, B., & Pineault, S. 2001, *The Supernova Remnant G106.3+2.7 and Its Pulsar-Wind Nebula : Relics of Triggered Star Formation in a Complex Environment*, ApJ, 560, 236
- Kramer, M., Bell, J. F., Manchester, R. N., *et al.* 2003, *The Parkes Multibeam Pulsar Survey - III. Young pulsars and the discovery and timing of 200 pulsars*, MNRAS, 342, 1299
- Lacombe, C. 1977, *Acceleration of particles and plasma heating by turbulent Alfvén waves in a radiogalaxy*, A&A, 54, 1
- Lamb, R. C. & Macomb, D. J. 1997, *Point Sources of GeV Gamma Rays*, ApJ, 488, 872
- Lande, J., Ackermann, M., Allafort, A., *et al.* 2012, *Search for Spatially Extended Fermi Large Area Telescope Sources Using Two Years of Data*, ApJ, 756, 5
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. 1968, *A Pulsar Supernova Association ?*, Nature, 220, 340
- Leahy, D. A., Tian, W., & Wang, Q. D. 2008, *Distance Determination to the Crab-Like Pulsar Wind Nebula G54.1+0.3 and the Search for its Supernova Remnant Shell*, AJ, 136, 1477
- Lemière, A., Slane, P., Gaensler, B. M., & Murray, S. 2009, *High-resolution X-ray Observations of the Pulsar Wind Nebula Associated with the Gamma-ray Source HESS J1640-465*, ApJ, 706, 1269

BIBLIOGRAPHIE

- Lemière, A., Terrier, R., & Djannati-Ataï, A. 2006, *Multi-resolution analysis of the H.E.S.S. Galactic Survey Sources and Search for Counterparts in CO and HI data*, ArXiv Astrophysics e-prints
- Lemoine-Goumard, M., Ferrara, E., Grondin, M.-H., Martin, P., & Renaud, M. 2011a, *Fermi-LAT detection of gamma-ray emission in the vicinity of the star forming regions W43 and Westerlund 2*, Mem. Soc. Astron. Italiana, 82, 739
- Lemoine-Goumard, M., Renaud, M., Vink, J., *et al.* 2012, *Constraints on cosmic-ray efficiency in the supernova remnant RCW 86 using multi-wavelength observations*, A&A, 545, A28
- Lemoine-Goumard, M., Zavlin, V. E., Grondin, M.-H., *et al.* 2011b, *Discovery of gamma- and X-ray pulsations from the young and energetic PSR J1357-6429 with Fermi and XMM-Newton*, A&A, 533, A102
- Lombardi, S. 2011, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, International Cosmic Ray Conference, 262
- Lorimer, D. R., Faulkner, A. J., Lyne, A. G., *et al.* 2006, *The Parkes Multibeam Pulsar Survey - VI. Discovery and timing of 142 pulsars and a Galactic population analysis*, MNRAS, 372, 777
- Lorimer, D. R. & Kramer, M. 2004, Handbook of Pulsar Astronomy, ed. R. Ellis, J. Huchra, S. Kahn, G. Rieke, & P. B. Stetson
- Luque-Escamilla, P. L., Muñoz-Arjonilla, A. J., Sánchez-Sutil, J. R., *et al.* 2011, *Infrared and radio study of the W43 cluster. Resolved binaries and non-thermal emission*, A&A, 532, A92
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005a, *ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005)*, VizieR Online Data Catalog, 7245, 0
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005b, *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*, AJ, 129, 1993
- Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., *et al.* 2001, *The Parkes multi-beam pulsar survey - I. Observing and data analysis systems, discovery and timing of 100 pulsars*, MNRAS, 328, 17
- Marcowith, A. 2003, *Les processus d'interaction du rayonnement cosmique*, Goutelas
- Matheson, H. & Safi-Harb, S. 2005, *The plerionic supernova remnant G21.5-0.9 : In and out*, Advances in Space Research, 35, 1099
- Mattana, F., Falanga, M., Götz, D., *et al.* 2009, *The Evolution of the γ - and X-Ray Luminosities of Pulsar Wind Nebulae*, ApJ, 694, 12
- Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., *et al.* 1996, *The Likelihood Analysis of EGRET Data*, ApJ, 461, 396
- Mayer, M. 2010, *Diplomarbeit : Studies of the Pulsar Wind Nebula Population observed with H. E. S. S.*, Diplomarbeit : Erlangen Centre for Astroparticle Physics Physikalisches Institut 2 Lehrstuhl für Physik Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

- Mayer, M., Brucker, J., Jung, I., Valerius, K., & Stegmann, C. 2012, *Implications on the X-ray emission of evolved pulsar wind nebulae based on VHE gamma-ray observations*, ArXiv :1202.1455
- McArthur, S. f. 2011, *VHE Observation of CTA 1 with VERITAS*, ArXiv :1111.2591
- Meegan, C., Lichti, G., Bhat, P. N., *et al.* 2009, *The Fermi Gamma-ray Burst Monitor*, ApJ, 702, 791
- Mignani, R. P., Razzano, M., Esposito, P., *et al.* 2012, *VLT and Suzaku observations of the Fermi pulsar PSR J1028-5819*, A&A, 543, A130
- Mills, B. Y., Slee, O. B., & Hill, E. R. 1961, *A Catalogue of Radio Sources between Declinations -50 and -80*, Australian Journal of Physics, 14, 497
- Moskalenko, I. V., Porter, T. A., & Digel, S. W. 2006, *Inverse Compton Scattering on Solar Photons, Heliospheric Modulation, and Neutrino Astrophysics*, ApJ Lett., 652, L65
- Neronov, A. & Semikoz, D. V. 2010, *Galactic sources of E 100 GeV gamma-rays seen by Fermi telescope*, ArXiv e-prints
- Ng, C.-Y., Roberts, M. S. E., & Romani, R. W. 2005, *Two Pulsar Wind Nebulae : Chandra/XMM-Newton Imaging of GeV J1417-6100*, ApJ, 627, 904
- Ng, C.-Y. & Romani, R. W. 2004, *Fitting Pulsar Wind Tori*, ApJ, 601, 479
- Nice, D. J., Altieri, E., Bogdanov, S., *et al.* 2013, *Timing and Interstellar Scattering of Thirty-five Distant Pulsars Discovered in the PALFA Survey*, ArXiv e-prints
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., *et al.* 2012, *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*, ApJ Suppl., 199, 31
- Parent, D., Kerr, M., den Hartog, P. R., *et al.* 2011, *Observations of Energetic High Magnetic Field Pulsars with the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, 743, 170
- Parizot, E. 2003, *Accélération des particules : les mécanismes de Fermi*, Goutelas
- Petry, D. 2005, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 745, High Energy Gamma-Ray Astronomy, ed. F. A. Aharonian, H. J. Völk, & D. Horns, 709–714
- Pineault, S., Landecker, T. L., Madore, B., & Gaumont-Guay, S. 1993, *The supernova remnant CTA1 and the surrounding interstellar medium*, AJ, 105, 1060
- Pletsch, H. J., Guillemot, L., Allen, B., *et al.* 2012, *PSR J1838-0537 : Discovery of a Young, Energetic Gamma-Ray Pulsar*, ApJ Lett., 755, L20
- Porter, T. A. & Strong, A. W. 2005, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 4, International Cosmic Ray Conference, 77
- Renaud, M., Goret, P., & Chaves, R. C. G. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 281–284

BIBLIOGRAPHIE

- Reynolds, S. P. & Chevalier, R. A. 1984, *Evolution of pulsar-driven supernova remnants*, ApJ, 278, 630
- Roberts, M. S. E., Romani, R. W., & Johnston, S. 2001, *Multiwavelength Studies of PSR J1420-6048, a Young Pulsar in the Kookaburra*, ApJ Lett., 561, L187
- Roberts, M. S. E., Romani, R. W., Johnston, S., & Green, A. J. 1999, *The “Rabbit” : A Potential Radio Counterpart of GEV J1417-6100*, ApJ, 515, 712
- Roger, R. S., Milne, D. K., Caswell, J. L., & Little, A. G. 1986, *G291.0-0.1, a centrally bright supernova remnant, in Carina*, MNRAS, 219, 815
- Rolke, W. A., López, A. M., & Conrad, J. 2005, *Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 551, 493
- Romani, R. W. & Watters, K. P. 2010, *Constraining Pulsar Magnetosphere Geometry with γ -ray Light Curves*, ApJ, 714, 810
- Rousseau, R., Grondin, M.-H., Van Etten, A., *et al.* 2012, *Fermi-LAT constraints on the pulsar wind nebula nature of HESS J1857+026*, A&A, 544, A3
- Ruiz, M. T. & May, J. 1986, *MSH 10-53 - A supernova remnant interacting with molecular clouds*, ApJ, 309, 667
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- Saz Parkinson, P. M., Dormody, M., Ziegler, M., *et al.* 2010, *Eight γ -ray Pulsars Discovered in Blind Frequency Searches of Fermi LAT Data*, ApJ, 725, 571
- Seward, F. D., Kearns, K. E., & Rhode, K. L. 1996, *ROSAT Observations of Two Southern Supernova Remnants*, ApJ, 471, 887
- Sguera, V., Romero, G. E., Bazzano, A., *et al.* 2009, *Dissecting the Region of 3EG J1837-0423 and HESS J1841-055 with INTEGRAL*, ApJ, 697, 1194
- Sheidaei, F. 2011, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, International Cosmic Ray Conference, 243
- Slane, P., Castro, D., Funk, S., *et al.* 2010, *Fermi Detection of the Pulsar Wind Nebula HESS J1640-465*, ApJ, 720, 266
- Slane, P., Helfand, D. J., Reynolds, S. P., *et al.* 2008, *The Infrared Detection of the Pulsar Wind Nebula in the Galactic Supernova Remnant 3C 58*, ApJ Lett., 676, L33
- Slane, P., Hughes, J. P., Temim, T., *et al.* 2012a, *A Broadband Study of the Emission from the Composite Supernova Remnant MSH 11-62*, ApJ, 749, 131
- Slane, P. O., Hughes, J. P., Temim, T., *et al.* 2012b, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 220, American Astronomical Society Meeting Abstracts 220, 407.05

- Smith, D. A., Guillemot, L., Camilo, F., *et al.* 2008, *Pulsar timing for the Fermi gamma-ray space telescope*, A&A, 492, 923
- Spitkovsky, A. 2008, *Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks : Fermi Process at Last ?*, ApJ Lett., 682, L5
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., *et al.* 1998, *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission*, ApJ, 494, 523
- Staelin, D. H. & Reifenstein, III, E. C. 1968, *Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula*, Science, 162, 1481
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. 2000, *Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy*, ApJ, 537, 763
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind ?*, ApJ, 724, 1044
- Sun, M., Wang, Z.-R., & Chen, Y. 1999, *X-Ray Observation and Analysis of the Composite Supernova Remnant G327.1-1.1*, ApJ, 511, 274
- Tanaka, S. J. & Takahara, F. 2010, *A Model of the Spectral Evolution of Pulsar Wind Nebulae*, ApJ, 715, 1248
- Tavani, M., Barbiellini, G., Argan, A., *et al.* 2008, *The AGILE space mission*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 588, 52
- Taylor, J. H. & Cordes, J. M. 1993, *Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons*, ApJ, 411, 674
- Temim, T., Slane, P., Gaensler, B. M., Hughes, J. P., & Van Der Swaluw, E. 2009, *Chandra and XMM Observations of the Composite Supernova Remnant G327.1-1.1*, ApJ, 691, 895
- Terrier, R., Mattana, F., Djannati-Atai, A., *et al.* 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 312–315
- Tibolla, O. 2011, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 6, International Cosmic Ray Conference
- Tibolla, O., Komin, N., Kosack, K., & Naumann-Godo, M. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 249–252
- Torres, D. F., Cillis, A. N., & Martín Rodríguez, J. 2013, *An Energy-conserving, Particle-dominated, Time-dependent Model of 3C 58 and Its Observability at High Energies*, ApJ Lett., 763, L4
- Trimble, V. 1973, *The Distance to the Crab Nebula and NP 0532*, PASP, 85, 579
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, *Evolution of Nonradiative Supernova Remnants*, ApJ Suppl., 120, 299

BIBLIOGRAPHIE

- Trussoni, E., Massaglia, S., Caucino, S., Brinkmann, W., & Aschenbach, B. 1996, *ROSAT PSPC observations of the supernova remnant MSH 15-52.*, A&A, 306, 581
- Van Etten, A. & Romani, R. W. 2010, *The Extended X-ray Nebula of PSR J1420-6048*, ApJ, 711, 1168
- Verbiest, J. P. W., Weisberg, J. M., Chael, A. A., Lee, K. J., & Lorimer, D. R. 2012, *On Pulsar Distance Measurements and Their Uncertainties*, ApJ, 755, 39
- Weiler, K. W. & Panagia, N. 1978, *Are Crab-type Supernova Remnants (Plerions) Short-lived?*, A&A, 70, 419
- Weltevrede, P., Abdo, A. A., Ackermann, M., *et al.* 2010, *Gamma-ray and Radio Properties of Six Pulsars Detected by the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, 708, 1426
- Wilks, S. S. 1938, *The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses*, Ann. Math. Statist.
- Wilson, A. S. 1986, *X-ray observations of supernova remnants resembling the Crab Nebula*, ApJ, 302, 718
- Wu, J. H. K., Wu, E. M. H., Hui, C. Y., *et al.* 2011, *Discovery of Gamma-Ray Emission from the Supernova Remnant Kes 17 with Fermi Large Area Telescope*, ApJ Lett., 740, L12
- Yadigaroglu, I.-A. & Romani, R. W. 1997, *Gamma-Ray Pulsars and Massive Stars in the Solar Neighborhood*, ApJ, 476, 347
- Yoshida, K. 2008, *High-energy cosmic-ray electrons in the Galaxy*, Advances in Space Research, 42, 477
- Zhang, L., Chen, S. B., & Fang, J. 2008, *Nonthermal Radiation from Pulsar Wind Nebulae*, ApJ, 676, 1210

Liste des figures

I.1	Spectre du rayonnement cosmique. La flèche bleue indique l'énergie maximale atteinte par le Large Hadron Collider, le plus puissant accélérateur terrestre à ce jour.	22
I.2	Schéma de l'interaction d'une particule chargée avec un nuage magnétique.	23
I.3	Temps caractéristique de perte d'énergie pour des électrons.	30
II.1	Illustration d'un sursaut solaire	35
II.2	Carte du ciel à deux ans	36
II.3	Spectre de la région du plan Galactique	38
II.4	Spectre de l'émission diffuse extra-Galactique	39
II.5	Spectres de SNRs	40
II.6	Structure d'un SNR	42
II.7	Structure d'un pulsar, de sa magnétosphère et courbe de lumière	44
II.8	Spectre LAT de Geminga	45
III.1	Schéma d'une nébuleuse à vent de pulsar en interaction avec le SNR	49
III.2	Spectre d'une nébuleuse de pulsar.	50
III.3	Morphologie de HESS J1825–137	53
III.4	Variation du rayon et du champ magnétique en fonction de l'âge de la nébuleuse	59
III.5	Variation du spectre d'émission en fonction de l'âge de la nébuleuse	61
IV.1	Le satellite <i>Fermi</i> avant son lancement	67
IV.2	Le Large Area Telescope	68
IV.3	Le trajectographe du LAT	70
IV.4	Variation relative de la lumière produite par le scintillateur en fonction du temps	71
IV.5	Fonctions de réponse du LAT	75
IV.6	Variation relative	77
V.1	Distribution spectrale en énergie pour la nébuleuse HESS J1825–137.	88
VI.1	Observation en radio et en rayons X de MSH 11–62	94
VI.2	Cartes de photons et carte de TS de la région de MSH 11–62	97
VI.3	Distribution spectrale en énergie de MSH 11–62 obtenue par le LAT	99
VI.4	Modèles de SNR pour MSH 11–62	101
VI.5	Modèle de PWN pour MSH 11–62	103
VI.6	Modèle de PWN pour MSH 11–62 dans le cas où l'émission γ vient du pulsar	104

VII.1	Cartes de flux observées par <i>MAGIC</i> pour HESS J1857 + 026	108
VII.2	Cartes observées par le LAT dans la région de HESS J1857 + 026	116
VII.3	Points spectraux obtenus pour la source HESS J1857 + 026	117
VII.4	Modèle de nébuleuse supposant un spectre d’injection en loi de puissance pour HESS J1857 + 026	117
VII.5	Modèle de nébuleuse supposant un spectre d’injection en loi de puissance brisée pour HESS J1857 + 026	118
VII.6	Modèle de nébuleuse supposant un spectre d’injection en Maxwellienne pour HESS J1857 + 026	118
VIII.1	Carte de coups du plan Galactique vu par le LAT au-dessus de 10 GeV	123
VIII.2	Distribution spectrale en énergie pour les sources détectées par le LAT qui ont fait l’objet d’une publication précédente.	146
VIII.3	Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1119 – 614	148
VIII.4	Carte de photons observés par le LAT pour HESS J1303 – 631	148
VIII.5	Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1303 – 631	149
VIII.6	Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1356 – 645	149
VIII.7	Cartes de photons observés par le LAT dans la région de HESS J1420 – 607	150
VIII.8	Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1420 – 607	150
VIII.9	Distribution spectrale en énergie pour différentes sources	151
VIII.10	Distribution spectrale en énergie pour la source HESS J1813 – 178	152
IX.1	Evolution temporelle de la distribution spectrale en énergie d’une nébuleuse de pulsar	154
IX.2	Rapport du flux en énergie en fonction de l’indice observé dans la gamme du TeV. .	156
IX.3	Variation de l’énergie du maximum du pic d’émission Compton inverse en fonction du temps.	157
IX.4	Luminosités observées dans différentes gammes en énergie en fonction des caractéristiques des pulsars associés.	167
IX.5	Luminosité observée dans la gamme du GeV en fonction de la perte d’énergie rotationnelle par le pulsar.	168
IX.6	Luminosité observée dans la gamme du GeV en fonction de l’énergie totale injectée dans la nébuleuse.	169
IX.7	Luminosité observée dans la gamme du GeV en fonction de la densité d’énergie dans les photons émis par la poussière interstellaire.	170

Liste des tableaux

IV.1 Performances du LAT	74
V.1 Liste de morphologies utilisées	81
VI.1 Variation de l'indice spectral de la nébuleuse de MSH 11–62 en fonction de la distance angulaire à l'objet compact.	95
VI.2 Sélection des données pour l'étude de l'émission LAT observée autour de la nébuleuse MSH 11–62	96
VI.3 Résultats de l'analyse spatiale de MSH 11–62	98
VI.4 Résultats de l'analyse spectrale de MSH 11–62	98
VI.5 Paramètres des modèles de SNR	100
VI.6 Paramètres des modèles de PWN pour MSH 11–62	102
VII.1 Sélection des données pour l'étude de l'émission LAT observée près de HESS J1857 + 026	109
VII.2 Éphéméride du pulsar PSR J1856+028	110
VII.3 Paramètres d'entrée du modèle de HESS J1857 + 026	112
VII.4 Paramètres issus de l'ajustement du modèle de HESS J1857 + 026	113
VIII.1 Liste des sources étudiées	139
VIII.2 Caractéristiques des données utilisées	140
VIII.3 Sources ajoutées	140
VIII.4 Résultats de l'analyse morphologique pour les sources détectées.	141
VIII.5 Résultats de l'analyse spectrale pour les sources détectées	142
VIII.6 Résultats de l'analyse spectrale pour les sources non détectées	143
VIII.7 Liste des pulsars γ connus situés à moins de 0.5° d'une source TeV.	144
VIII.8 Coïncidence spatiale	145
VIII.9 Liste des modèles présentés en Section VIII.4.2	147
IX.1 Caractéristiques des pulsars proches des sources étudiées au Chapitre VIII	164
IX.2 Caractéristiques des nébuleuses proches des sources étudiées au Chapitre VIII	165
IX.3 Résultats de l'ajustement des paraboles logarithmiques aux spectres observés par les télescopes Čerenkov et par le LAT	166
IX.4 Résultats des ajustements de la luminosité γ en fonction de la densité d'énergie du champ de photon cible.	166

LISTE DES TABLEAUX

Acronymes et abréviations

La liste ci-dessous regroupe les acronymes et abréviations fréquemment utilisées dans ce manuscrit :

1FHL	Catalog de sources <i>Fermi</i> observées au-dessus de 10 GeV (Ackermann <i>et al.</i> submitted.)
1FGL	Premier catalogue de sources de <i>Fermi</i> (Abdo <i>et al.</i> 2010a)
2FGL	Second catalogue de sources de <i>Fermi</i> (Nolan <i>et al.</i> 2012)
ACD	<i>Anticoincidence Detector</i>
ASCA	<i>Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics</i>
ATCA	<i>Australia Telescope Array</i>
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
CMB	<i>Cosmic Microwave Background</i> / Fond diffus Cosmologique
DM	<i>Dispersion Measure</i> / Mesure de dispersion
EGRET	Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope
H.E.S.S.	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
IR	Infrarouge
IRF	<i>Instrument Response Function</i> / Fonction de réponse de l'instrument
LAT	<i>Large Area Telescope</i>
MET	<i>Mission Elapsed Time</i>
MIS	Milieu Interstellaire
PALFA	<i>Pulsar Arecibo L-band Feed Array 1.4 GHz Survey</i>
PSR	<i>Pulsating Source of Radio</i> / Pulsar
PWN	<i>Pulsar Wind Nebula</i> / Nébuleuse de pulsar
SNR	<i>Supernova Remnant</i> / Vestige de supernova

Résumé

Dédié à l'étude du ciel en rayons gamma, le satellite *Fermi* comporte à son bord le *Large Area Telescope* (LAT), sensible au rayonnement de 20 MeV à plus de 300 GeV. Sa sensibilité et ses performances grandissantes apportent de plus en plus de contraintes sur les nébuleuses à vent de pulsar.

Ces nébuleuses sont alimentées par l'injection permanente d'un vent d'électrons et de positrons relativistes accélérés par l'onde de choc délimitant la nébuleuse. Ces particules chargées rayonnent dans les différents domaines du spectre électromagnétique et notamment dans le domaine des rayons gamma à l'aide du processus de diffusion Compton inverse.

Cette thèse présente l'étude morphologique et spectrale détaillée de deux sources potentiellement associées à des nébuleuses : MSH 11–62 et HESS J1857+026, afin de déterminer si l'émission gamma est produite par des nébuleuses de pulsar.

Dans un deuxième temps, l'analyse de toutes les sources reliées à des contreparties détectées par les télescopes Čerenkov permet la détection de six nouvelles nébuleuses de pulsars et candidats dans la gamme de *Fermi*. Ceci permet d'apporter de nouvelles contraintes sur les propriétés physiques des nébuleuses de pulsar ainsi que sur les mécanismes d'émission à l'aide de modèles et d'études sur la population totale détectée par le LAT.

Mots-clés : *Astronomie gamma de haute énergie, Fermi, Large Area Telescope (LAT), nébuleuses de pulsar, modélisation spectrales, études de populations.*

The Fermi Gamma-ray Space Telescope was launched on 2008 June 11, carrying the Large Area Telescope (LAT), sensitive to gamma-rays from 20 MeV to more than 300 GeV. Its constantly improving sensitivity and performance offer a new opportunity to understand the sources of the gamma-ray sky including Pulsar Wind Nebulae (PWNe).

PWNe are powered by the constant injection of a relativistic wind of electrons and positrons from their central pulsars. These charged particles are accelerated at the shock front forming the PWN and emit photons which can be observed along the entire electromagnetic spectrum, including the high energy gamma-ray domain via inverse Compton scattering.

This thesis present the detailed analysis of two sources of gamma-ray emission potentially associated to PWNe : MSH 11–62 and HESS J1857+026. The combination of the spatial and spectral analyses provide new elements to confirm these associations.

In a second step, we describe a search for counterparts to sources detected by Čerenkov telescopes. This search led to the detection of six new LAT sources potentially associated with PWNe. These studies bring new insights and constraints on the physical properties of the sources as well as on emitting processes by constraining the models and allowing population studies.

Keywords : *Gamma-Ray Astronomy, Fermi, Large Area Telescope (LAT), Pulsar Wind Nebulae (PWNe), spectral modeling, population studies.*