

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l'Université Montpellier II - Sciences et
Techniques du Languedoc

Préparée au sein de l'école doctorale Information, Structures,
Systèmes

Et de l'unité de recherche Laboratoire Univers et Particules
de Montpellier

Spécialité : **Physique**

Présentée par **LOLA FALLETTI**

Étude de la région de la source
non-identifiée HESS J1745–303
avec l'instrument LAT à bord du
satellite *Fermi*

Soutenue publiquement le 03 octobre 2013 devant le jury composé de :

Fabrice Feinstein	LUPM	Président
Éric Nuss	LUPM	Directeur de thèse
Johann Cohen-Tanugi	LUPM	Co-directeur de thèse
Denis Dumora	CENBG	Rapporteur
Jean-Paul Tavernet	LPNHE	Rapporteur
Marianne Lemoine-Goumard	CENBG	Examineur
Matthieu Renaud	LUPM	Invité

Table des matières

Couverture	i
Table des matières	vi
Introduction	1
A Le ciel γ : des grandes structures diffuses à la région du pulsar de la Souris	3
I Le ciel du rayonnement γ	5
I.1 Introduction à l'astronomie γ	5
I.1.1 Les instruments	6
I.1.2 Problématique	8
I.2 Les rayons cosmiques	9
I.3 Les sources Galactiques	10
I.3.1 Les pulsars	11
I.3.2 Les nébuleuses de pulsar	13
I.3.3 Les vestiges de supernova	14
I.3.4 Les binaires X	15
I.3.5 Le système solaire	16
I.4 Les sources extragalactiques	17
I.4.1 Les noyaux actifs de galaxie	17
I.4.2 Les sursauts gamma	17
I.5 Les émissions diffuses	18
I.5.1 Le fond diffus Galactique	18
I.5.2 Le fond diffus extragalactique	20
I.5.3 Les Bulles de <i>Fermi</i>	21
I.6 La matière sombre	22
II La région de HESS J1745-303 et du pulsar de la Souris	25
II.1 Introduction	25
II.2 Les informations provenant des domaines des hautes et très hautes énergies	27
II.2.1 La source HESS J1745–303 vue par H.E.S.S.	27
II.2.2 La source EGRET 3EG J1744-3011	28
II.2.3 Les sources <i>Fermi</i> du catalogue 2FGL	30
II.3 Autre contenu astrophysique	30
II.3.1 Les pulsars et leurs nébuleuses	30
II.3.2 Les sources détectées en rayons X	33
II.3.3 Les vestiges de supernova	35
II.3.4 Estimation des champs de photon	36

II.3.5	Données CO	36
II.3.6	Masers OH	39
II.4	Conclusion	39
 B Analyse des données du Large Area Telescope à bord de l’ob-		
servatoire spatial <i>Fermi</i>		41
 III L’observatoire <i>Fermi</i> et le LAT		43
III.1	<i>Fermi</i> en orbite	43
III.2	Principe de détection du LAT	46
III.2.1	Détermination de la trajectoire : le trajectographe	46
III.2.2	Détermination de l’énergie : le calorimètre	48
III.2.3	Rejet des rayons cosmiques chargés : le détecteur anti-coïncidence	49
III.3	Traitement des événements.	50
III.3.1	Filtrage à bord	50
III.3.2	Reconstruction et classification au sol	50
III.3.3	Les données du LAT.	51
III.4	Performances de l’instrument	51
III.4.1	Les fonctions de réponse de l’instrument (IRFs)	51
III.4.2	Sensibilité.	53
 IV Méthodes et outils de l’analyse des données du LAT		57
IV.1	La méthode du maximum de vraisemblance (ou <i>likelihood</i>)	57
IV.1.1	Le maximum de vraisemblance unbinned	58
IV.1.2	Maximum de vraisemblance binned	60
IV.1.3	Significativité d’une source : rapport de maximum de vraisemblance	61
IV.2	Étapes et outils d’une analyse de données	62
IV.2.1	Préparation des données.	62
IV.2.2	Création d’un modèle de la région d’intérêt	63
IV.2.3	Les principaux types de spectres	65
IV.2.4	L’outil <i>gtlike</i>	66
IV.2.5	L’outil <i>PointLike</i>	70
IV.3	Études des sources d’erreurs systématiques.	72
IV.3.1	Les fonctions de réponses de l’instrument	73
IV.3.2	L’émission diffuse Galactique : variation de sa normalisation	74
IV.3.3	L’émission diffuse Galactique : utilisation de plusieurs modèles	75
IV.3.4	L’émission diffuse Galactique : utilisation d’un modèle spécifique à la région du centre Galactique.	77
 V Analyse <i>Fermi</i>-LAT de la région de la source HESS J1745–303		81
V.1	Sélection des données et du modèle de sources	81
V.2	Analyse globale	82
V.2.1	Évolution morphologique avec l’énergie	82
V.2.2	Caractéristiques des trois sources d’intérêt	84
V.2.3	Étude de l’extension de Region A	86
V.2.4	Recherche de pulsation dans la direction de Region A	87
V.2.5	Étude des erreurs systématiques	90
V.2.6	Focus sur les spectres du pulsar de la Souris et de la source du centre Galactique	92

V.3	Analyse OFF-pulse de PSR J1747–2958	95
V.3.1	Introduction	95
V.3.2	Analyse	96
V.4	Analyse des données reprocessées	98
V.4.1	Introduction	98
V.4.2	Comparaison des événements	100
V.4.3	Analyse	101
V.5	Conclusions	103
C Discussion et interprétation des résultats		105
VI Modélisation des processus radiatifs		107
VI.1	L'émission synchrotron	108
VI.1.1	Puissance rayonnée, temps de perte et énergie caractéristique	108
VI.1.2	Calcul du flux de photons	109
VI.2	Le rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung)	110
VI.2.1	Section efficace pour des électrons de faibles énergies	111
VI.2.2	Section efficace pour des électrons de moyennes énergies	111
VI.2.3	Section efficace pour des électrons de grandes énergies	112
VI.2.4	Pertes par rayonnement Bremsstrahlung	113
VI.3	L'émission Compton inverse	113
VI.3.1	Comparaison des régimes Thomson et Klein-Nishina	114
VI.3.2	Généralisation	116
VI.3.3	Pertes par émission Compton inverse	117
VI.4	Processus hadronique : désintégration des pions	117
VI.5	Injection des particules chargées	120
VI.6	Application : l'exemple de W51C	121
VII Étude sur l'origine de l'émission γ de la région A de HESS J1745-303		123
VII.1	Introduction	123
VII.1.1	Informations multi-longueur d'onde	123
VII.1.2	Études sur l'interprétation des résultats	124
VII.2	Cas 1 : étude du processus Compton inverse dominant (données du LAT)	126
VII.3	Cas 2 : étude de la combinaison d'une émission Bremsstrahlung (données du LAT) et d'une émission hadronique (données de H.E.S.S.)	129
VII.4	Cas 3 : étude du processus hadronique dominant pour les données du LAT et de H.E.S.S.	131
VII.5	Conclusion	132
Conclusion		137
Références		141
Bibliographie		141
Liste des figures		151
Liste des tableaux		155

Acronymes et abréviations	157
Résumé - Abstract	158

Introduction

La thèse présentée dans ce manuscrit porte sur l'étude de la région de la source non-identifiée HESS J1745–303, proche – du moins en projection – du centre Galactique, à l'aide du LAT (*Large Area Telescope*), l'instrument principal embarqué à bord du satellite *Fermi* lancé en juin 2008.

L'observatoire spatial *Fermi* est le dernier satellite en date dont l'objectif est d'étudier le rayonnement γ dit “de haute énergie” (correspondant à la gamme en énergie entre quelques dizaines de MeV et quelques centaines de GeV). Il tient son nom d'Enrico Fermi (1901–1954), un éminent physicien théoricien et prix Nobel de physique en 1938 pour son travail dans le domaine de la physique nucléaire. Plus particulièrement en 1948, il fut le premier à fournir un mécanisme plausible pour l'accélération des rayons cosmiques (un flux de particule chargées) dans l'espace interstellaire, question d'actualité depuis la mise en évidence de ces rayons cosmiques extra-terrestres environ 50 ans plus tôt dont l'origine est très difficile à cerner. Ce mécanisme est dit “mécanisme Fermi du 2^{ème} ordre” : il dépend du carré de la vitesse des accélérateurs (des nuages magnétisés dans la proposition initiale de E. Fermi). Il a été généralisé et amélioré à la fin des années 1970 pour aboutir au “mécanisme de Fermi du 1^{er} ordre” où les accélérateurs des particules chargées sont les chocs présents dans différents objets astrophysiques Galactiques ou extragalactiques, tels que les pulsars et leur nébuleuse, les vestiges de supenovæ, les noyaux actifs de galaxie et les sursauts γ . L'étude de ces sources astrophysiques est ainsi au cœur de l'astrophysique γ .

En étudiant le rayonnement γ , il est possible de déterminer la nature des particules mises en jeu (électrons ou protons, voire noyaux de numéro atomique Z plus élevé) dans ces sources astrophysiques, mais également de tenter d'en déterminer l'origine. En effet, les particules chargées sont sensibles aux champs magnétiques de la Galaxie : elles perdent donc leur information directionnelle avant de parvenir jusqu'à la Terre. Couplée à des informations multi-longueur d'onde, l'étude du spectre γ d'une source est primordiale afin de différencier une émission provenant de leptons ou bien de hadrons et ainsi donner des informations sur l'origine des rayons cosmiques.

Le nombre de sources détectées par le LAT a considérablement augmenté par rapport à ses prédécesseurs, comme l'instrument EGRET par exemple. En effet, plus de 1800 sources ont déjà été détectées après deux ans d'observations du LAT grâce à sa meilleure sensibilité, dont près du tiers sont de nature inconnue. Les instruments observant le ciel des rayons γ seront décrits brièvement au chapitre I puis le principe de fonctionnement et les performances du satellite *Fermi* seront détaillés au chapitre III. Nous nous intéresserons ensuite aux méthodes et outils permettant l'analyse des données du LAT au chapitre IV.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons cherché à comprendre l'origine de la source étendue HESS J1745–303, qui a tout d'abord été détectée par le télescope H.E.S.S. en 2008 lors de l'observation du plan Galactique. Après une présentation au chapitre I des différents types de sources astrophysiques pouvant émettre dans le domaine γ , une attention spéciale sera portée tout au long du chapitre II sur les connaissances actuelles multi-longueur d'onde de la région

de HESS J1745–303. Elle est en effet riche en sources variées : restes de supernova, binaires X, pulsars, masers OH, nuages moléculaires... Malgré la présence de toutes ces sources détectées dans différents domaines d'énergie, l'origine de l'émission γ de HESS J1745–303 reste encore énigmatique. Une analyse des données du *Fermi*-LAT en direction de cette source a été menée afin d'apporter de nouvelles contraintes sur l'origine de son rayonnement. Cette analyse sera présentée en détails au chapitre V.

Afin de pouvoir comprendre la signification des observations multi-longueur d'onde, il est nécessaire d'étudier les différents processus pouvant émettre des photons, dans les domaines radio, X et γ : l'émission synchrotron, le rayonnement de freinage, la diffusion Compton inverse ou encore l'émission hadronique. Ces mécanismes seront décrits au chapitre VI. À partir des informations spatiales et spectrales obtenues grâce à l'analyse des données du LAT, la modélisation de ces processus d'émission seront utilisés au chapitre VII afin d'étudier différents scénarios pouvant expliquer l'origine de l'émission γ d'une partie de la source HESS J1745–303.

Première partie

Le ciel γ : des grandes structures
diffuses à la région du pulsar de la
Souris

CHAPITRE I

Le ciel du rayonnement γ

Sommaire

I.1	Introduction à l’astronomie γ	5
I.1.1	Les instruments	6
I.1.2	Problématique.	8
I.2	Les rayons cosmiques	9
I.3	Les sources Galactiques.	10
I.3.1	Les pulsars	11
I.3.2	Les nébuleuses de pulsar	13
I.3.3	Les vestiges de supernova	14
I.3.4	Les binaires X.	15
I.3.5	Le système solaire.	16
I.4	Les sources extragalactiques.	17
I.4.1	Les noyaux actifs de galaxie.	17
I.4.2	Les sursauts gamma.	17
I.5	Les émissions diffuses	18
I.5.1	Le fond diffus Galactique	18
I.5.2	Le fond diffus extragalactique.	20
I.5.3	Les Bulles de <i>Fermi</i>	21
I.6	La matière sombre.	22

I.1 Introduction à l’astronomie γ

L’astronomie γ consiste en l’étude du ciel dans le domaine des énergies les plus élevées du spectre électromagnétique. La borne inférieure de l’énergie des rayons γ est de l’ordre de la centaine de keV^a, ce qui correspond à la limite entre ce que l’on appelle les rayons X “durs” (les rayons X les plus énergétiques) et les rayons γ “mous” (les rayons γ les moins énergétiques). La borne supérieure en énergie n’est pas réellement définie car la détection des photons les plus énergétiques est principalement limitée par les performances des détecteurs et par le flux de photons qui diminue avec l’énergie ($\propto E^{-\Gamma}$ avec Γ qui est de l’ordre de 2 à 2.7). Il est cependant habituel de diviser cette bande en énergie en deux parties. Les photons ayant une

a. 1 eV (pour électron Volt) équivaut à 1.6×10^{-19} J.

énergie inférieure à ~ 100 GeV sont dits de “haute énergie” et ceux ayant une énergie supérieure sont dits de “très haute énergie”. Cette scission provient de la différence de technique utilisée dans leur détection. En effet, des instruments placés dans des satellites orbitant autour de la Terre sont généralement utilisés pour détecter de manière directe les photons de haute énergie. L’utilisation de satellite permet en effet de ne pas souffrir de l’absorption des photons par l’atmosphère (voir figure I.1). Le flux de rayons γ des très hautes énergies étant cependant beaucoup plus faible, il est nécessaire d’avoir une surface effective de collection beaucoup plus importante (jusqu’à environ 10^6 m² pour la future expérience CTA par exemple) que celle disponible avec les satellites (~ 1 m² pour *Fermi*). Pour cela, les détecteurs des très hautes énergies sont installés au sol et “morcelés” en plusieurs télescopes. Ils détectent indirectement les photons γ en collectant la lumière Čerenkov émise par ces particules lorsqu’elles pénètrent dans l’atmosphère.

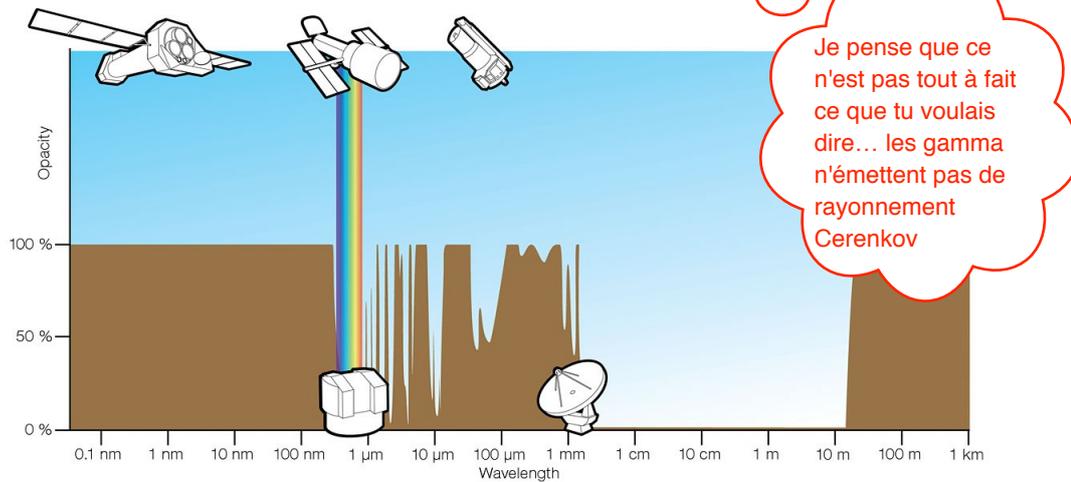


Figure I.1 - Dépendance de l’absorption de la lumière par l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde (Granato, 2010). L’atmosphère étant opaque aux rayons γ (petites longueurs d’onde), il faut soit utiliser des techniques indirectes de détection de ces photons (type H.E.S.S.) ou soit utiliser des satellites placés en dehors de l’atmosphère (type *Fermi*).

I.1.1 Les instruments

Comme expliqué précédemment, les instruments du domaine des rayons γ sont séparés en deux catégories : les satellites pour la détection directe des rayons γ de haute énergie et les détecteurs au sol pour la détection indirecte des rayons γ de très haute énergie. Les avancées technologiques de ces 60 dernières années ont permis la détection d’un nombre de sources croissant, des rayons X au domaine du TeV. Cette évolution, qui a permis d’étudier de plus en plus précisément le ciel des rayons X et γ , est illustrée à la figure I.2. Pour faciliter la suite de la lecture de ce manuscrit, il peut être utile de citer quelques détecteurs ayant eu un impact significatif sur l’avancée des recherches dans le domaine des rayons γ .

Les satellites (l’astronomie γ des hautes énergies)

Le premier satellite à détecter de manière significative des sources d’émission de rayons γ fut *OSO-3* (*Orbiting Solar Observatory-3* en 1967-1968 : il détecta environ 600 photons d’énergies supérieures à 50 MeV à l’aide d’un compteur Čerenkov. Ces photons étaient distribués essentiellement le long du plan Galactique, avec une partie concentrée autour du centre Galactique (Kraushaar et al., 1972).

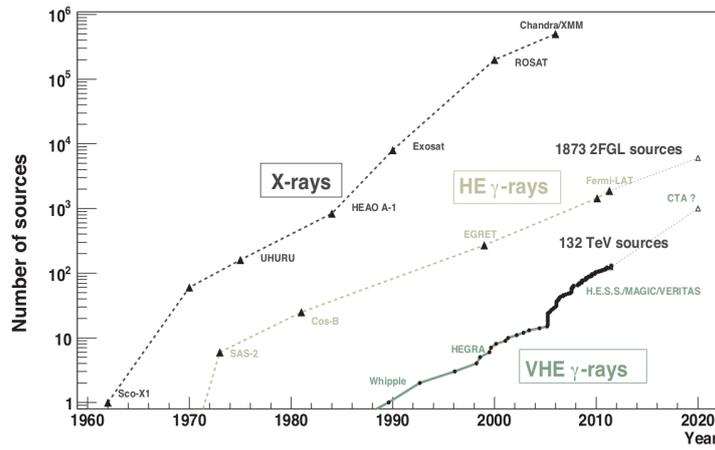


Figure I.2 - Nombre de sources détectées en fonction du temps dans les domaines des rayons X, des rayons γ de haute énergie (*HE γ -rays*) et de très haute énergie (*VHE γ -rays*) (Funk, 2012).

A ces énergies c'est plutôt le pulsar de Vela lui même qui a été détecté (Thompson et al, ApJ, 200, (1975))

Le satellite *SAS-2* (*Small Astronomy Satellite 2*) fut lancé en 1975. Grâce à la technologie d'une chambre à étincelles sensible aux rayons γ de haute énergie ($\approx 30 - 200$ MeV), il a pu identifier des sources qui sont bien connues : le pulsar de Vela, les pulsars du Crabe et du vestige de supernova Vela X (Fichtel et al., 1975).

Un cap fut franchit avec *COS-B* (*COsmic-ray Satellite-option B*) qui observa le ciel durant 7 ans à partir de 1975. Cette expérience a également utilisé une chambre à étincelles, mais qui était cette fois-ci sensible aux énergies comprises entre 20 MeV et 5 GeV. Il a pu fournir la première carte complète de l'émission γ du plan Galactique (Mayer-Hasselwander et al., 1982) ainsi que des informations sur la détection de 25 sources Galactiques (Swanenburg et al., 1981) et d'une source extragalactique (Hermsen et al., 1981).

Le dernier détecteur spatial à utiliser une chambre à étincelles fut EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*), l'un des quatre instruments à bord de la mission CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) qui a fonctionné entre 1991 et 2000. Parmi les 271 sources composant son catalogue (Hartman et al., 1999), EGRET a permis de découvrir l'émission γ des sources extragalactiques : les blazars et les sursauts γ . Les caractéristiques de EGRET sont présentées au tableau III.1.

Oops ! à revoir, trajectographe = détecteur à micropistes de silicium, le tungstène qui est inséré entre les plans actifs sert à la conversion du photon. AGILE est en quelque sorte 1/16ème de Fermi (une seule tour)

Une mission parallèle à celle de Fermi est en cours de développement : *AGILE* (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggera*). Ce satellite comprend le détecteur *Imaging Atmospheric Cherenkov Experiment* pour la détection des rayons γ d'énergie comprise entre 30 GeV et 50 TeV. La technique de détection est similaire à celle du LAT : *AGILE* est un trajectographe fait de scintillateurs en tungstène et un mini-calorimètre composé de Iodure de Césium (<http://agile.asdc.asi.it/>). La surface effective de ce détecteur (~ 500 cm²) est d'un facteur 3 inférieure à celle de son prédécesseur EGRET, ce qui limite sa sensibilité dans le domaine de la haute énergie.

Enfin, le satellite *Fermi*, anciennement nommé GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*), a permis d'entrer dans une nouvelle ère de l'astronomie γ grâce à l'instrument LAT. Le nombre de sources détectées en rayons γ est en effet passé de moins de 300 (pour les expériences précédemment décrites) à plus de 1800 depuis son lancement en juin 2008 (Nolan et al., 2012). Les caractéristiques et performances de *Fermi*, dont les données ont été utilisées au cours de cette thèse, seront détaillées dans le chapitre III.

Les détecteurs Čerenkov (l'astronomie γ des très hautes énergies)

Le flux de photons γ de très haute énergie est plus faible que pour la haute énergie : les flux de la nébuleuse du Crabe (la source la plus lumineuse dans le ciel γ) sont $F(> 1\text{TeV}) \simeq 2 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Aharonian et al., 2006b) et $F(> 100\text{MeV}) \simeq 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Abdo et al., 2010e). Afin d'être capable de détecter des photons de très haute énergie, il faut donc des instruments possédant une très grande surface effective. Or, la surface de collection des détecteurs spatiaux ne pouvant être suffisamment augmentée pour détecter des photons au TeV, il est nécessaire d'utiliser des télescopes au sol. Les rayons γ étant absorbés par l'atmosphère terrestre (voir figure I.1), une technique de détection indirecte de ces photons doit être utilisée : cette même atmosphère jouera le rôle de calorimètre.

En effet, un photon γ de très haute énergie va interagir avec l'atmosphère terrestre en développant une gerbe électromagnétique. Une telle gerbe consiste schématiquement en une succession de créations de paires ($e^+ + e^-$) et ~~une~~ d'émission de photons par processus Bremsstrahlung. Ces particules lesquelles se déplaçant plus vite que la vitesse de la lumière dans ce milieu, il y a alors émission d'une lumière Čerenkov qui sera détectée par des télescopes au sol. Plusieurs détecteurs Čerenkov sont en fonctionnement aujourd'hui et répartis dans plusieurs endroits de la planète : H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) en Namibie, MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Čerenkov telescopes*) aux Iles Canaries, CANGAROO (*Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma Ray Observatory in the Outback*) en Australie et VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) en Arizona.

Le détecteur H.E.S.S., dont les données vont être utilisées par la suite, est constitué de quatre télescopes de 13 mètres de diamètre disposés aux sommets d'un carré de 120 mètres de côté (dispositif de la phase I, Hinton (2004)) et d'un cinquième télescope de 27 mètres de diamètre placé au centre de ce carré (phase II, Becherini et al. (2012)). La distance des télescopes de la phase I a été optimisée pour maximiser la sensibilité du détecteur à 100 GeV. L'ajout récent du cinquième élément va permettre de baisser le seuil en énergie de l'expérience. À ce jour, près de 70 sources ont été détectées dans le plan Galactique par H.E.S.S. I, comme illustré à la figure I.3. Avec la phase II de l'expérience H.E.S.S. et la mise en service du *Čerenkov Telescope Array* (CTA^b), le nombre de sources détectées dans le domaine des très hautes énergies va très certainement exploser.

I.1.2 Problématique

Une des problématiques principales de l'astronomie γ est d'essayer de comprendre les mécanismes et les sources potentielles de la production, l'accélération et la propagation des particules chargées (protons, noyaux, électrons) qui ont été découvertes par Victor Hess en 1912 : les rayons cosmiques chargés. Comme nous le verrons à la section suivante, leur origine est encore en partie une énigme de nos jours à cause de leur propagation non rectiligne due au champ magnétique présent dans le milieu interstellaire. Il est cependant possible d'utiliser les informations provenant des photons afin de contraindre cette origine : les photons étant des particules neutres, ils n'interagissent pas avec les champs magnétiques présents sur la ligne de visée et permettent de remonter à la direction de l'origine de leur production. Une partie de la lumière γ observée provient en effet de l'interaction des particules chargées du rayonnement cosmique avec leur environnement suivant différents processus qui seront décrits au chapitre VI. Leur caractérisation s'effectue en étudiant les objets astrophysiques présents dans le ciel : il s'agit de comprendre quels sont les phénomènes, les sites et les processus de production de photons de haute énergie. La figure I.4 présente le ciel vu par le télescope spatial *Fermi*-LAT après trois

b. La futur expérience CTA, prévue pour être opérationnelle aux alentours de 2020, sera composée de plusieurs dizaines de télescopes : <http://www.cta-observatory.org>.

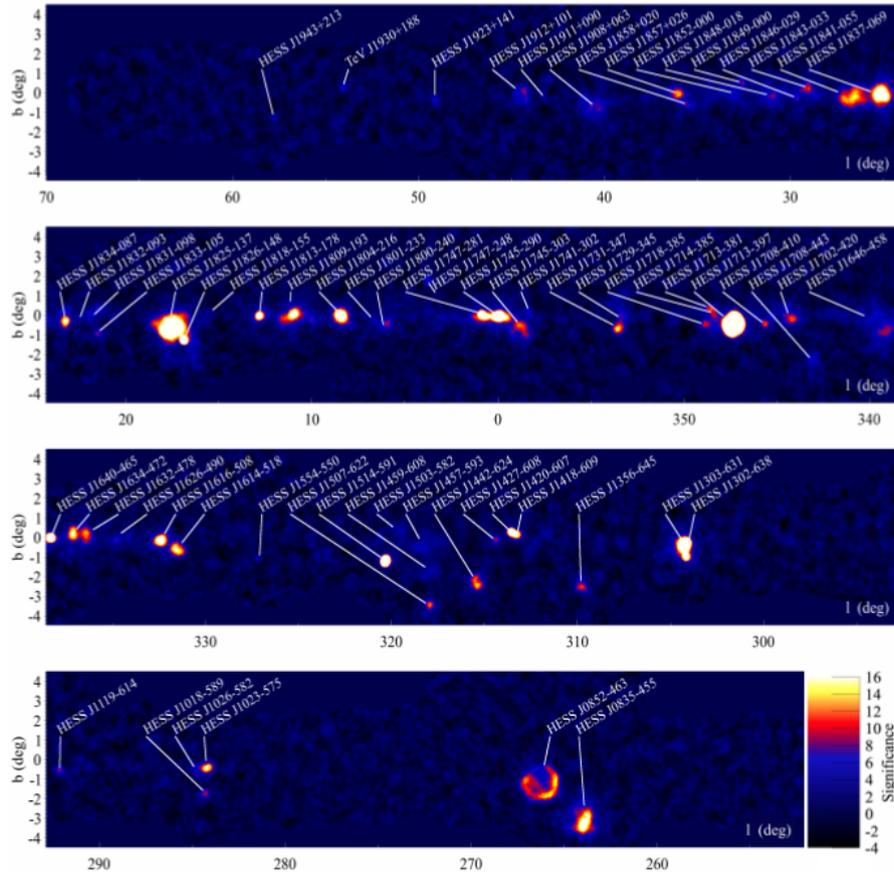


Figure I.3 - Carte de significativité du plan Galactique observé par H.E.S.S. montrant les sources détectées. La source d'intérêt pour l'étude de cette thèse (HESS J1745–303) se situe proche du centre Galactique. (Carrigan et al., 2013)

ans d'opération, pour des énergies supérieures à 1 GeV. Dominée par l'émission diffuse du plan de notre galaxie, la voûte céleste est parsemée de sources de natures diverses. Ces différentes sources d'émission γ (diffuses ou ponctuelles d'origines Galactiques ou extragalactiques) sont décrites dans ce chapitre.

I.2 Les rayons cosmiques

La découverte des rayons cosmiques est communément attribuée à Victor Hess, co-lauréat du prix Nobel de physique de 1936 pour cela (l'autre lauréat étant C. Anderson pour la découverte du positron). Lors d'un vol en ballon en 1912, dédié à l'étude de la décharge des électroscope, il détecte en effet la présence d'un rayonnement qu'il qualifie de très pénétrant, de nature encore inconnue et ayant très probablement une origine extraterrestre (Longair, 1981). Le terme "rayons cosmiques" sera utilisé à partir de 1925 et c'est en 1928 qu'il a été conclu que ce "rayonnement" est composé de particules chargées.

Il y a une dépendance en énergie. A basse énergie, les électrons dominent par exemple. Les rayons cosmiques chargés sont composés à 90% de protons et à 9% de noyaux d'hélium, le reste étant des électrons et des noyaux plus lourds que l'hélium. Le spectre de ce rayonnement s'étend sur plus de 12 ordres de grandeur en énergie et présente un spectre en énergie suivant une loi de puissance ($N(E)dE \propto E^{-\Gamma}dE$) d'indice spectral Γ proche de 3 sur l'ensemble de la gamme en énergie (de 10^8 à 10^{21} eV). Ceci est illustré à la figure I.5 montrant les résultats de

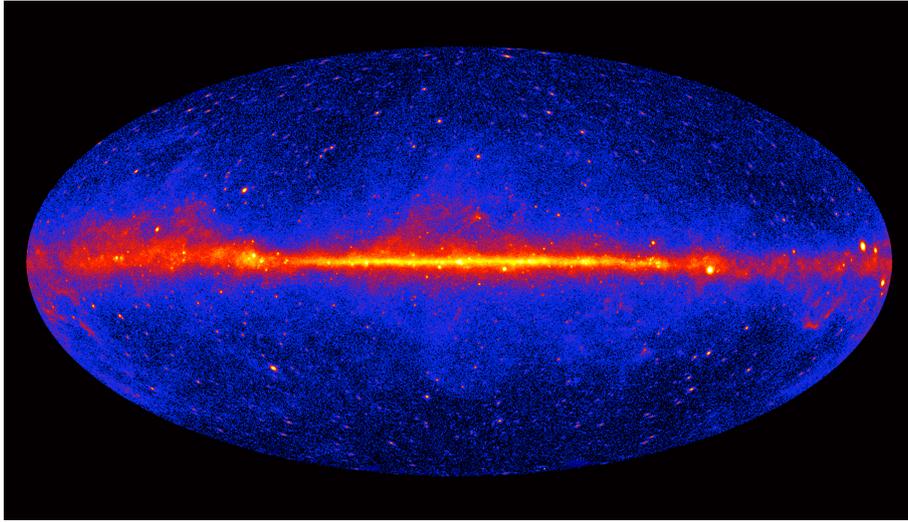


Figure I.4 - Carte du ciel obtenue avec les 3 premières années de données du *Fermi-LAT* pour des énergies supérieures à 1 GeV. Les couleurs représentent l'intensité lumineuse, du bleu pour les flux les plus faibles, en passant par le rouge jusqu'au jaune pour les flux les plus élevés. Cette image est en coordonnées Galactiques : le plan de notre galaxie apparaît nettement au milieu de la carte. Plusieurs sources compactes sont visibles dans ce plan (pulsars et leurs nébuleuses, vestiges de supernova ...) et les galaxies externes sont elles réparties sur tout le ciel. *Crédits : NASA/DOE/Fermi-LAT Collaboration.*

plusieurs expériences. Il est possible d'utiliser des satellites pour étudier les rayons cosmiques ayant des énergies inférieures à $\sim 10^{15}$ eV puisque leur flux est assez important (1 particule par $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ à 10^{11} eV)^c. Les rayons cosmiques chargés se faisant plus rare lorsque l'énergie augmente, il faut augmenter la surface de collection. Comme la taille et le poids des satellites sont limités, l'étude des particules de plus haute énergie est alors effectuée depuis le sol.

Même si le spectre des rayons cosmiques est dans l'ensemble bien ajusté avec une loi de puissance d'indice $\Gamma = 3$ (voir figure I.5), il présente quelques spécificités (Hanlon, 2008) :

- la région à très basse énergie : le spectre devient quasi plat pour des énergies inférieures à 10^9 eV. Les particules chargées sont en effet déviées par le vent solaire qui induit un champ magnétique ;
- la région du *genoux* : une cassure dans le spectre est visible entre 10^{15} et 10^{16} eV au niveau de laquelle l'indice spectral passe progressivement de 2.7 à 3.2. Les rayons cosmiques d'énergie inférieure au *genoux* proviennent d'accélérateurs présents dans notre Galaxie qui sont décrits dans la suite de ce chapitre ;
- la région de la *cheville* : vers 6×10^{18} eV, l'indice spectral redevient plus dur avec une valeur de ~ 2.5 au-delà de cette énergie. L'origine de ces rayons cosmique est très probablement extragalactique. comme celle du RC entre le genou et la cheville...

I.3 Les sources Galactiques

Comme leur nom l'indique, les objets Galactiques appartiennent à notre Galaxie, la Voie Lactée, qui est une galaxie spirale barrée d'environ 30 kpc^d de rayon. Elle contient environ 300 milliards d'étoiles qui en sont à différents stades de leur évolution. Lorsqu'une étoile massive

c. Voir par exemple les derniers résultats de l'expérience AMS : <http://www.ams02.org/>

d. Le parsec (pc) est une unité de distance défini comme la distance à laquelle une longueur d'une unité astronomique (distance Terre-Soleil) serait vue avec une taille angulaire de $1'' = \frac{1}{3600}^\circ$: $1 \text{ pc} \approx 3 \times 10^{16} \text{ m}$.

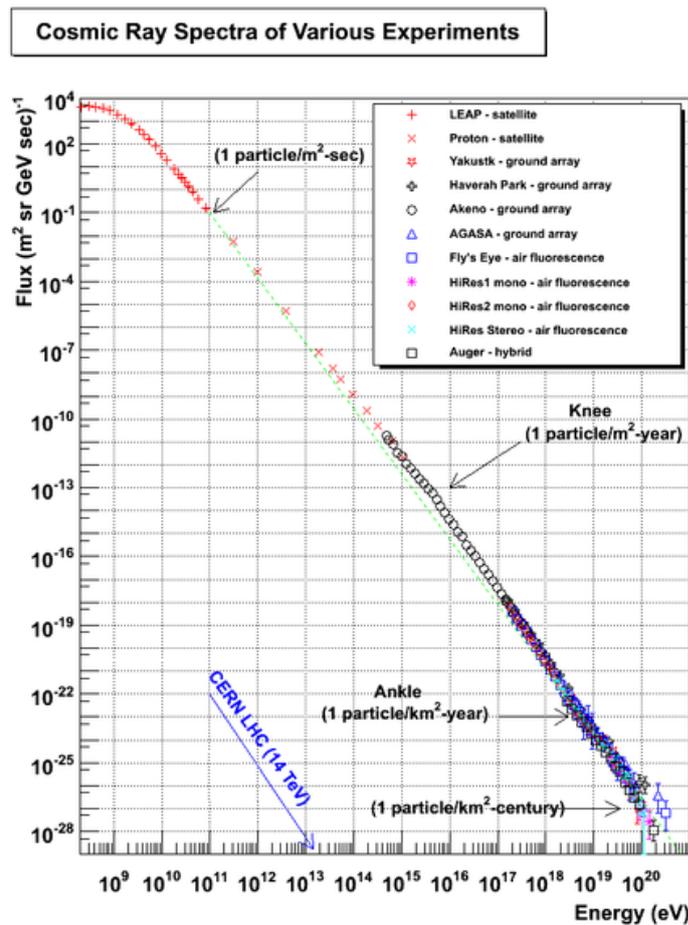


Figure I.5 - Spectre en énergie des rayons cosmiques. La flèche bleue indique l'énergie maximale atteinte par le LHC (*Large Hadron Collider*) au CERN, le plus puissant accélérateur de particules construit sur Terre à ce jour. La ligne verte correspond à un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 3$. (Hanlon, 2008)

(plus de $10 M_{\odot}^e$) arrive en fin de vie, c'est à dire lorsqu'elle a consommé tout son hydrogène, elle explose en supernova. Les objets Galactiques qui émettent principalement dans le domaine des rayons γ sont principalement liés à ce phénomène de supernova et plus particulièrement à l'évolution des résidus de l'étoile après explosion (vestige de supernova). Cette section a pour but de donner un aperçu des principales sources Galactiques qui sont détectées par le satellite *Fermi*.

a priori toujours : Pulsar = étoile à neutrons en rotation rapide

I.3.1 Les pulsars

Un pulsar (PSR) résulte de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en fin de vie. Cet objet, qui est généralement une étoile à neutrons, possède une densité voisine de la densité nucléaire ($\sim 10^{15} \text{ kg cm}^{-3}$) et a une masse d'environ $1.4 M_{\odot}$ (masse de Chandrasekhar) concentrée dans une sphère d'environ 10 km ~~environ~~ ^{de rayon (je suppose)}. Un pulsar est en rotation rapide (de quelques millisecondes à quelques secondes) et présente un fort champ magnétique (compris entre 10^8 et 10^{14} G^f contre 1 G pour une étoile de type Soleil). L'axe de l'origine du champ magnétique n'est généralement pas aligné avec l'axe de rotation.

e. Masse du Soleil : $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{30} \text{ kg}$.

f. Le Gauss est une unité de champ magnétique du système d'unités CGS : 1 Gauss (G) = 10^{-4} Tesla (T).

La densité d'énergie magnétique est si élevée que des paires (e^+ , e^-) se créent spontanément pour être ensuite accélérées au niveau de la magnétosphère. L'émission de photons observée est principalement due aux processus Bremsstrahlung, synchrotron et Compton inverse de ces leptons près du pulsar. Les détails de ces processus sont décrits au chapitre VI. Selon la longueur d'onde considérée, le faisceau de photons émis sera plus ou moins étroit. Du fait de la rotation du pulsar sur lui-même et si l'observateur se trouve dans le champ de vue balayé par ce faisceau, l'émission reçue depuis la Terre est observée de manière périodique. ~~Cette période est souvent différente suivant la longueur d'onde observée~~ : une seule pulsation est détectée en radio alors que 2 le sont généralement dans le domaine de la haute énergie.

Faux, les périodes sont identiques, en revanche les courbes de lumières peuvent être différentes Ce n'est qu'un des cas de figure (assez courant)

Près de 2300 pulsars sont détectés à ce jour^g. La majorité est détectée en radio mais de plus en plus sont également observés en optique dans les domaines des rayons X ou γ . Plus particulièrement, 117 pulsars sont détectés en γ par *Fermi* au-delà de 100 MeV, dont 30% ne présentent pas d'émission en radio (Abdo et al., 2013b)^h. Ces derniers sont classés dans le groupe *radio-quiet*, à l'opposé des pulsars *radio-loud* qui possèdent une contrepartie détectée dans le domaine radio. Ils ont une période de rotation de l'ordre de 0.1 seconde en moyenne. On distingue conventionnellement ces deux catégories de pulsar en utilisant la limite de luminosité de 30 μ Jy à une fréquence de 1400 MHz. Un troisième groupe de pulsars détectés par le LAT est formé des pulsars millisecondes, dont la période de rotation est extrêmement courte (atteignant 1 à 2 ms pour les plus rapides).

Moins de 10 pulsars détectés en optique pour leur immense majorité avec des magnitudes à la limite de ce que peuvent détecter les plus grands télescopes. Donc justement, l'émission optique apparaît comme une exception dans le spectre

Parmi les paramètres mesurés, la période de rotation P du pulsar et sa dérivée temporelle \dot{P} permettent de calculer son ralentissement \dot{E} et son âge caractéristique τ .

Le ralentissement \dot{E} , ou *Spin-down power*, est la vitesse à laquelle l'énergie de rotation des pulsars est dissipée et peut être estimée de la manière suivante :

$$\dot{E} = 4\pi I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad , \quad (\text{I.1})$$

où I est le moment d'inertie du pulsar, de l'ordre de 10^{45} g cm² (pour une masse de $\sim 1.4M_{\odot}$ et un rayon de ~ 10 km).

L'âge caractéristique τ donnant une estimation raisonnable de l'âge véritable du pulsar via la relation :

$$\tau = \frac{P}{2\dot{P}} \quad . \quad (\text{I.2})$$

Enfin, la mesure de dispersion, notée DM pour *Dispersion Measure*, correspond à la densité de colonne d'électrons pour une direction donnée et permet d'estimer la distance du pulsar (Cordes and Lazio, 2002). Suivant la valeur de DM , il est plus ou moins facile de détecter un pulsar dans le domaine radio en fonction de la ligne de visée. Il peut en effet y avoir un problème d'étalement temporel lorsque la quantité de matière ionisée sur la ligne de visée augmente, en particulier lorsqu'elle est distribuée de manière inhomogène. Le signal pulsé est alors diffusé par cette matière. Cet effet est particulièrement visible pour les jeunes pulsars ou les pulsars millisecondes présentant une période de pulsation rapide.

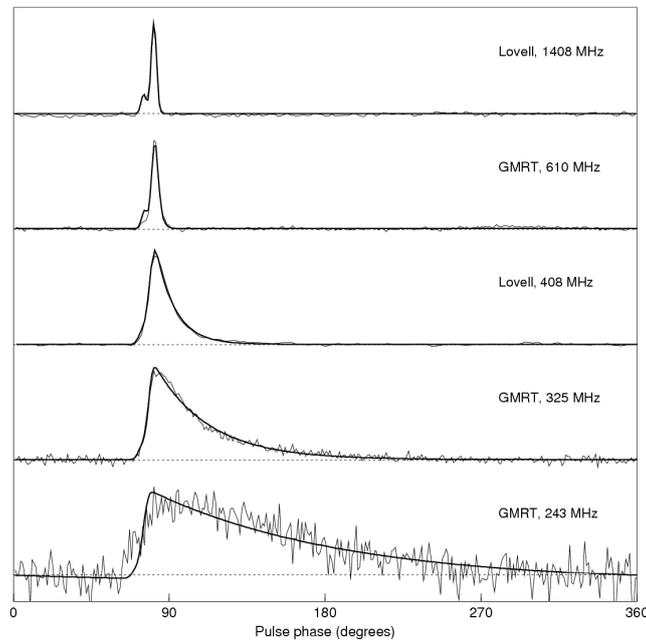
La figure I.6 illustre l'étalement de la phase en fonction de la fréquence utilisée pour l'observation

g. Pour avoir des informations sur tous les pulsars détectés : <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/expert.html>.

h. Les résultats détaillés du second catalogue des pulsars détectés par *Fermi* sont disponibles à l'adresse http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/2nd_PSR_catalog/

dans le domaine radio. En particulier, si la mesure de dispersion est grande alors l'étalement sera important aux basses fréquences. Au contraire, plus la fréquence est élevée et plus la taille du faisceau sera petite mais l'étalement temporel sera également moindre. Lors de recherches en radio pour tenter de découvrir de nouveaux pulsars, il faut donc optimiser les demandes d'observations des télescopes en fonction des informations disponibles sur la région d'intérêt : la résolution angulaire est par exemple d'environ $7'$ à 1400 MHz et de seulement $10''$ à 20 GHz.

Le problème n'est pas celui de la largeur du faisceau mais de la multiplicité des chemins pris par les différentes parties du faisceau radio pour nous parvenir. Mais cette discussion ne porte pas vraiment sur le DM qui se manifeste par une modification de la position du pulse observé en fonction de la fréquence d'observation mais plutôt sur la scintillation ou l'étalement du pulse en fonction de la fréquence



ATTENTION, comme la légende l'indique cette figure ne montre pas le DM mais l'étalement du pulse en fonction de la fréquence

Figure I.6 - Étalement de la pulsation provoqué par la diffusion du signal du pulsar par la matière ionisée présente sur la ligne de visée. (Lorimer and Kramer, 2012)

I.3.2 Les nébuleuses de pulsar

Lorsque les leptons sont arrachés de la surface du pulsar, ils peuvent être accélérés et s'échapper le long de ses lignes de champ magnétique. Leur propagation atteignant des vitesses très importantes par rapport à la vitesse du son dans le milieu extérieur, un front d'onde de choc se forme en avant du vent de particules relativistes. Cette onde délimite la nébuleuse de vent de pulsar, ou PWN pour *Pulsar Wind Nebula*.

Un exemple classique de PWN, montré à la figure I.7, est la nébuleuse du Crabe. Elle a été la première source à être détectée dans le domaine des très hautes énergies (Weekes et al., 1989). Longtemps considérée comme une "chandelle standard" du ciel γ , car non variable sur une longue échelle de temps, cela a été remis en cause lors de la détection d'importantes variations dans son flux et avec l'apparition d'une nouvelle composante durant ses sursauts d'activité.

ça mérite une petite référence...

Du fait de l'accélération de particules chargées dans la PWN, un rayonnement est produit et peut être observé sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Une émission synchrotron domine à basse énergie, tandis qu'un rayonnement provenant d'un processus généralement leptonique (Compton inverse ou Bremsstrahlung) est dominant à plus haute énergie. L'étude du spectre et des processus d'émission mis en jeu permettent de déduire un certain nombre de paramètres physiques de la source étudiée, tels que le spectre d'injection des leptons ou le

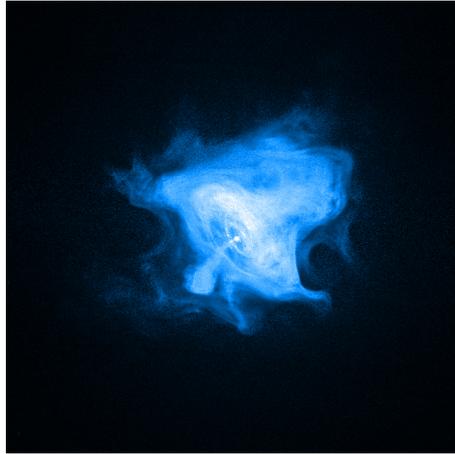


Figure I.7 - Image en rayons X du pulsar du Crabe entouré de sa nébuleuse vu par Chandra (Seward et al., 2006).

champ magnétique régnant dans la nébuleuse. Si le pulsar est éjecté de sa position d'origine après l'explosion de son étoile, son émission peut être excentrée par rapport à celle de sa PWN.

I.3.3 Les vestiges de supernova

Lors de l'explosion de l'étoile massive en supernova, les couches supérieures de cet astre sont éjectées et se propagent dans le milieu ambiant au-delà de la PWN du pulsar. Cette onde de choc constitue le vestige de supernova, ou SNR pour *SuperNova Remnant*. Contrairement aux ondes de choc constituant les PWNe, un SNR n'est pas entretenu par le pulsar et dépend uniquement de l'énergie libérée au cours de l'explosion, de l'ordre de $10^{50} - 10^{51}$ erg. Deux types de supernovæ sont définis à partir de leur étude spectrale et de leur courbe de lumière :

- les supernovæ thermonucléaires (de type Ia) sont produits après explosion violente d'une naine blanche accrétant progressivement la matière de son compagnon binaire jusqu'à atteindre la masse de Chandrasekhar. La supernova de type Ia est caractérisée par l'absence de raies d'hydrogène dans son spectre mais présente des raies de silicium ;
- les supernovæ de types Ib,c et II sont produits à la suite de l'effondrement du cœur d'étoiles massives. Au cours de la vie de l'étoile, des réactions de fusion thermonucléaire créent des atomes de plus en plus lourd (de l'hélium au fer). Ces éléments sont formés sur différentes couches : les plus lourds sont présents au centre de l'étoile et les plus légers à l'extérieur. Lorsque la masse du cœur atteint la masse de Chandrasekhar, la pression de radiation n'est plus assez importante pour permettre l'équilibre avec la force gravitationnelle : le cœur de l'étoile s'effondre en entraînant les couches supérieures. La matière alentour "rebondit" alors sur l'étoile à neutrons nouvellement formée, créant la supernova. Elle est dite de type II si la couche externe d'hydrogène est encore présente et de type Ib (respectivement Ic) si l'hydrogène (respectivement l'hydrogène et l'hélium) a été soufflée par les vents stellaires avant l'effondrement. On distingue les supernovæ de type Ia des Ib,c car ces derniers ne présentent pas de raies de silicium dans leurs spectres.

L'onde de choc créée par les éjecta a une vitesse importante. À l'endroit où elle vient choquer le milieu interstellaire, les particules chargées sont accélérées efficacement par les mécanismes de Fermiⁱ. Les SNRs, généralement en forme de "coquille", sont considérés aujourd'hui comme

i. Les mécanismes de Fermi sont proposés pour l'accélération de particules jusqu'à de très hautes énergies (Fermi, 1949). L'accélération de Fermi du premier ordre apparaît dans les chocs et celle du second ordre apparaît

les meilleurs candidats pour l'accélération des rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV voire du PeV. La forme du spectre de rayonnement du vestige est relativement similaire à celui des PWNe et présente généralement 2 composantes : une composante à basse énergie (dans le domaine radio) liée à l'émission synchrotron produite par les leptons chargés ayant été accélérés et soumis à un champ magnétique, et une composante à plus haute énergie (des rayons X aux très hautes énergies) liée aux processus hadroniques ou à la diffusion Compton inverse sur les photons ambiants. Si l'onde de choc du SNR atteint un nuage moléculaire avoisinant, son interaction avec les particules chargées accélérées peut entraîner une émission due au processus hadronique. Un exemple typique est celui de RX J1713.7–3946 représenté à la figure I.8. Cette source est un vestige détecté en rayons X interagissant avec un nuage moléculaire et émettant dans le domaine γ . Il a néanmoins été montré que son émission γ est d'origine leptonique (Acero et al., 2009). Cela n'exclut pas le fait que les protons soient aussi accélérés.

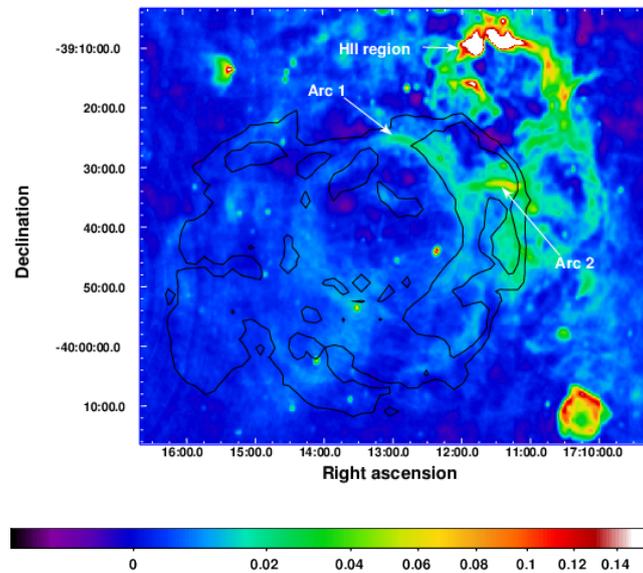


Figure I.8 - Image radio de la région du SNR RX J1713.7–3946 observée à 1.4 GHz. Les contours noirs représentent les contours du vestige observé par l'expérience XMM-Newton. L'émission radio intense observée au nord-ouest de la source correspond à un nuage moléculaire dense potentiellement en partie responsable de l'émission détectée à haute énergie (Acero et al., 2009).

I.3.4 Les binaires X

Les systèmes binaires sont constitués de deux étoiles qui orbitent autour de leur centre de masse commun. Les binaires X forment une sous-classe spéciale des systèmes binaires. Elles sont composées d'une étoile normale qui orbite avec une courte période autour d'une étoile à neutron ou d'un trou noir (étoile ayant subi un effondrement gravitationnel). Le rayonnement X provient de la quantité d'énergie dégagée par l'accrétion de la matière de l'étoile (pouvant être chauffée jusqu'à des températures du million de degrés) autour de l'objet compact. Dans le cas où ce dernier est un trou noir, un disque d'accrétion et des jets situés de part et d'autre de la singularité peuvent être observés. Toutefois, la nature de l'objet compact n'est pas connue dans la majorité des cas.

L'émission observée d'une binaire X peut soit avoir une origine thermique (observée principalement dans le domaine des rayons X), soit une origine non thermique lorsqu'il y a un disque dans l'environnement de gaz magnétisés. Plus de détails peuvent être trouvés dans Longair (2011).

d'accrétion (entraînant des émissions de photons via les processus synchrotron et Compton inverse). Il est néanmoins très difficile d'observer des binaires X aux hautes énergies à cause du phénomène d'absorption de photons. Ceci est en effet dû au processus de création de paires provenant de l'interaction des photons produits par l'objet compact avec ceux du domaine optique émis par l'étoile compagnon. Ce phénomène d'absorption est particulièrement efficace au dessus de la centaine de GeV (Aharonian et al., 2006a). À ce jour, seules 4 binaires X de fortes masses ont été identifiées à haute énergie par le *Fermi*-LAT (Nolan et al., 2012).

I.3.5 Le système solaire

Sur une plus courte échelle que les objets Galactiques présentés précédemment, les corps du système solaire produisent également un rayonnement γ . Ce rayonnement provient de l'interaction des rayons cosmiques chargés (principalement des protons) avec les couches les plus externes de ces corps.

Le Soleil a été la première source du système solaire à être détectée en rayons X et en rayons γ durant ses périodes de sursauts d'activité (Peterson and Winckler, 1959). Une seconde composante de l'émission du Soleil en rayons γ (l'émission continue) a été détectée quelques années après (Dolan and Fazio, 1965). L'analyse des données *Fermi* collectées durant les 18 premiers mois d'observation a ensuite permis de séparer clairement ces deux composantes dans le domaine γ (Abdo et al., 2011).

Le milieu de l'année 2013 a été une période de forte activité du Soleil, entraînant des éruptions solaires intenses de classes M voir X régulièrement détectées par le LAT. Les éruptions solaires sont classées en différentes catégories selon l'intensité maximale de leur flux thermique détecté en rayons X au voisinage de la Terre. Les classes M et X correspondent aux éruptions solaires les plus extrêmes, avec une intensité de 10^{-4} W m⁻² pour la classe X et une intensité de 10^{-3} W m⁻² pour la classe M. Un exemple d'une éruption solaire de classe X détectée par le LAT est donné à la figure I.9. L'observation prolongée du Soleil par le *Fermi*-LAT permet une étude approfondie de ces éruptions et de l'émission continue dans le domaine des rayons γ (*Fermi*-LAT collaboration, 2013).

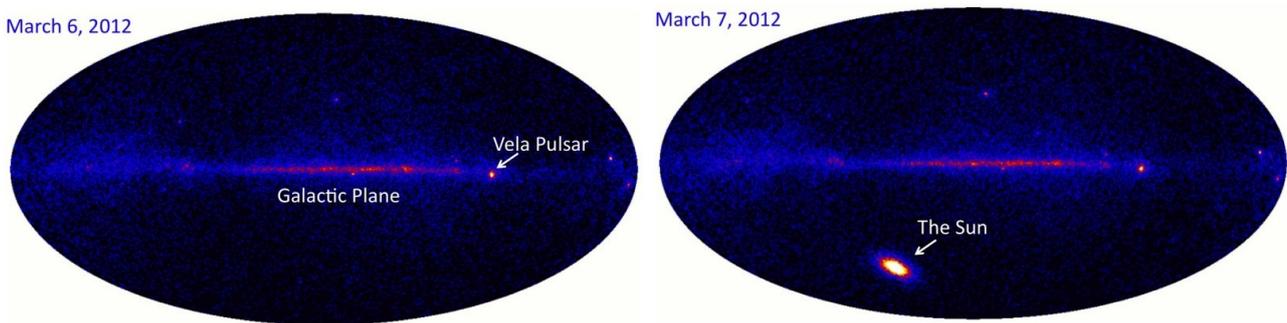


Figure I.9 - Cartes en coups des données du *Fermi*-LAT sur tout le ciel montrant l'éruption solaire de classe X du 7 mars 2012 (*droite*) par rapport au jour précédent où le Soleil n'était pas visible par-dessus le fond de photons (*gauche*). *Crédits : NASA, DOE, International Fermi LAT Collaboration.*

La Lune est également visible dans les domaines des rayons X et des rayons γ et elle fut détectée pour la première fois dans les hautes énergies par EGRET (Thompson et al., 1997). Les émissions dans le domaine d'énergie du LAT de la Lune et du Soleil peuvent être prises en compte lors d'analyses de données. Les détails de leur modélisation sont décrits dans Johan-

nesson et al. (2013).

Enfin, la Terre constitue la source la plus brillante détectée par le LAT du fait de sa proximité. L'émission γ "terrestre" est produite par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère de la Terre et est couramment appelée *albédo terrestre* (ou *Earth Limb* en anglais) par analogie avec l'albédo produit par réflexion des photons solaires visibles sur l'atmosphère. Ce rayonnement γ a été observé dès les années 1950 à l'aide d'expériences en ballons. Il a ensuite été confirmé dans le courant des années 1970 avec l'expérience *SAS-2* (Thompson et al., 1981).

L'albédo terrestre est un sujet d'étude important dans le domaine de l'astronomie γ (Abdo et al., 2009b), même s'il constitue seulement un "fond" pour l'étude des sources astrophysiques ponctuelles. Étant donné sa luminosité importante, ce rayonnement constitue en effet un très bon moyen de calibrer les instruments embarqués à bord de satellites. Par ailleurs, son étude est indispensable afin de mieux connaître et contraindre les interactions des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre et le champ magnétique local. Ainsi, bien que la direction observée par le LAT évite la Terre pendant les observations en mode nominal (le mode balayage, voir le chapitre III), des observations réalisées en mode pointé dans la direction de la Terre sont effectuées régulièrement.

I.4 Les sources extragalactiques

Cette section présente les différentes sources extragalactiques pouvant émettre dans le domaine des rayons γ : les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma.

I.4.1 Les noyaux actifs de galaxie

Un trou noir extrêmement massif (de 10^6 à 10^{10} masses solaires) est généralement présent au centre des galaxies les plus massives. La plupart sont discrets et n'indiquent leur existence que par des perturbations gravitationnelles, mais d'autres le sont beaucoup moins : il s'agit des Noyaux Actifs de Galaxie (ANG pour *Active Galactic Nucleus*). Ces objets se manifestent par la présence d'une émission extrêmement lumineuse souvent observable sur la quasi totalité du spectre électromagnétique. Le trou noir central attire la matière environnante qui forme alors un disque d'accrétion et émet des jets de particules relativistes suivant des directions privilégiées.

Les AGN constituent la classe d'objets la plus importante du catalogue des données *Fermi* obtenu avec les 24 premiers mois d'observation. En effet, le catalogue 2FGL ne recense pas moins de 1120 AGN sur les 1873 sources qu'il contient (Nolan et al., 2012).

I.4.2 Les sursauts gamma

Les sursauts γ (GRB pour *Gamma-Ray Burst*) sont des émissions brèves et intenses s'étendant sur une plage en énergie de quelques keV à plusieurs MeV et ne se reproduisant pas dans le temps. Ils ont été découverts par la série de satellites militaires américains Vela dans les années 60, initialement conçus pour observer les émissions liées aux essais nucléaires atmosphériques (Turman, 1977). Les observations en optique de ces objets ont permis de mesurer leur décalage vers le rouge, favorisant une origine à très grande distance.

Les études des GRBs effectuées depuis le lancement en 1991 de la mission BATSE à bord de CGRO a permis de mettre en évidence deux classifications des sursauts : les longs (plusieurs secondes à quelques minutes détectés autour de 100 keV) et les courts (moins de 2 secondes à plus haute énergie). Les GRBs longs proviendraient de l'effondrement du cœur d'une étoile massive en rotation. Quant au progéniteur des GRBs de courte durée, son type est plus incertain même si la fusion d'étoiles à neutrons est à ce jour le scénario privilégié.

nombreuse

Le spectre des GRBs à haute énergie présente une émission dite “prompte” et une autre dite “rémanente”. L’émission prompte est brève, très variable et présente un spectre non-thermique dont le maximum en puissance se situe entre 100 keV et quelques MeV. Elle serait produite par des électrons accélérés durant des chocs non collisionnels à l’intérieur de jets relativistes fortement collimatés (Narayan et al., 1992). L’émission rémanente suit l’émission prompte et consiste en une décroissance lente du flux, généralement observée du domaine radio aux rayons X pour une période allant de quelques heures à quelques années selon les cas. Elle proviendrait de la décélération du jet relativiste dans le milieu environnant.

Après trois années d’observation du ciel en rayons γ , le GBM embarqué à bord du satellite *Fermi* a détecté 733 GRBs dont 35 présentent une contrepartie significative dans les données du *Fermi*-LAT. Parmi ces derniers, 28 GRBs ont été détectés au-delà de 100 MeV et 7 au-delà de ~ 20 MeV (Fermi-LAT Collaboration, 2013). La statistique croissante des sursauts permet d’essayer de mieux comprendre leurs progéniteurs et les processus d’émission mis en jeu, mais aussi d’étudier des lois plus fondamentales, comme la violation de Lorentz prédite par les théories de gravité quantique (Vasileiou et al., 2013). L’étude des GRBs permet également de sonder des régions très éloignées et donc jeunes de l’Univers.

I.5 Les émissions diffuses

Le ciel des rayons γ est dominé par une émission diffuse dont l’émission principale provient clairement du plan Galactique (voir figure I.4). Une autre émission diffuse, isotrope et très certainement d’origine extragalactique, est également détectée dans le domaine de la haute énergie. La compréhension et une modélisation correcte de ces fonds diffus sont importants lors de l’étude d’une région du ciel afin d’exclure une fluctuation statistique et de confirmer l’existence d’une source.

I.5.1 Le fond diffus Galactique

Le rayonnement diffus Galactique a été découvert dans le domaine des hautes énergies en 1968 à l’aide du satellite *OSO-3* (Clark et al., 1968). Ses observations ont montré l’existence d’un fond diffus proche de la partie centrale de la Galaxie, mais il faudra attendre les expériences *SAS-2* (Fichtel et al., 1975) et *COS-B* (Bignami et al., 1975) pour avoir une première comparaison des observations au-delà de 100 MeV avec les modèles théoriques. Les observations de ces deux expériences ont ainsi indiqué une corrélation entre l’intensité du rayonnement γ et la densité de colonne de gaz totale à des latitudes Galactiques moyennes. Les instruments de plus en plus modernes dédiés au domaine des rayons γ ont ensuite permis de mieux contraindre les distributions spatiale et spectrale de l’émission observée (Hunter et al. (1997) pour EGRET et Strong et al. (2003) pour des énergies plus faibles avec INTEGRAL/SPI).

L’émission diffuse Galactique observée en rayons γ est aujourd’hui interprétée étant comme une superposition de plusieurs contributions. Une première partie de ce rayonnement γ est produit par la décroissance de pions neutres π^0 engendrés par les collisions des particules du rayonnement cosmique (protons et noyaux) avec le gaz interstellaire. Une deuxième contribution proposée est l’interaction des électrons des rayons cosmiques avec le gaz qui constitue le milieu interstellaire en produisant un rayonnement via le processus Bremsstrahlung. Enfin, une troisième partie de l’émission γ provient vraisemblablement de l’interaction des photons peu énergétiques du milieu interstellaire sur les électrons des rayons cosmiques, produisant des photons par diffusion Compton inverse. Ces différents processus d’émission γ sont présentés en détails au chapitre VI.

La modélisation de cette émission diffuse dépend donc de notre connaissance de la répartition du gaz dans la Galaxie et de la densité locale de rayons cosmiques. Le centre de la Galaxie contient par exemple une quantité importante de sources où le gaz et les photons sont présents en grande quantité : le maximum d'émission du fond diffus Galactique provient ainsi de cette région du ciel. Ce maximum d'intensité est clairement visible sur la figure I.4.

Le modèle standard de l'émission diffuse Galactique est développé en prenant en compte les modèles de propagation du rayonnement cosmique, les spectres des protons et des électrons (en lois de puissance), les densités de gaz, les champs de photons ainsi que la distribution des champs magnétiques (Strong et al., 2000). L'ensemble de ce modèle a tout d'abord été généré par le code numérique GalProp^j qui permet de calculer la propagation des particules chargées relativistes et de modéliser leur interaction avec le milieu interstellaire. Actuellement, afin d'ajuster beaucoup plus précisément l'émission diffuse Galactique aux données du LAT, le modèle spatial et spectral de cette émission est directement obtenu à partir de l'observation des raies spectrales de H_I et de CO afin de tracer la répartition de H₂. En utilisant des données infra-rouge sur la densité de colonne de la poussière, l'estimation de l'épaisseur optique de H_I a été améliorée, en particulier dans certaines directions où cette épaisseur était sur ou sous-estimée. La distribution de gaz est ainsi dérivée à partir de ces données et sa modélisation est répartie en cercles Galactocentriques. Le modèle d'émission Compton inverse est quant à lui encore calculé en utilisant l'outil GalProp.

Le modèle distribué par la collaboration^k est un fichier au format FITS (*Flexible Image Transport System*^l) permettant d'avoir les informations en énergie et sur la distribution spatiale du modèle de l'émission diffuse Galactique. Il est composé de 30 cartes correspondant à une gamme en énergie espacée logarithmiquement entre 50 MeV et 600 GeV. Les émissivités de chacune de ces cartes ont été ajustées aux 24 premiers mois de données du LAT. Dans ces cartes, plusieurs modèles, ou *templates*, ont du être ajoutés dans des régions où des excès de l'émission diffuse ont été identifiés :

- Loop I est une boucle géante radio s'étendant sur plus de 100° au nord du centre Galactique également détectée dans le domaine γ (Casandjian et al., 2009) ;
- les Bulles de *Fermi* (Lobe Nord et Lobe Sud) sont deux structures étendues détectées de part et d'autre du centre Galactique. Elles seront décrites plus en détails ci-après ;
- trois *templates* uniformes en intensité sont ajoutés afin de prendre en compte plusieurs excès sont encore présents après l'ajustement du modèle de l'émission diffuse Galactique et des *templates* décrits ci-dessus.

Je pense qu'il manque un qui
Les propriétés spectrales de ces différents *templates* sont spécifiques à chaque région modélisée. Ainsi, chaque modèle est distinct et peut être ajusté indépendamment de l'émission diffuse Galactique.

La figure I.10 représente la carte du modèle, sur l'ensemble du ciel, de l'émission diffuse Galactique utilisé pour cette thèse (*gal_2yearp7v6_v0.fits*). Les *templates* de Loop I et des lobes Nord et Sud des Bulles de *Fermi* sont clairement visibles à ces énergies. Le spectre en rayons γ du fond diffus Galactique est montré à la figure I.11 (courbe bleue) pour la région du centre Galactique. Son émission est nettement dominante par rapport aux sources ponctuelles (courbe jaune) et à l'émission diffuse isotrope (courbe marron, voir la prochaine sous-section pour les détails). Néanmoins, le modèle total (courbe magenta) sous-prédit les données à partir de quelques GeV. Une explication possible pourrait être la contribution de sources ponctuelles (pulsars, nébuleuses de pulsars, vestiges de supernovæ) n'ayant pas encore été identifiées, qui

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

k. Les modèles des émissions diffuses sont disponibles à l'adresse suivante : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

l. Pour plus d'information sur le format FITS, voir <http://fits.gsfc.nasa.gov/>.

ne sont donc pas prise en compte dans le modèle (Ackermann et al., 2012a).

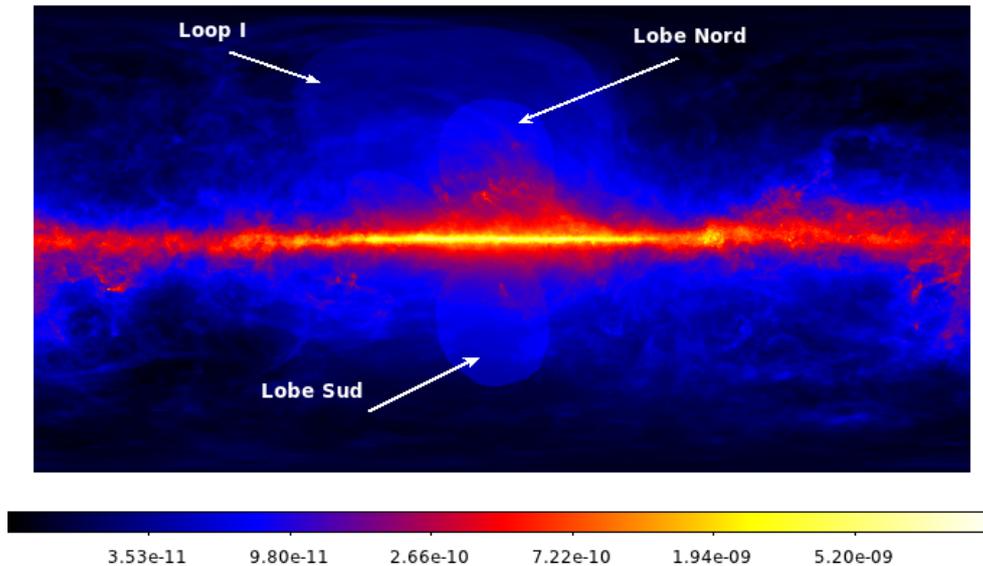


Figure I.10 - Intensité de l'émission diffuse Galactique en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$, obtenue à partir du modèle décrit dans le texte. La plage en énergie sélectionnée s'étend de 465 à 645 MeV environ.

I.5.2 Le fond diffus extragalactique

L'émission diffuse extragalactique observée en rayons γ est de plus faible amplitude que la composante Galactique. Cette émission a été mise en évidence pour la première fois par le satellite *SAS-2*, peu de temps après sa découverte de l'émission diffuse Galactique (Fichtel et al., 1978). Les observations ont en effet montré l'existence de deux composantes d'émission diffuse : l'une montrant une bonne corrélation avec la distribution de matière Galactique, l'autre présentant un spectre en énergie beaucoup plus raide. Ensuite, une étude effectuée par EGRET, avec un sensibilité dix fois meilleure, a permis de mieux mesurer le flux de l'émission diffuse extragalactique : son spectre est caractérisé par une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2.10 \pm 0.03$ de 30 MeV à 100 GeV et son émission est isotrope. Son flux intégré au-delà de 100 MeV et de $(1.45 \pm 0.05) \times 10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Sreekumar et al., 1998).

Ce fond provient très vraisemblablement de la superposition de contributions provenant en partie de sources extragalactiques non résolues telles que des noyaux actifs de galaxie, des sursauts gamma, des phénomènes transitoires dont le flux se trouve en-dessous du seuil de détection de l'instrument, etc... D'autres hypothèses qui exotiques ont également été invoquées pour expliquer le fond diffus extragalactique, telle que celle de la désintégration ou l'annihilation de particules de matière noire (Dermer, 2007).

L'étude de l'émission diffuse extragalactique par la collaboration *Fermi* a été effectuée sur une région restreinte du ciel, éloignée du plan Galactique ($|b| > 30^\circ$) afin de s'affranchir au mieux de l'émission intense Galactique. Son spectre est correctement ajusté par une loi de puissance d'indice spectral plus mou que celui estimé par EGRET ($\Gamma = 2.41 \pm 0.05$) avec un flux intégré entre 0.1 et 100 GeV de $(1.03 \pm 0.17) \times 10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Abdo et al., 2010i).

Le fond diffus extragalactique étant réparti de manière isotrope sur l'ensemble du ciel, son modèle fournit par la collaboration *Fermi*-LAT se trouve sous la forme d'un simple fichier texte.

Cependant, ce fichier texte contient, en plus du modèle de l'émission issue extragalactique, l'information sur l'émission résiduelle isotrope de rayons cosmiques interprétés comme des photons. Ce modèle total, appelé émission isotrope, est représenté par la courbe en tiret-pointillé (couleur marron) sur la figure I.11.

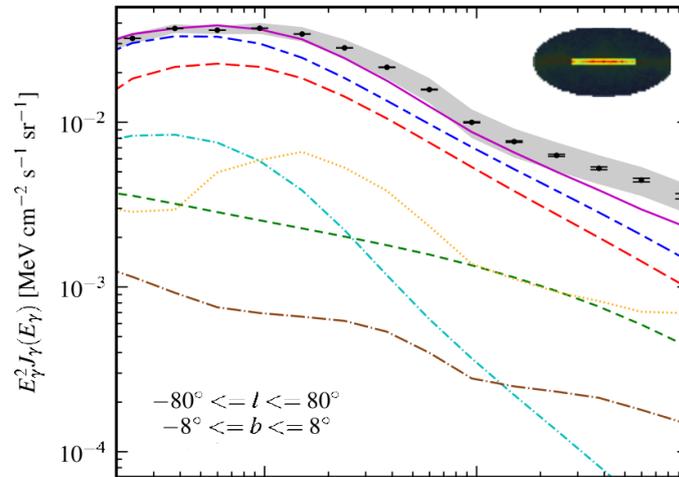


Figure I.11 - Distribution spectrale en énergie des émissions provenant de la région du centre Galactique. Les points noirs représentent les points spectraux obtenus dans la région du centre Galactique dans laquelle l'émission diffuse Galactique est la plus importante. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude statistique et la zone grisée montre les incertitudes systématiques. Le modèle isotropique est indiqué en marron (tiret-pointillé) et l'émission des sources ponctuelles détectées en jaune (pointillé). L'émission diffuse Galactique (tireté, bleu) est divisée en trois émissions provenant de : la désintégration des pions (pointillé long, rouge), la diffusion Compton inverse (pointillé moyen, vert) et l'émission Bremsstrahlung (pointillé-point, cyan). Le modèle de l'émission totale de ces différentes composantes est indiqué par la ligne continue en magenta. (Ackermann et al., 2012a)

I.5.3 Les Bulles de *Fermi*

La découverte de “bulles” dans le domaine de la haute énergie est l'une des surprises révélées par les données du *Fermi*-LAT : en utilisant un peu plus d'une année et demi de données du LAT, Su et al. (2010) ont mis en évidence deux excès par rapport aux modèles au-delà de 1 GeV. Ces Bulles correspondent à deux zones d'émission à grande échelle s'étendant chacune sur 50° de part et d'autre du centre Galactique, impliquant une taille de plusieurs kiloparsecs. Ces deux structures sont bien visibles sur la figure I.12 (*gauche*) où elles apparaissent sous la forme d'une hélice verticale à deux pâles. Cette carte a été construite à partir de la carte des données du LAT de l'ensemble du ciel à laquelle ont été soustraits les sources brillantes et le modèle de l'émission diffuse. L'émission de rayons γ associée aux Bulles possède un spectre significativement plus dur que celui de l'émission diffuse.

Les Bulles de *Fermi* sont spatialement corrélées avec l'excès de signal révélé par WMAP (communément appelé “*WMAP Haze*”) dans le domaine de micro-ondes, détecté dans une région située à 10-20° du centre Galactique (Finkbeiner, 2004). Les données du satellite *Planck*, récemment rendues en partie publiques, ont confirmé le *WMAP Haze*. La figure I.12 (droite) montre la corrélation spatiale entre les Bulles de *Fermi* (en bleu) avec les données de *Planck* (à 30 GHz en rouge et à 44 GHz en jaune)^m. L'existence de telles structures dans le domaine des

m. Pour plus de détails, voir par exemple cette présentation au 4^{ème} symposium Fermi : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/mtgs/symposia/2012/program/special/IGrenier.pdf> ou la conférence dédiée aux

rayons X avait déjà été montrée dans les années 90 par l'expérience ROSAT (Sofue, 2000). Cette émission observée en rayons X est alignée avec les contours extérieurs des Bulles de *Fermi*.

L'origine de ces bulles reste encore un mystère, mais elles pourraient avoir été créées par deux jets de particules émis à grande vitesse lors d'accrétion de matière par le trou noir central. Bien qu'aujourd'hui aucun jet de ce type n'ait été observé dans la Galaxie, des épisodes d'activité particulièrement intense ont pu avoir lieu dans le passé.

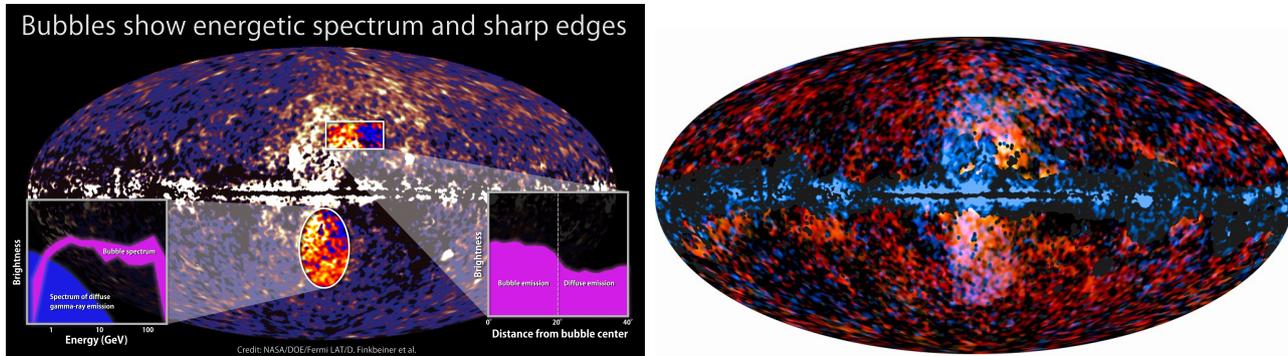


Figure I.12 - Cartes du ciel illustrant les Bulles de *Fermi*. *Gauche* : bulles géantes révélées par les données du satellite *Fermi*, entre 1 et 10 GeV. Crédits : NASA/DOE/*Fermi* LAT/D. Finkbeiner et al. *Droite* : image composite multi-longueur d'onde montrant la distribution spatiale du Haze de Planck (à 30 GHz en rouge et à 44 GHz en jaune) superposée aux Bulles de *Fermi* (entre 10 et 100 GeV, en bleu). Crédits : ESA/*Planck* Collaboration et NASA/DOE/*Fermi* LAT/Dobler et al./Su et al.

I.6 La matière sombre

Les sources astrophysiques décrites dans les sections précédentes sont constituées uniquement de baryons. Or le modèle actuel, soutenu par les observations cosmologiques, prédit que l'Univers actuel contient seulement 4.8% de matière baryonique (Planck Collaboration et al., 2013). Environ un quart de l'énergie de l'Univers serait composé de matière sombre et fraction restante d'énergie sombre. Dans cette section, nous nous intéressons brièvement au cas de la matière sombre, dont on suppose que l'annihilation pourrait être observée notamment dans le domaine des rayons γ .

Le premier indice de l'existence de la matière sombre provient de l'étude de l'amas de Coma par Zwicky en 1933. Il a en effet mis en évidence la vitesse élevée de certaines galaxies de cet amas qui ne pouvait pas être uniquement expliquée par la masse apparente estimée à partir de la luminosité de l'amas (Zwicky, 1937, 1951). Cette observation impliquait ainsi une masse dite "dynamique" (soumise à la gravitation) beaucoup plus importante que la masse lumineuse. Il fallut attendre environ 40 ans pour que la question de cette masse manquante soit à nouveau étudiée (Rubin and Ford, 1970) : la mesure des courbes de rotation de toutes les galaxies spirales sont aplaties, comme illustré à la figure I.13, ce qui indique la présence de masse sur des distances plus grandes que la taille du disque lumineux. Néanmoins, la nature des particules constituant cette matière demeure encore inconnus de nos jours.

Plusieurs candidats ont été suggérés comme constituants de la matière sombre, le meilleur d'entre eux demeurant le neutralino χ . Cette particule supersymétrique relativement massive (de masse comprise entre quelques GeV et quelques TeV) pourrait interagir par interaction faible. Une telle particule (hypothétique) est dite de type WIMP (pour *Weakly Interacting*

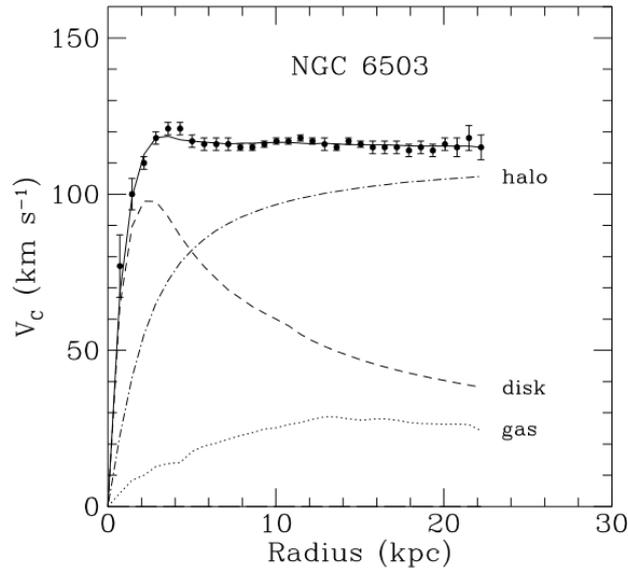


Figure I.13 - Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 (Begeman et al., 1991). La contribution du halo correspond à une masse que l'on doit ajouter pour expliquer le fait que la courbe reste plate lorsque l'on s'éloigne du centre de la galaxie.

Massive Particles). En supposant que ces particules puissent s'annihiler de la manière suivante : $\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$, la détection d'un excès de photons par rapport au fond attendu constituerait une signature de l'existence de la matière sombre. Ceci permettrait d'avoir une précieuse indication quant à la nature et aux propriétés des particules qui la constituent.

Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance des fonds diffus et des sources astrophysiques pour espérer détecter un signal de matière sombre. Grâce à une meilleure sensibilité que ses prédécesseurs, le LAT devrait permettre de contraindre de façon plus précise les modèles décrivant la matière noire, son comportement et ses interactions. Jusqu'ici, ses observations n'ont pas permis de révéler une signature de la présence de matière sombre mais certaines contraintes sur les modèles ont pu être ~~faites~~ établies (Abdo et al., 2010a; Ackermann et al., 2011).

CHAPITRE II

La région de HESS J1745-303 et du pulsar de la Souris

Sommaire

II.1	Introduction	25
II.2	Les informations provenant des domaines des hautes et très hautes énergies.	27
II.2.1	La source HESS J1745-303 vue par H.E.S.S.	27
II.2.2	La source EGRET 3EG J1744-3011.	28
II.2.3	Les sources <i>Fermi</i> du catalogue 2FGL	30
II.3	Autre contenu astrophysique	30
II.3.1	Les pulsars et leurs nébuleuses	30
II.3.2	Les sources détectées en rayons X.	33
II.3.3	Les vestiges de supernova	35
II.3.4	Estimation des champs de photon	36
II.3.5	Données CO	36
II.3.6	Masers OH	39
II.4	Conclusion	39

II.1 Introduction

Le plan Galactique est une région d'émission intense dans le domaine des hautes énergies observé par le *Fermi*-LAT. En plus de l'émission diffuse Galactique qui y est dominante (voir chapitre I), il présente une quantité de sources largement plus importante que partout ailleurs dans le ciel (voir figure II.1-*gauche*). Dans le plan, la distribution des sources n'est pas homogène comme le montre la figure II.1-*droite*. La région présentant la plus grande détection de sources n'est pas la région du centre Galactique, comme l'on pourrait s'y attendre, mais elle se trouve plus à l'ouest ($\ell = 24^\circ$). En effet, la région du centre Galactique est certes une région peuplée par un nombre conséquent d'étoiles mais elle présente une émission diffuse importante. De plus, la résolution angulaire du LAT n'est pas toujours optimale pour différencier plusieurs émissions proches, en particulier pour des sources émettant essentiellement dans des énergies proches du ~~MeV~~.

de la centaine de MeV

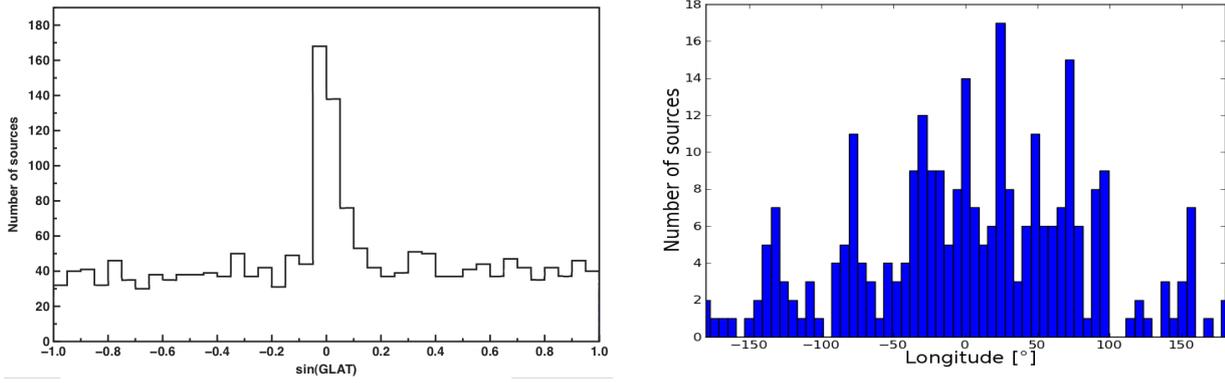


Figure II.1 - Nombre de sources du catalogue 2FGL de *Fermi* en fonction de la latitude (*gauche*, adapté de Nolan et al. (2012)) et de la longitude (*droite*).

La source d'intérêt HESS J1745-303, qui sera étudiée tout au long de ce manuscrit, se situe dans la région du centre Galactique. Les sources astrophysiques suivantes ont été détectées dans cette région (liste non exhaustive) : 13 SNRs (Green, 2009); 39 pulsars (Manchester et al., 2005); 4 sources γ détectées par EGRET (Hartman et al., 1999); 14 sources ponctuelles γ détectées par le LAT (Nolan et al., 2012) dont 1 pulsar confirmé (PSR J1747-2958) et 4 sources qui pourraient potentiellement être associées à un SNR ou à une PWN. La figure II.2 illustre les sources du catalogue 2FGL et les restes de supernova présents dans 3° autour du centre Galactique.

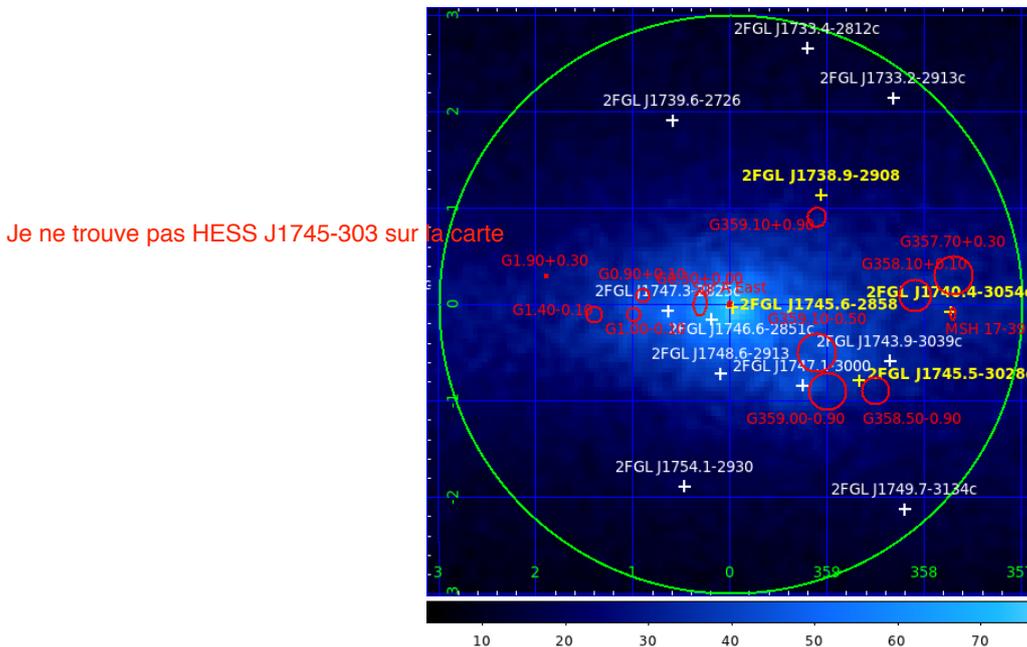


Figure II.2 - Carte en coups des données du *Fermi*-LAT entre 100 MeV et 100 GeV. Le cercle vert indique la région de 3° de rayon centrée sur le centre Galactique. Les localisations des SNRs sont indiqués en rouge. Les positions des sources du catalogue 2FGL sont indiquées par les croix blanches et les sources ayant une potentielle contrepartie avec un SNR ou une PWN sont indiqués en jaune.

HESS J1745-303 est une source de rayonnement γ encore énigmatique de nos jours détectée au sud-ouest du centre Galactique. Le cadre jaune représenté sur la carte des données radio

de la figure II.3 indique la taille de la région d'intérêt centrée sur la source HESS J1745–303, située à environ 1° du trou noir central de la Galaxie Sagittarius A*. Différentes émissions sont détectées dans la région proche de cette source dans une large plage de longueurs d'onde, de la radio au rayonnement γ de très haute énergie. Ce chapitre présente une synthèse des connaissances actuelles disponibles sur cette région.

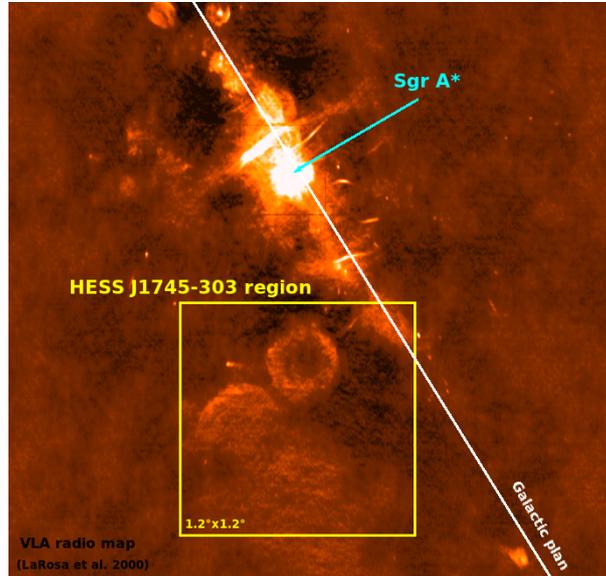


Figure II.3 - Carte des données radio de la région centrale de notre Galaxie (LaRosa et al., 2000) montrant la position du trou noir central Sgr A* (cyan), le plan Galactique (blanc) et la région de HESS J1747-303 (jaune) correspondant à la région étudiée dans cette thèse.

II.2 Les informations provenant des domaines des hautes et très hautes énergies

II.2.1 La source HESS J1745–303 vue par H.E.S.S.

La source HESS J1745–303 fut tout d'abord détectée par l'expérience H.E.S.S. lors de l'observation de la région du Centre Galactique au cours de l'été 2004 (Aharonian et al., 2006c), durant laquelle elle fut observée durant un temps total accumulé de 35 heures sur une plage en énergie de $[0.35 - 1.5]$ TeV. Un nouveau pointage en direction de cette région a ensuite permis d'étudier cette source plus en détails grâce à une accumulation de 79 heures de temps d'exposition (Aharonian et al., 2008) et à une plage en énergie élargie jusqu'à 30 TeV.

Cette dernière analyse montre l'existence dans le domaine du TeV d'une source asymétrique étendue dont les contours d'excès sont indiqués en noir à la figure II.4. Son émission est spatialement modélisée par un disque de 0.4° de rayon centré sur la position (R.A.= 266.26° , Dec= -30.37°) pour le calcul de son flux total. Trois structures principales sont distinguées à l'intérieur de cette source étendue et sont dénommées régions A, B et C (indiquées en blanc à la figure II.4). L'émission dominante provient de la région A, dont le flux a été estimé à partir d'une région d'intégration circulaire de 0.14° de rayon. Les régions B et C ont des émissions plus faibles, qui ont toutes les deux été calculées avec un rayon d'intégration de 0.1° de rayon. La forme spectrale retenue pour ces trois sources est une loi de puissance simple dont les normes et les indices spectraux ont été ajustés sur les données contenues dans les rayons d'intégration spécifiques pour chaque source. Les valeurs de ces paramètres sont données dans le tableau II.1.

Ces trois sources sont indiquées en rouges à la figure II.13, et les contours de significativité de 4 à 7σ de l'émission détectée par H.E.S.S. y sont indiqués en bleu.

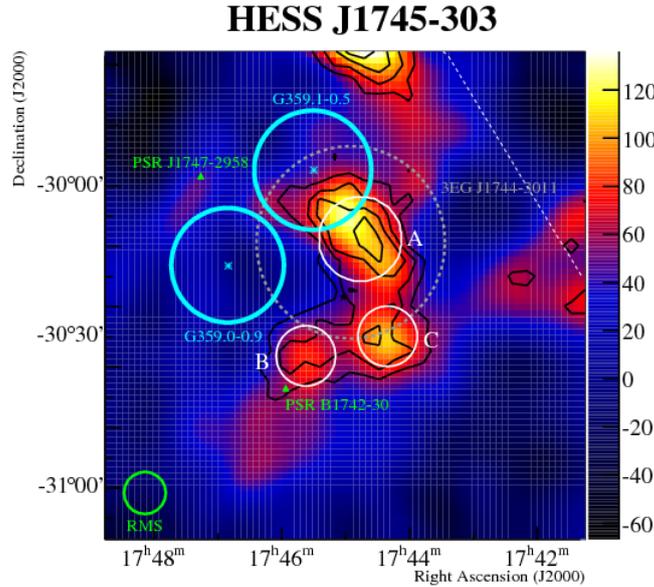


Figure II.4 - Carte d'excès en coups obtenue avec les données H.E.S.S. (pour des énergies allant de 1 à 10 TeV) avec en noir les contours de significativité de 4 à 7σ . Les trois régions d'émissions A, B et C sont représentées par des cercles blancs. Des contreparties possibles sont indiquées en cyan (SNR), en vert (pulsars) et en gris (source EGRET). (Aharonian et al., 2008)

Region	F(1-10 TeV) $\times 10^{-12} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$	% total	Γ
Full	1.63 ± 0.16	100	2.71 ± 0.11
A	0.25 ± 0.04	15 ± 3	2.67 ± 0.14
B	0.11 ± 0.02	6 ± 2	2.93 ± 0.21
C	0.14 ± 0.03	8 ± 2	2.86 ± 0.27

Tableau II.1 - Flux intégrés entre 1 et 10 TeV des trois régions A, B et C de HESS J1745-303, comparé au flux intégré de la source totale. L'indice spectral Γ provient de l'ajustement des spectres de chaque région. (Aharonian et al., 2008)

II.2.2 La source EGRET 3EG J1744-3011

La source HESS J1745-303 est loin d'être isolée dans cette région du ciel, comme l'illustre la figure II.4. Une partie de l'émission au TeV est en coïncidence spatiale avec la source EGRET non identifiée 3EG J1744-3011 (Hartman et al., 1999), qui apparaît en pointillés gris sur la figure II.4 correspondant au cercle d'erreur sur sa position avec un niveau de confiance de 95%). Les caractéristiques spectrales et spatiales de cette source sont données au tableau II.2.

Le flux intégré entre 100 MeV et 10 GeV de cette source EGRET est de $(63.9 \pm 7.1) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour un indice de 2.17 ± 0.08 . L'extrapolation à très haute énergie de cette loi de puissance entraîne un flux intégré entre 1 et 10 TeV incompatible avec celui observé par H.E.S.S. (voir figure II.5). Il est néanmoins possible d'ajuster les données H.E.S.S. et EGRET à l'aide d'une loi de puissance couplée d'une coupure exponentielle dont l'énergie de coupure vaut

$\sim (3.0 \pm 1.5)$ TeV (Aharonian et al., 2008). Mais la taille du rayon d'incertitude sur la position de 3EG J1744–301 étant assez importante (0.32°), les photons associés à cette source pourraient soit provenir du même lieu d'émission de HESS J1745–303 ou bien être liés aux SNRs proches (G359.0-0.9 ou G359.1-0.5).

Une étude de la variabilité des sources détectées par EGRET a été faite par Torres et al. (2001). Les pulsars ont été pris comme sources de référence car ils sont considérés comme étant non variables : leur flux est en moyenne constant sur une période assez longue (de l'ordre de quelques semaines ou quelques mois par exemple). Cette étude a montré que la source 3EG J1744–3011 présente une variabilité significative à 3σ sur une échelle de temps de l'ordre de l'année. Cependant, aucune variabilité temporelle n'est détectée pour la source H.E.S.S.

Source EGRET	F(0.1-10 GeV) $\times 10^{-8} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$	Γ	Position (R.A., Dec., Θ_{95})
3EG J1744–3011	63.9 ± 7.1	2.17 ± 0.08	(266.23°, -30.19°, 0.32°)

Tableau II.2 - Caractéristiques spectrales et spatiales de la source 3EG J1744–3011, modélisée avec une loi de puissance simple d'indice spectral Γ . L'erreur sur la position Θ_{95} est donné avec un niveau de confiance de 95%. (Hartman et al., 1999)

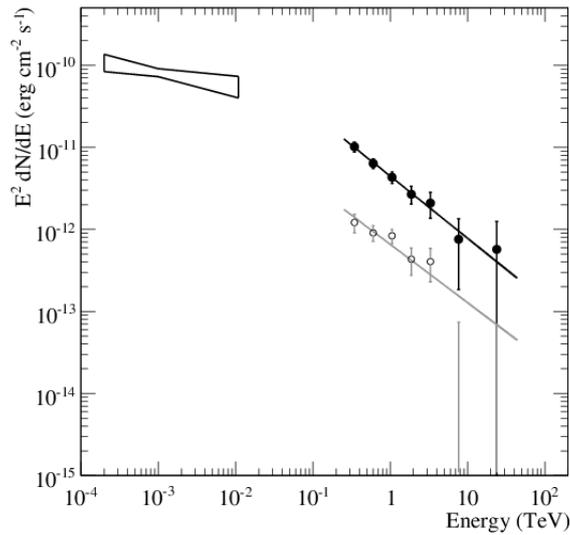


Figure II.5 - Distribution spectrale en énergie dans le domaine de la très haute énergie provenant de la source HESS J1745–303 (points solides) et de seulement de la région A (cercles ouverts). Le papillon correspondant au flux de 3EG J1744–3011 est indiqué pour comparaison. (Aharonian et al., 2008)

Au moment de l'étude effectuée sur cette région par la collaboration H.E.S.S. (Aharonian et al., 2008), l'association des sources 3EG J1744–301 et HESS J1745–303 était donc défavorisée par les différents arguments présentés dans cette sous-section. La caractérisation de cette partie du ciel par le *Fermi*-LAT était donc attendue afin de mieux estimer la conte-partie possible au GeV de l'émission observée au TeV.

La source 3EG J1744–3011 est la seule émission détectée par EGRET dans cette région du ciel. Aucun signal, continu ou pulsé, provenant du pulsar de la Souris (aka PSR J1747–2958, dont les caractéristiques sont décrites à la section suivante) n'a été détecté par EGRET.

II.2.3 Les sources *Fermi* du catalogue 2FGL

Deux sources ponctuelles en coïncidence spatiale avec une partie de l'émission de la source étendue HESS J1745–303 ont été détectées dans les données de l'instrument *Fermi*-LAT pour la première fois en 2012 (Nolan et al., 2012). En effet, les deux sources 2FGL J1743.9-3039c et 2FGL J1745.5-3028c ont été révélées dans cette région lors de la recherche et la caractérisation des sources effectuées de manière automatique pour l'élaboration du catalogue 2FGL, utilisant 24 mois de données. Elles sont toutes deux modélisées avec de simples lois de puissance dont les caractéristiques sont données dans le tableau II.3. La source 2FGL J1745.5-3028c est spatialement coïncidente avec la région B de la source H.E.S.S. alors que 2FGL J1743.9-3039c est excentrée d'environ 0.3° de la région C. Les positions de ces sources sont indiquées en cyan à la figure II.13. Une contrepartie à la source HESS J1745–303 est donc envisageable avec les données *Fermi*-LAT.

Néanmoins, le “c” à la fin des noms indique que ces deux sources *Fermi* sont considérées comme étant confuses à cause de la faible distance les séparant (moins de 0.2°) et de leur localisation dans une région où l'émission diffuse est importante. Une analyse dédiée avec une quantité plus importante des données du LAT est donc nécessaire afin de les caractériser plus précisément. Cette nouvelle analyse, qui est au cœur de ma thèse, sera décrite en détails dans le chapitre V et une étude mutli-longueur d'onde sera présentée au chapitre VII.

Source <i>Fermi</i> -LAT	F(0.1-100 GeV) $\times 10^{-8} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$	$F_0 \times 10^{-13}$ $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}]$	Γ	Position (R.A., Dec.)	TS
2FGL J1743.9–3039c	5.60 ± 0.06	1.86 ± 0.40	2.18 ± 0.12	(265.99°, -30.65°)	32
2FGL J1745.5–3028c	6.82 ± 0.07	2.25 ± 0.45	2.20 ± 0.11	(266.39°, -30.48°)	34

Tableau II.3 - Caractéristiques spectrales et spatiales des sources *Fermi* proches de HESS J1745–303 : flux intégré entre 100 MeV et 100 GeV, normalisation à 4.2 GeV (respectivement 4.1 GeV) pour 2FGL J1743.9–3039c (respectivement 2FGL J1745.5–3028c), indice spectral pour une loi de puissance simple, position et valeur du TS. (Nolan et al., 2012)

II.3 Autre contenu astrophysique

Nous venons de voir que des émissions des hautes et très hautes énergies ont été détectées dans la région de HESS J1745–303. Afin de tenter d'interpréter ces données, il est indispensable de rassembler les connaissances disponibles sur cette région du ciel à partir des sources astrophysiques standards (pulsars, binaires, SNRs...). Ceci permet de lister les contreparties possibles aux émissions observées au GeV et au TeV.

II.3.1 Les pulsars et leurs nébuleuses

Des pulsars suffisamment énergétiques et leurs nébuleuses peuvent produire une émission de photons γ de haute énergie. En effet, des électrons relativistes qui sont arrachés à la surface du pulsar peuvent être soit accélérés au niveau de la magnétosphère du pulsar, soit dans le front de l'onde de choc du vent du pulsar puis interagir avec le milieu ambiant (voir le chapitre I). Il est nécessaire d'étudier tous les pulsars connus et proches de notre source d'intérêt car l'émission de la PWN peut être décalée et asymétrique par rapport à la position du pulsar éventuellement détecté en radio. Deux de ces objets, indiqués en vert sur la figure II.4 et en blanc sur la figure

II.13, ont été détectés à moins de 0.5° du centre de la source HESS J1745–303 : PSR J1747–2958 et PSR B1742–30.

PSR J1747–2958 et G359.23–0.82

PSR J1747–2958 est un pulsar associé à la nébuleuse dite “de la Souris” (G359.23–0.82) vue en radio et en rayons X. Ces deux objets sont situés à environ 0.5 degrés de la région A de HESS J1745–303 (Aharonian et al., 2008).

La Souris est une nébuleuse non-thermique présentant une symétrie axiale (voir figure II.6) qui a été découverte lors d’une étude en radio de la région du centre Galactique (Yusef-Zadeh and Bally, 1987). Elle est propulsée par PSR J1747–2958 et a une forme “cométaire” orientée dans la direction de propagation du pulsar (Gaensler et al., 2004). Le terme *bow shock* est généralement employé pour qualifier une telle morphologie.

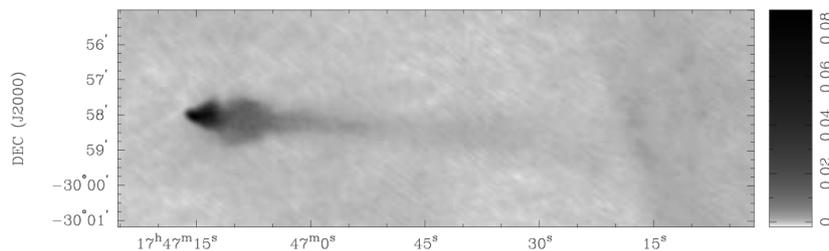


Figure II.6 - Carte radio de la nébuleuse de la Souris G359.23–0.82 vue par VLA à $\lambda = 20$ cm (LaRosa et al., 2000). L’échelle en noir et blanc logarithmique est compris entre -1.3 et 87.6 mJy par coup. La nébuleuse de la Souris présente une “tête”, un “corps” et une “queue” visibles sur ces données radio. La position du pulsar J1747–2958 est coïncident avec l’extrémité de la “tête” de la Souris, à gauche sur cette carte. La “queue” résulte vraisemblablement de la radiation synchrotron produite par le vent relativiste du pulsar dans le champ magnétique de la nébuleuse. (Gaensler et al., 2004; Hales et al., 2009)

À partir de l’étude de la nébuleuse de la Souris, la vitesse propre de PSR J1747–2958 a été estimée à $V_a \sim 600$ km s^{-1} dans un milieu composé d’un gaz chaud de densité $n_0 \approx 0.3$ cm $^{-3}$ (Gaensler et al., 2004). Plusieurs méthodes sont utilisées afin d’estimer la distance D_a de ce pulsar : les mesures de l’absorption de l’hydrogène neutre HI, l’utilisation de la mesure de dispersion DM et l’utilisation de la colonne d’absorption de l’hydrogène N_H . Les différentes valeurs de la distance de PSR J1747–2958 estimées à partir de quatre études sont données au tableau II.4.

Référence	Méthode	D_a [kpc]
Uchida et al. (1992a)	absorption HI	< 5.5
Camilo et al. (2002)	DM	≈ 2
Gaensler et al. (2004)	N_H	4.8 ± 0.8
Manchester et al. (2005)	DM	2.08

Tableau II.4 - Estimations de la distance de PSR J1747–2958 en utilisant différentes méthodes listées dans le texte.

Les mesures de la période de pulsation de PSR J1747–2958 ($P_a \approx 98.8$ ms) et de sa dérivée ($\dot{P}_a \approx 6.1 \times 10^{-14}$) permettent d’estimer son âge caractéristique (voir équation I.2) :

$\tau_a \approx 2.5 \times 10^4$ années (Camilo et al., 2002). Grâce à ce paramètre τ_a , à la vitesse propre du pulsar V_a et à sa distance estimée, il est immédiat de calculer le déplacement du pulsar par rapport à sa position originale. Aharonian et al. (2008) ont ainsi estimé à 0.43° la distance angulaire du déplacement de PSR J1747–2958 en utilisant la distance $D_a = 2.08$ kpc. Si l'on considère que son mouvement est resté rectiligne le long de la queue de la Souris, cela placerait l'origine de sa formation proche de la région A de HESS J1745–303.

La luminosité émise par PSR J1747–2958, ou perte d'énergie due au freinage (voir équation I.1), est de $\dot{E}_a \approx 2.5 \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$ (Camilo et al., 2002). Un flux de freinage assez élevé en est alors déduit ($\dot{E}_a/D_a^2 \approx 4 \times 10^{35}$ erg s $^{-1}$ kpc $^{-2}$) impliquant un rendement de seulement 0.02% du flux de PSR J1747–2958 pour expliquer l'émission vue par H.E.S.S. de la région A (Aharonian et al., 2008). Malgré cela, il est difficile de lier l'émission du pulsar vu en radio et l'émission de sa PWN potentiellement détectée en rayons γ : leurs positions seraient extrêmement décalées et asymétriques. De plus, le déplacement de PSR J1747–2958 serait seulement de 0.16° pour le cas où l'estimation de sa distance est la plus grande ($D_{a,max} = 5.5$ kpc d'après Uchida et al. (1992a)). Cette distance angulaire place son origine trop loin de l'émission observée à très haute énergie de la région A.

La Souris et son pulsar PSR J1747–2958 sont donc des contreparties difficilement envisageables pour expliquer l'émission vue dans le domaine des rayons γ de la source HESS J1745–303. Ce pulsar est cependant intéressant pour l'analyse présentée au chapitre V. C'est en effet une source brillante dans les données du *Fermi*-LAT dont le domaine de pulsation en rayons γ est bien détecté : l'émission pulsée couvre environ 50% de la période de pulsation de PSR J1747–2958. Nous pouvons noter qu'il existe un décalage de phase entre les pulsations détectées en radio (avec un seul pic) et en γ (avec deux pics), illustré à la figure II.7. Ceci vient du fait que les lieux d'émissions radio et γ sont différents : celle en radio provient des pôles alors que celle détectée dans le domaine du GeV proviendrait plutôt de la magnétosphère (avec en général deux régions symétriques d'émission, donc deux pics).

Les paramètres spectraux et spatiaux de PSR J1747–2958 ont été récemment mis à jour par la collaboration *Fermi* dans le cadre du second catalogue des pulsars détectés par le LAT (Abdo et al., 2013b). Leurs valeurs sont donnés dans le tableau II.5 et la distribution spectrale en énergie de cette source est présentée à la figure II.8. Dans ce catalogue, sa position a été fixée à celle de l'émission du pulsar détectée en radio. Néanmoins, sa localisation a été ajustée sur les données du LAT pour le catalogue 2FGL. La position trouvée est (R.A., Dec.) = (266.79° , -30.01°) avec un rayon d'erreur à 95% de 0.03° . La distance entre les positions des émissions détectées en radio et en γ étant de 0.05° , elles ne sont pas compatibles à un niveau de confiance de 95%. Ce décalage pourrait être dû à l'importante émission diffuse ou à une source proche non détectée. Une étude sera faite au chapitre V.

F(0.1-100 GeV) $\times 10^{-8}$ [cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	$F_0 \times 10^{-11}$ [cm $^{-2}$ s $^{-1}$ MeV $^{-1}$]	Γ	E_{cut} [GeV]	L_γ (0.1-100 GeV) $\times 10^{33}$ [erg s $^{-1}$]	Position (R.A., Dec.)	TS
33 ± 3	21.1 ± 1.0	1.6 ± 0.1	1.9 ± 0.1	$570 \pm 30 \pm 200$	(266.82° , -29.97°)	1689

Tableau II.5 - Paramètres spectraux et spatiaux de PSR J1747–2958 vu par le *Fermi*-LAT. Ce pulsar est modélisé avec une loi de puissance avec coupure exponentielle, définie par l'équation IV.22 avec $\Gamma_2 = -1$, et sa position est fixée à celle du pulsar détecté en radio (Yusef-Zadeh and Bally, 1987). La première incertitude sur L_γ correspond à l'erreur statistique et la deuxième est due à l'incertitude sur la distance. (Abdo et al., 2013b)

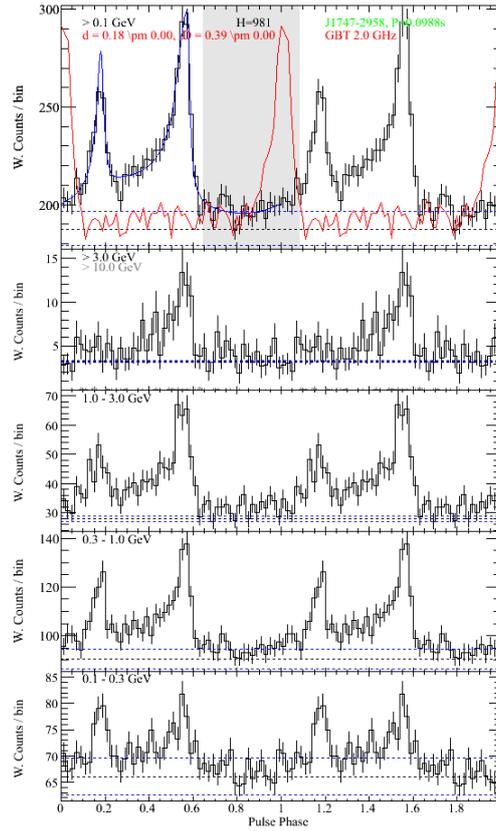


Figure II.7 - Courbes de lumière (donnant le nombre de coups en fonction de la phase de pulsation) de PSR J1747–2958 obtenues avec les données du LAT dans plusieurs plages en énergie. La courbe bleue indique l’ajustement du profil de pulsation effectué entre 0.1 et 100 GeV. La partie grisée de la figure du haut indique l’intervalle de la phase qui est non pulsée. La courbe rouge correspond à la courbe de lumière détectée en radio par le GBT (*Green Bank Telescope*) à 2.0 GHz. (Abdo et al., 2013b)

PSR B1742–30

Une autre association étudiée par Aharonian et al. (2008) est celle du pulsar PSR B1742–30 avec l’émission observée à très haute énergie de la région B de HESS H1745–303. Sa position est (R.A., Dec.) = (266.48°, -30.67°). Ce pulsar est assez vieux ($\sim 5.5 \times 10^5$ années) et émet un flux dû au freinage $\dot{E}/D = 2 \times 10^{33}$ erg s⁻¹ kpc⁻¹ (Manchester et al., 2005). Son rendement de conversion d’énergie cinétique rotationnelle en rayon γ serait d’environ 2 % pour produire l’émission de la région B et de 32 % pour toute la région. Le rendement concernant la région B est raisonnable comparé à d’autres PWN connues qui émettent au TeV (Aharonian et al., 2008) et pourrait expliquer en partie l’émission vue par H.E.S.S. dans cette région.

II.3.2 Les sources détectées en rayons X

L’observation d’une partie de la source étendue HESS J1745–303 a été effectuée en rayons X à l’aide du satellite *XMM-Newton* (Aharonian et al., 2008). Six sources ponctuelles ont été détectées avec une significativité supérieure à 5σ et sont indiquées en rouge à la figure II.9. Quatre de ces sources de rayons X, dont les noms sont écrits en vert sur la figure II.9, coïncident avec les positions d’étoiles connues en optique. Néanmoins, le flux en énergie de chacune des sources est assez faible : $\Phi(E > 0.5\text{keV}) \sim 10^{-14}$ erg cm⁻² s⁻¹. Si l’on suppose que les valeurs des flux en rayons X et dans le domaine des rayons γ doivent être du même

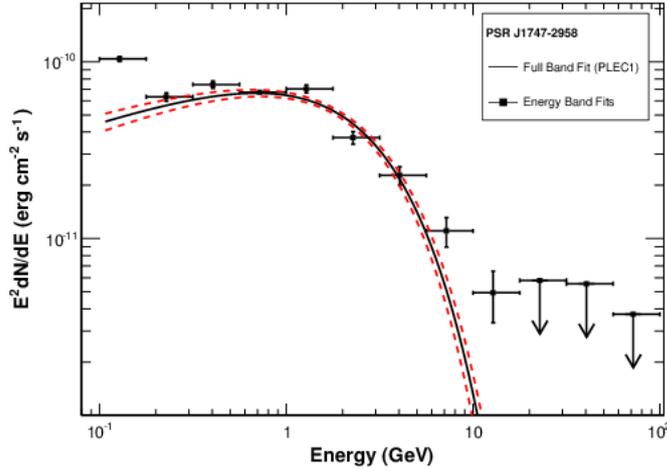


Figure II.8 - Distribution spectrale en énergie de PSR J1747-2958 entre 100 MeV et 100 GeV. Des lois de puissance simples ont été ajustées sur les données pour chaque sous-bande en énergie afin d'obtenir les flux correspondants à partir d'une analyse effectuée avec le lot d'IRFs P7SOURCE_V6 (voir chapitre III). Pour chaque bande en énergie pour lesquels le pulsar est détecté avec un TS (pour Test Statistique, se référer au chapitre IV) inférieur à 9, la limite supérieure sur le flux est calculée avec un niveau de confiance de 95%. La ligne noire correspond au meilleur ajustement du modèle spectral pour toute la bande en énergie et la ligne pointillée rouge représente la région de confiance à 1σ sur les erreurs statistiques du modèle spectral ajusté. (Abdo et al., 2013b)

ordre de grandeur, il semble peu probable que ces six sources soient liées à l'émission de la très haute énergie de HESS J1745-303 qui est une source étendue ayant un flux en énergie de $\Phi(E > 200\text{GeV}) = (2.00 \pm 0.18) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La recherche d'une émission diffuse dans les données récoltées par *XMM-Newton* a également été effectuée dans ce champ de vue pour une énergie supérieure à 0.5 keV. Cependant, aucune émission de ce type n'a été détectée et une contrainte sur le flux d'une éventuelle composante diffuse a pu être déduite. La limite supérieure la plus contraignante qui a été trouvée sur le flux de l'émission diffuse en rayons X de la région A de HESS J1745-303 est de $\Phi(E > 0.5 \text{ keV}) \sim 4.5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec un niveau de confiance de 99%.

Deux autres sources d'émission en rayons X ont été découvertes dans cette région, toutes deux localisées à proximité du pulsar de la Souris (PSR J1747-2958) : les binaires SLX 1744-299 (in't Zand et al., 2007) et SLX 1744-300 (Skinner et al., 1990). Néanmoins ces sources d'émission X sont excentrées d'environ 0.5° de la région A détectée par H.E.S.S. : une association est peu probable avec un tel décalage entre les émissions X et γ .

Une étude ultérieure à la détection de HESS J1745-303 par le télescope H.E.S.S. a été effectuée avec *Suzaku* (Bamba et al., 2009). Une limite supérieure de $\Phi_{UL}(2 - 10\text{keV}) < 2.1 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour une émission non thermique en rayons X de la région A a été trouvée avec un niveau de confiance à 90%. Une loi de puissance simple d'indice spectral $\Gamma_X = 2$ a été utilisée afin d'ajuster les données entre 2 et 10 keV. En définissant le rapport de flux suivant :

$$R_{TeV/X} = \frac{F_\gamma(1 - 10\text{TeV})}{F_X(2 - 10\text{keV})} \quad , \quad (\text{II.1})$$

on trouve $R_{TeV/X} \sim 4$ pour la région A, ayant un flux au TeV de $\Phi_A(1 - 10\text{TeV}) \approx 8.0 \times 10^{13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Bien qu'il existe des sources détectées dans le domaine du TeV ayant un rapport de

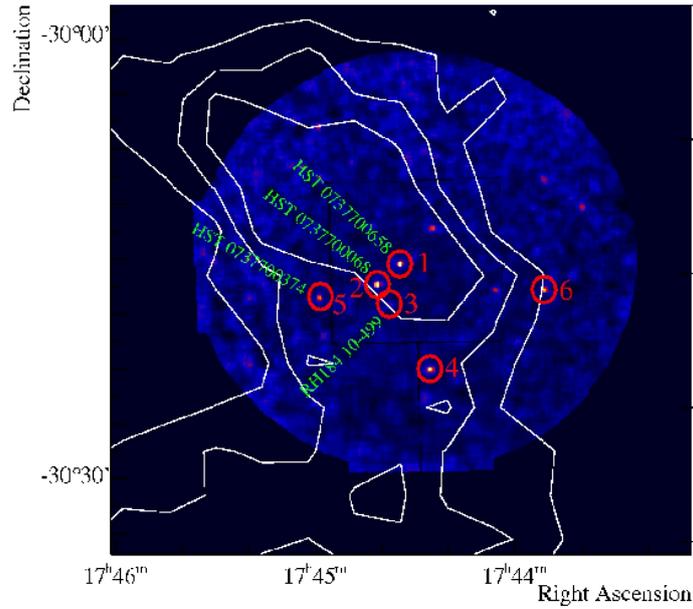


Figure II.9 - Carte des coups lissée de façon adaptative d’une partie de la région de HESS J1745–303 observée à des énergies supérieures à 0.5 keV par les détecteurs du satellite *XMM-Newton*. Les sources ponctuelles détectées sont numérotées et entourées en rouge. Les contours de significativité de 4, 5 et 6 σ de l’émission H.E.S.S. sont indiqués en blanc. Les associations possibles des émissions en rayons X avec des étoiles sont données en vert. (Aharonian et al., 2008)

flux d’environ 10 (Yamazaki et al., 2006; Bamba et al., 2007), une valeur de 4 est suffisamment élevée pour surnommer la source HESS J1745–303 un “*dark particle accelerator*”. En effet, de jeunes SNRs et PWNe ont plutôt un rapport $R_{TeV/X} \lesssim 2$ et il est commun d’avoir un flux d’ordre de grandeur équivalent dans le domaine des rayons X et des rayons γ pour une source. La limite supérieure $\Phi_{UL}(2 - 10\text{keV})$ sera utilisée par la suite au chapitre VII pour contraindre les modèles d’émission de la région A.

II.3.3 Les vestiges de supernova

Trois SNRs, indiqués en vert sur la figure II.13, sont présents dans la région d’intérêt : SNR G359.1–0.5, SNR G358.5–0.9 et SNR G359.0–0.9. Les principales informations de ces SNRs sont résumées au tableau II.6.

Le SNR G359.1–0.5 a été pour la première fois identifié en 1979 à l’aide de l’instrument *Westerbork Synthesis Radio Telescope* (Downes et al., 1979) avec un flux mesuré à 4.875 GHz de $\sim 13 \text{ Jy}^a$). Une première estimation de sa distance indique que cette source se trouve probablement proche du centre Galactique, à environ 6 kpc de notre système Solaire (avec une incertitude assez grande) (Downes et al., 1979). Des observations provenant du VLA (Uchida et al., 1992a) ont confirmé la présence d’une coquille non-thermique en radio ainsi que de la raie d’absorption à 21 cm de l’hydrogène neutre H I. Elles ont montré que ce SNR se situe probablement à quelques centaines de parsecs du centre Galactique. Sa taille est de 53 pc pour une distance estimée de 7.6 kpc, sachant que son diamètre angulaire est de 0.40° . Cette taille induit un âge d’au moins 10^4 années, ce qui correspond à un âge intermédiaire pour un vestige.

Même si SNR G359.1–0.5 est généralement présenté comme se situant proche du centre Galactique, sa distance est encore controversée au moment de l’écriture de cette thèse. En effet,

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

des études menées sur les masers OH et l'émission en rayons X de SNR G359.1–0.5 affirment que ce vestige n'est pas localisé dans la région du centre Galactique mais qu'il se situerait plutôt à une distance de 5 kpc environ (Yusef-Zadeh et al., 2007; Hewitt et al., 2008). Il a en effet été trouvé que la densité de colonne d'hydrogène de G359.1–0.5 ($N_H = 2.6 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) était proche de celle du pulsar de la Souris ($N_H = 2.60 \pm 0.09 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$). Il est donc suggéré que ce SNR est situé à une distance similaire à celle de PSR J1747–2958, et pourrait être liée à l'origine de ce pulsar et de sa PWN.

La source G359.0–0.9 a été pour la première fois identifiée comme étant un SNR par des observations à 10.55 GHz (Sofue et al., 1984) et à 2.7 GHz (Reich et al., 1990). Une étude à 843 MHz (Gray, 1994) a montré que seule une partie de la coquille est émettrice. L'observation en rayons X de cette source avec le satellite ASCA a permis de déterminer plusieurs paramètres du vestige (Bamba et al., 2000). La densité de colonne d'hydrogène $N_H \sim 1.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ entraîne une distance d'environ 6 kpc, le plaçant dans l'avant-plan par rapport aux sources localisées proches du centre Galactique. L'énergie totale de l'explosion a été estimée à $E \approx 1.2 \times 10^{51} \text{ erg}$, la densité du milieu interstellaire à $n \approx 0.5 \text{ cm}^{-3}$ et l'âge du SNR à $t \approx 1.8 \times 10^4$ années.

Le SNR G358.5–0.9 a été découvert plus récemment (Roy and Bhatnagar, 2006). Étant très peu brillant, il existe très peu de données fiables sur ce vestige.

Nom	Position (R.A., Dec.)	Taille	Âge [années]	Distance [kpc]
SNR G359.1–0.5	(266.38°, -29.95°)	0.40°	$\geq 10^4$	5 – 8.5
SNR G359.0–0.9	(266.71°, -30.27°)	0.38°	1.8×10^4	6
SNR G358.5–0.9	(266.54°, -30.67°)	0.28°	–	–

Tableau II.6 - Tableau résumant les principales informations déterminées à partir des observations décrites dans le texte pour les trois SNRs localisés dans la région de HESS JA745–303.

II.3.4 Estimation des champs de photon

Afin d'étudier l'émission γ provenant du processus Compton inverse (voir chapitre VII), il est nécessaire d'avoir une estimation des champs de photons pouvant potentiellement interagir avec les électrons accélérés par SNR G159.1–0.5 ou par un pulsar. Ces champs de photons cibles proviennent du rayonnement CMB, des photons infra-rouges émis par la poussière et des photons optiques émis par les étoiles. Ils sont modélisés par des corps noirs et ont comme paramètres la densité de photons U et la température T . Le champ de photon du CMB est le même quel que soit la localisation de la source, mais les champs infra-rouge et optique dépendent de l'environnement de la source d'intérêt. Nous nous sommes alors inspiré des travaux de Porter et al. (2006) et avons utilisé les champs de radiation interstellaire disponibles sur le site de GalProp (<http://galprop.stanford.edu/>). Les valeurs de U et T ont été calculées pour des distances de 5 et 7.6 kpc et sont indiquées sur la figure II.10.

II.3.5 Données CO

Il est possible de caractériser les nuages moléculaires par la détection des molécules CO et CS. Nous nous intéressons ici à la présence de la raie d'émission du ^{12}CO ($J=1 \rightarrow 0$) détectée à 115 GHz dans la direction de HESS J1745–303. Cette raie est l'une des plus intenses émise par les nuages moléculaires et a été détectée pour la première fois en 1969 (Wilson et al., 1970).

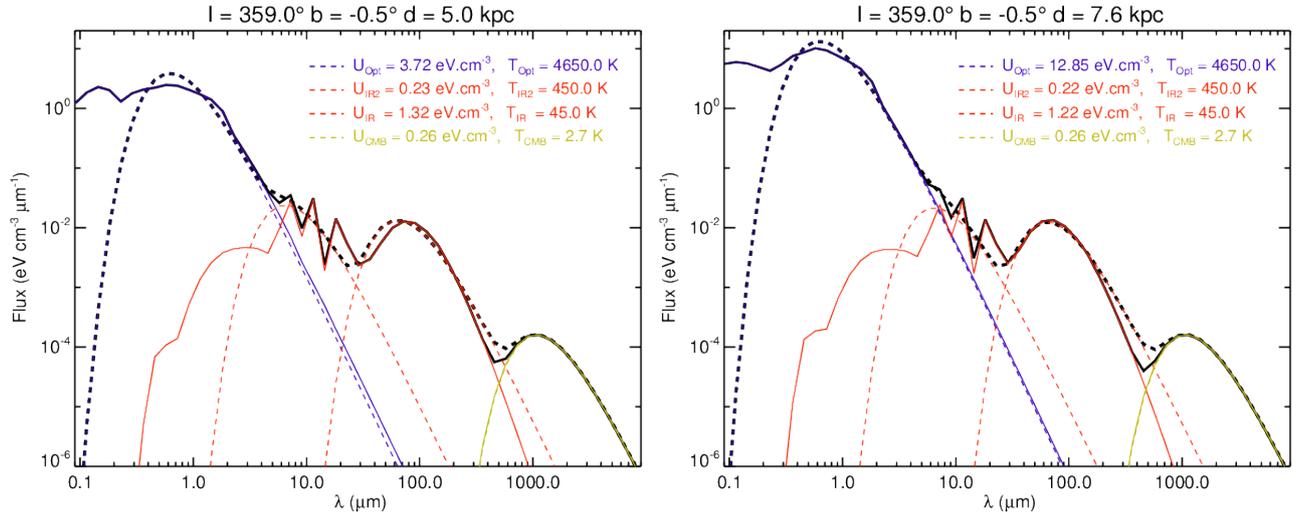


Figure II.10 - Champs de photons pour différentes distances sur la ligne de visée en direction de SNR G359.1–0.5 en se basant sur les travaux de Porter et al. (2006). La courbe en trait plein noir correspond au modèle provenant du code GalProp. Les courbes en pointillés de couleurs correspondent aux différents modèles de corps noirs ajustés sur le modèle GalProp dont la somme est indiquée en pointillés noirs.

Des observations de la raie du ^{12}CO ($J=1\rightarrow 0$) ont été effectuées dans la région centrale de la Galaxie avec le *Cassegrain Telescope* du Bell Laboratories aux USA ($-3^\circ \leq l \leq 2^\circ$, $-1^\circ \leq b \leq 1^\circ$) (Uchida et al., 1992b) et le *Southern Millimeter-wave Telescope* du Cerro Tololo Interamerican Observatory au Chili ($-12^\circ \leq l \leq 13^\circ$, $-2^\circ \leq b \leq 2^\circ$) (Bitran et al., 1997). Ces deux observations ont révélé la présence de matière autour du SNR G359.1–0.5 et sur une partie de la source HESS J1745–303 (voir figure II.11). La dispersion de la vitesse radiale entre -190 km s^{-1} et -60 km s^{-1} déterminée par le Bell Laboratories est cohérente avec une localisation proche du centre Galactique. En effet, les gradients de vitesse de rotation dans les régions proches du centre Galactique entraînent des dispersions de vitesse plus importantes que dans des régions plus excentrées. Cette coquille de matière pourrait avoir été produite par l’accumulation de vents stellaires de ~ 200 étoiles de type O^b concentrés dans cette région. Un tel amas d’étoiles massives serait un lieu probable pour la naissance de SNR G359.1–0.5 (Uchida et al., 1992b).

Les observations effectuées par Wilson et al. (1970) ont mis en évidence une corrélation entre la densité d’hydrogène moléculaire H_2 et l’intensité de la raie de CO. Des études postérieures (Eisenhauer et al., 2005) ont permis de montrer l’intérêt de cette corrélation en tant que traceur de l’hydrogène moléculaire dans les nuages de densité $n_{\text{H}_2} \geq 300 \text{ cm}^{-3}$. En effet, l’excitation des niveaux rotationnels des molécules de CO est provoquée par des collisions avec des molécules H_2 . Ainsi, l’intensité de la raie du ^{12}CO est proportionnelle à la quantité de H_2 dans le nuage moléculaire et à sa température, donc à la masse totale du nuage. Ceci est illustré à la figure II.12 représentant la masse totale de 273 nuages moléculaires du disque Galactique (déduite à partir du théorème du Viriel) en fonction de l’intensité de la raie du ^{12}CO (Solomon et al., 1987).

Le facteur de proportionnalité X , défini par $X(^{12}\text{CO}_{J=1\rightarrow 0}) \equiv N_{\text{H}_2}/L_{\text{CO}}$, permet de relier l’intensité de la raie ^{12}CO ($J=1\rightarrow 0$) à la densité de colonne d’hydrogène N_{H_2} . À partir de la valeur $X(^{12}\text{CO}_{J=1\rightarrow 0}) = 1.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (Dame et al., 2001), il est possible d’estimer la masse de H_2 à $5 \times 10^4 M_\odot$ dans le nuage moléculaire entourant SNR G359.1–0.5 pour une densité $n_{\text{H}_2} = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ et une distance de 7.6 kpc (Aharonian et al., 2008).

b. Les étoiles de type O sont très chaudes et très énergétiques, développant ainsi un fort vent stellaire.

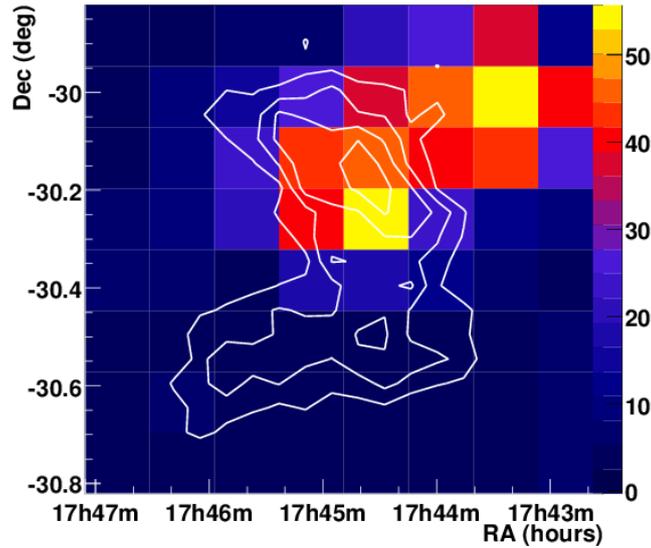


Figure II.11 - Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO dans la ligne de visée de HESS J1745-303, intégrée entre -100 km s^{-1} et -60 km s^{-1} (Bitran et al., 1997). Cette émission provenant d'un nuage moléculaire est spatialement coïncidente avec une partie de la source HESS J1745-303, dont les contours de significativité de 4 à 7σ de l'émission H.E.S.S. sont indiqués en blanc. (Aharonian et al., 2008)

L'étude effectuée par Hayakawa et al. (2012) a permis d'estimer la masse du nuage moléculaire à $1.6 \times 10^6 M_{\odot}$ pour une distance de 8.5 kpc et un facteur $X(^{12}\text{CO}_{J=1 \rightarrow 0}) = 7.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (Torii et al., 2010). La densité de H_2 alors estimée est de $n_{\text{H}_2} = 1 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$.

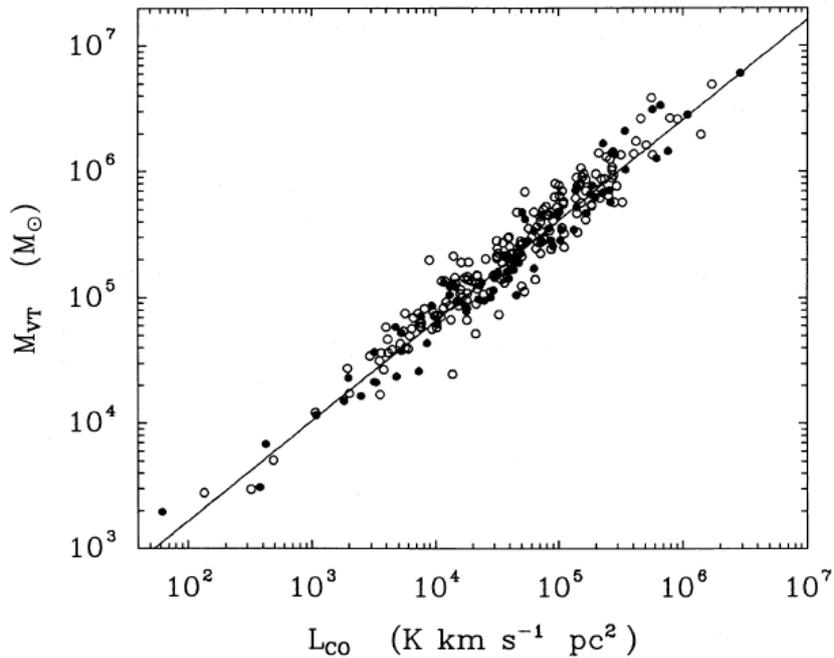


Figure II.12 - Masse totale de nuages moléculaires (déduite à partir du théorème du Viriel) en fonction de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée sur la surface du nuage. Solomon et al. (1987)

II.3.6 Masers OH

Enfin, six masers OH à 1720 MHz ont été détectés par le VLA le long de la coquille de SNR G359.1–0.5 (Yusef-Zadeh et al., 1995). Ils sont indiqués en jaune à la figure II.13 et leurs positions sont données au tableau II.7. De tels masers disposés en coïncidence spatiale avec le SNR sont de bons indicateurs de l’interaction du vestige avec le nuage moléculaire décrit précédemment.

La vitesse radiale des émissions de ces masers est de -5 km s^{-1} , soit une vitesse très éloignée de la gamme de celle de la coquille de matière (de -100 km s^{-1} à -60 km s^{-1}). Une des hypothèses pour expliquer cette différence de vitesse radiale est que celle observée pour les masers ne correspond pas à la vitesse radiale du nuage moléculaire avant le choc mais à celle de la matière entraînée par le choc avec le SNR. Un autre argument permettant d’associer les masers OH avec SNR G359.1–0.5 est la répartition de ces masers le long de la coquille : il est peu probable que cela ne soit qu’une coïncidence.

Nom	YUR95-A	YUR95-B	YUR95-C1	YUR95-C2
Position (R.A., Dec.)	(266.24°, -29.85°)	(266.18°, -29.97°)	(266.23°, -30.10°)	(266.24°, -30.10°)
	YUR95-D	YUR95-E		
	(266.44°, -30.09°)	(266.55°, -29.92°)		

Tableau II.7 - Noms et positions des 6 masers OH détectés sur la coquille de SNR G159.1–0.5 (Yusef-Zadeh et al., 1995).

II.4 Conclusion

La source HESS J1745–303 présente une morphologie complexe dans le domaine du TeV qui semble suggérer que son émission provient de la superposition de plusieurs sources de rayons γ . Elle est située dans une région bien observée dans différentes longueurs d’onde mais néanmoins encore mal comprise. Sa morphologie semble suggérer que son émission provient de la superposition de plusieurs sources de rayons γ de très haute énergie. Plusieurs indices présentés dans ce chapitre (SNR, émissions de la raie ^{12}CO , masers OH) indiquent la présence à proximité d’un nuage moléculaire en interaction avec un vestige de supernova. Cette interaction est l’hypothèse la plus couramment avancée pour expliquer l’émission principale de HESS J1745–303 (la région A) (Aharonian et al., 2008; Bamba et al., 2009; Hayakawa et al., 2012). L’étude effectuée durant cette thèse sur l’explication de l’origine des rayonnements γ de haute et très haute énergie de cette région est présentée au chapitre VII.

Les objets les plus importants exposés durant ce chapitre sont résumés sur la figure II.13.

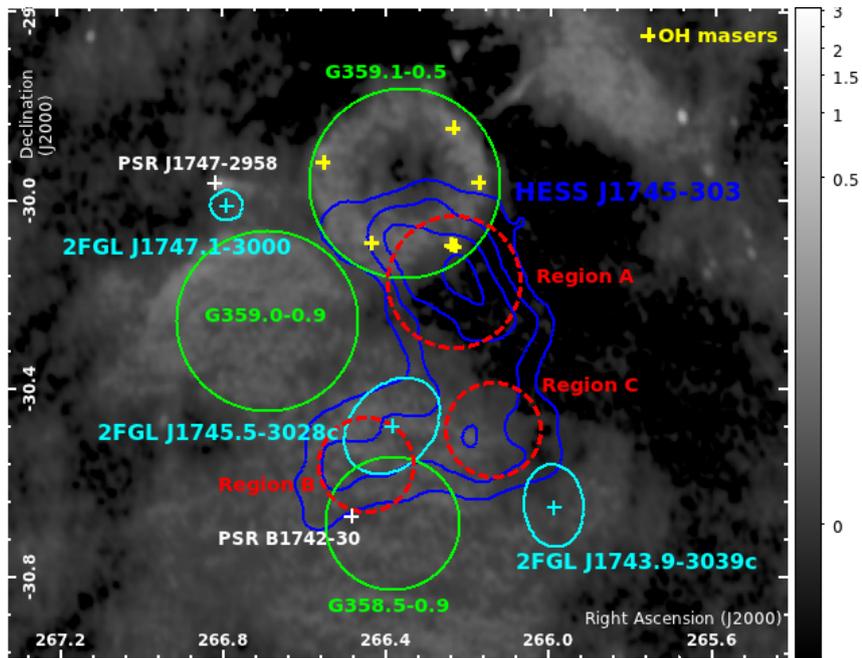


Figure II.13 - Image radio de la région de HESS J1745–303 vue par VLA à $\lambda = 90$ cm (LaRosa et al., 2000) résumant la connaissance du contenu astrophysique de cette région. Les pulsars radio sont indiqués en blanc, les SNR en vert, les masers OH situés à proximité de SNR G359.1–0.5 en jaune, les sources du catalogue 2FGL en cyan. Les contours de significativité (4 à 7σ) de HESS J1745–303 sont en bleu et ses trois régions d’émission A, B et C sont représentés par des cercles rouge.

Deuxième partie

Analyse des données du Large Area Telescope à bord de l'observatoire spatial *Fermi*

CHAPITRE III

L'observatoire *Fermi* et le LAT

Sommaire

III.1	<i>Fermi</i> en orbite	43
III.2	Principe de détection du LAT.	46
III.2.1	Détermination de la trajectoire : le trajectographe	46
III.2.2	Détermination de l'énergie : le calorimètre	48
III.2.3	Rejet des rayons cosmiques chargés : le détecteur anti-coïncidence. . .	49
III.3	Traitement des événements	50
III.3.1	Filtrage à bord	50
III.3.2	Reconstruction et classification au sol	50
III.3.3	Les données du LAT	51
III.4	Performances de l'instrument	51
III.4.1	Les fonctions de réponse de l'instrument (IRFs)	51
III.4.2	Sensibilité	53

L'observatoire FGST (pour *Fermi Gamma-ray Space Telescope*), plus communément appelé *Fermi* et anciennement nommé GLAST (pour *Gamma-ray Large Area Space Telescope*), a été lancé le 11 juin 2008 par la NASA. Il embarque deux instruments complémentaires visibles sur la figure III.1 : le “*Large Area Telescope*” (LAT) qui observe le ciel des photons γ des hautes énergies (de ~ 20 MeV à plus de 300 GeV), et le “*Gamma-ray Burst Monitor*” (GBM) dédié à la détection et à l'étude des sources transitoires dans la gamme des rayons X durs ($\gtrsim 8$ keV) jusqu'aux γ mous ($\lesssim 40$ MeV). Ces deux instruments ont été développés dans le cadre de ces deux collaborations internationales réunissant plusieurs laboratoires au sein de différents pays : USA, Allemagne, France, Italie, Japon, Suède.

Dans le cadre de cette thèse, seules les données du LAT sont pertinentes. La suite de ce chapitre sera donc dédiée à la description de ce détecteur. Des informations détaillées sur le GBM sont disponibles dans Meegan et al. (2009).

III.1 *Fermi* en orbite

Le satellite a été placé sur une orbite inclinée à 25.5° à une altitude d'environ 565 km qu'il parcourt en 1 heure 30 (voir figure III.2). Il peut opérer selon deux modes : le mode balayage qui est son mode nominal et le mode pointé.



Figure III.1 - Image de l'observatoire *Fermi* durant les tests de qualification au NRL (*Naval Research Laboratory*). Le LAT est le détecteur recouvert de la couverture anti-météorites argentée et se trouvant au dessus de la plateforme. Le GBM est composé des plus petits détecteurs en avant plan. Crédits : NRL

Durant son fonctionnement en mode balayage, *Fermi* observe en continu l'ensemble du ciel et le couvre en deux orbites : chaque point du ciel est vu pendant environ 30 minutes toutes les 3 heures. Afin d'observer les pôles célestes, le satellite est constamment incliné de $\pm 50^\circ$ entre l'axe de l'instrument et la direction Terre-satellite et il bascule entre Nord et Sud au début de chaque nouvelle orbite.

Lorsque *Fermi* est en mode pointé, il est orienté dans une direction donnée pendant un certain temps. De telles observations peuvent être activées par une requête soumise par des observateurs et transmise au satellite, on parle alors de ToO (*Target of Opportunity*). Il est aussi possible de passer en mode d'observation pointée dit ARR (*Autonomous Repoint Request*) lorsqu'une source transitoire d'intérêt est détectée (tels qu'un sursaut γ brillant ou une éruption solaire intense par exemple) par le LAT, le GBM ou tout autre instrument associé. En effet, la collaboration *Fermi* fait partie d'un réseau d'expériences appelé GCN (pour *Gamma-ray bursts Coordinates Network*), dont font également partie les satellites dédiés à l'étude du ciel en rayons X tels que Swift et INTEGRAL. L'ensemble du réseau est informé dès la détection d'un sursaut γ par l'un des instruments, et si les conditions observationnelles le permettent ce sursaut fait l'objet d'un pointé par l'ensemble du réseau GCN. Ceci permet une observation multi-longueur d'onde simultanée de l'événement.

À chaque orbite ou presque, le satellite passe dans la zone de l'anomalie sud-Atlantique (SAA pour *South Atlantic Anomaly*), où le champ magnétique est plus faible que la moyenne à l'altitude de l'orbite (voir figure III.3). Ceci est dû au fait que les pôles magnétique et géographique terrestres sont éloignés de plusieurs centaines de kilomètres. Les lignes de champ sont alors plus proche de la surface terrestre de ce côté du globe qu'à l'opposé, et c'est dans cette zone que

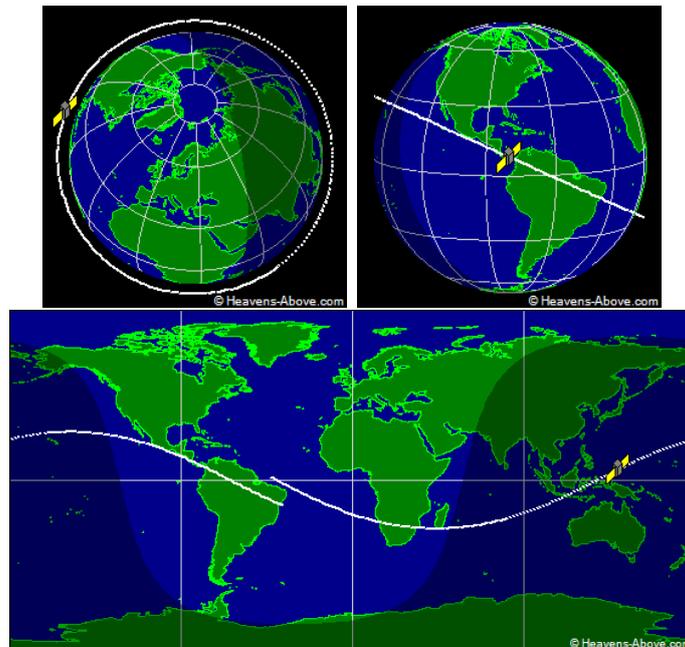


Figure III.2 - Trajectoire du satellite *Fermi* vue du dessus du plan de son orbite (*haut gauche*), du dessus du satellite (*haut droit*) et vue de sa trajectoire au sol (*bas*). <http://www.heavens-above.com>

la ceinture de Van Allen^a est au plus près. Le flux de rayons cosmiques y est plus important qu'ailleurs : les détecteurs doivent alors être éteints pendant la traversée, ce qui représente une perte d'environ 15% du temps d'observation total du satellite. Dans les outils de simulations de l'observatoire *Fermi*, la région de la SAA est approximée par un polygone dont les sommets sont donnés par des longitudes et latitudes spécifiques (Atwood et al., 2009).

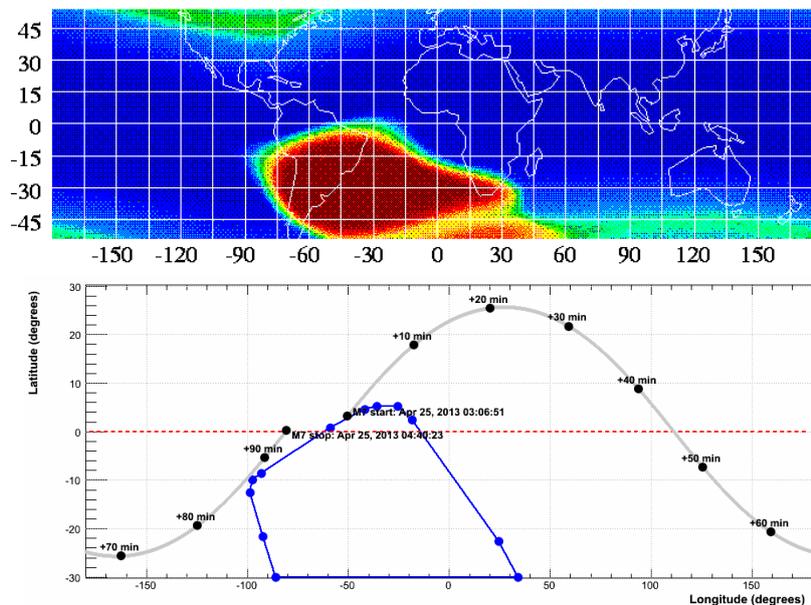
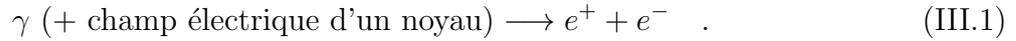


Figure III.3 - *Haut* : Position de l'anomalie sud-Atlantique, vue à une altitude de 560 km environ par le satellite ROSAT en 1990 (Snowden, 1990) ; *Bas* : Orbite de *Fermi* et contour de la SAA adopté.

a. La ceinture de radiation de Van Allen est une région entourant la Terre dans laquelle des protons et des électrons sont piégés par la magnétosphère (Taillet et al., 2013; Day, 2008).

III.2 Principe de détection du LAT

La section efficace dominante d'interaction des photons de hautes énergies (à partir de quelques MeV) avec la matière est la création de paires :



En effet, la section efficace de cette réaction est d'autant plus élevée que la charge des noyaux cibles est importante. Elle est aussi largement dominante aux énergies de détections des photons γ du LAT, comme illustré à la figure III.4.

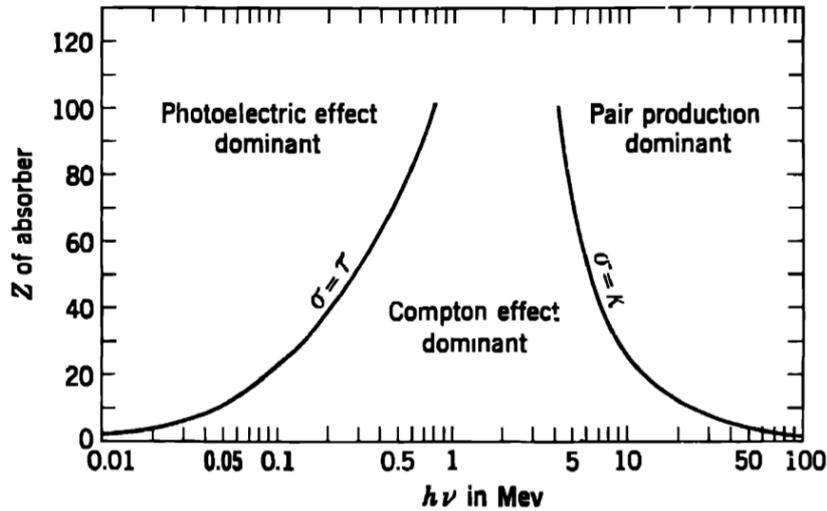


Figure III.4 - Importance relative des trois types dominants d'interactions des photons de hautes énergies : effet photoélectrique, diffusion Compton et la création de paires. Les lignes montrent les valeurs du nombre de protons Z et de l'énergie $h\nu$ pour lesquels les deux effets limitrophes sont exactement égaux. On voit clairement que l'effet dominant aux énergies de détection du LAT ($\gtrsim 20$ MeV) est l'effet de création de paires (Evans, 1955).

À partir de la paire ($e^+ + e^-$) ainsi créée, l'instrumentation LAT permet de reconstruire la direction et l'énergie du photon incident. Pour ce faire, il est composé d'un *trajectographe*, incluant la matière permettant la conversion, qui repère les traces laissées par les particules chargées et d'un *calorimètre électromagnétique* qui mesure l'énergie (voir figure III.5). Une tour est composée d'un trajectographe et d'un calorimètre. Le LAT possède 16 tours identiques qui lui confèrent une structure modulaire. En plus de ces deux outils basés sur des principes de détection utilisés par les détecteurs de particules terrestres, il comprend aussi un *détecteur d'anti-coïncidence* permettant de reconnaître et de rejeter la plus grande partie des rayons cosmiques chargés incidents. Le fonctionnement de ces trois éléments du LAT est développé ci-dessous.

III.2.1 Détermination de la trajectoire : le trajectographe

Le trajectographe du LAT, également appelé TKR pour *tracker* constitue la partie supérieure de chaque tour du détecteur. Afin de favoriser au maximum la conversion des photons en paires ($e^+ + e^-$), le trajectographe contient des feuilles faites d'un matériau riche en protons : le tungstène (ayant $Z=74$). Lorsque les e^+ et e^- sont créés, ils traversent des pistes de silicium (Si) et y déposent assez d'énergie pour créer un courant électrique dans le semi-conducteur. Ces dépôts sont comptabilisés dans l'estimation de l'énergie de la particule incidente. Les particules

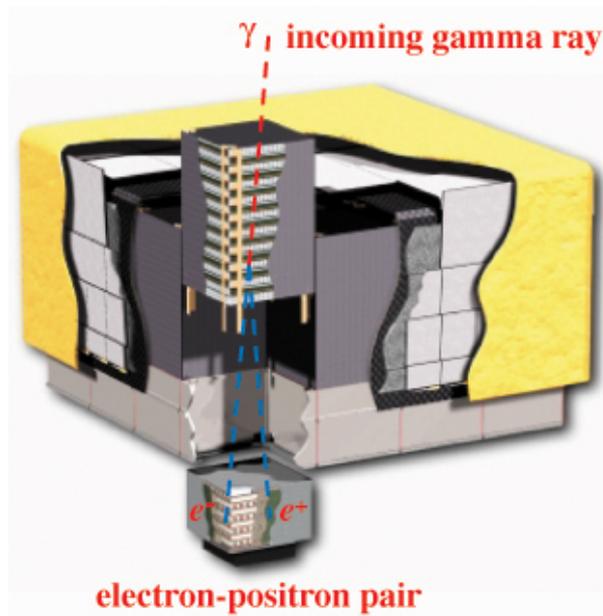


Figure III.5 - Schéma d'une vue éclatée du LAT. Les trajectoires des particules chargées produites par création de paires sont suivies dans le trajectographe (partie haute de la vue éclatée), puis leur énergie est mesurée dans le calorimètre (partie basse). Le détecteur anti-coïncidence (tuiles grises) est protégé par un dôme anti-micrométéorites (en jaune) (Atwood et al., 2009).

de la paire ($e^+ + e^-$) créées par un photon incident d'énergie inférieure à 80 MeV n'atteignent pas le calorimètre en général : ces dépôts d'énergie sont alors les seules données utilisables.

Chaque tour possède 18 "tiroirs", chacun composé de deux pistes de silicium. Ces deux pistes successives ont une orientation alternée selon les axes x et y du détecteur^b. Les 16 tiroirs de la partie supérieure des tours du trajectographe ont une couche de tungstène insérée entre les deux pistes de silicium (voir figure III.6). Chaque dépôt d'énergie sur une piste de silicium détecté permet d'obtenir l'ensemble des impacts formant la trace laissée par chaque particule e^+ et e^- . Les directions de leurs traces permettent ainsi de reconstruire la direction du photon incident.

La précision de la reconstruction spatiale se heurte principalement à la diffusion multiple des particules de basse énergie. Une solution consisterait à avoir des convertisseurs de tungstène fins. Cependant, une épaisseur plus importante permet d'augmenter la surface effective de détection, en particulier à haute énergie. Afin de trouver un compromis, l'épaisseur de la couche de tungstène varie entre les tiroirs.

Ainsi, elle représente 0.03 longueur de radiation dans les 12 tiroirs supérieurs. Les événements dont la trace démarre dans l'une de ces couches supérieures sont dits de type *FRONT*. Cette partie privilégie la résolution angulaire en minimisant la diffusion multiple, au détriment de l'efficacité de conversion.

L'épaisseur de tungstène est de 0.18 longueur de radiation dans les 4 tiroirs suivants : les événements convertis (ou détectés) sont dits de type *BACK*. Ces épaisseurs permettent une conversion des photons plus importante que dans la partie *FRONT*, ce qui est particulièrement utile avant que ceux-ci atteignent le calorimètre. Ceci augmente la diffusion multiple, qui est néanmoins négligeable pour les photons γ de hautes énergies.

b. La direction z est quant à elle orientée perpendiculairement au plan (x, y) .

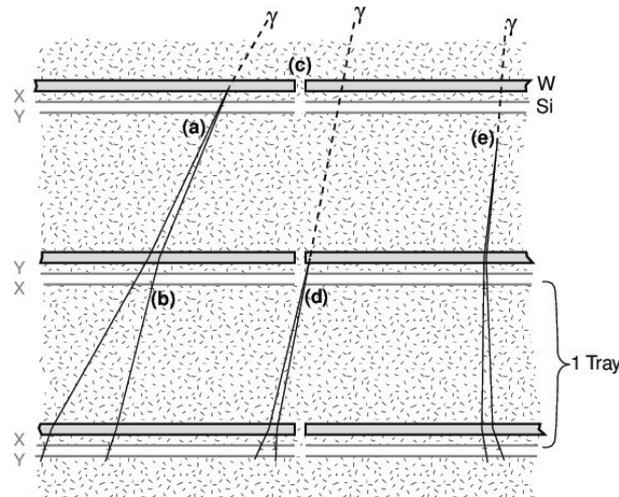


Figure III.6 - Ce schéma de principe du trajectographe (Atwood et al., 2009) montre la composition d'un tiroir et les espaces relatifs entre les différentes couches le composant, ainsi que l'alternance d'orientation (x/y) des pistes de silicium (Si). Plusieurs cas de conversion et détection sont présentés. (a) Cas idéal d'une conversion de paires dans la couche de tungstène (W) : les pistes de Si sont placées au plus près des feuilles de W, ce qui permet une bonne localisation du point de conversion et une minimisation de l'effet des diffusions multiples. (b) Il est possible de détecter les deux traces grâce à la segmentation fine du détecteur, ce qui améliore la résolution angulaire et le rejet des rayons cosmiques. Ceci permet aussi de détecter les rares conversions n'ayant pas lieu dans le W (cas e). (c) Les feuilles de W ne couvrent pas les espaces entre les pistes de Si afin de limiter les conversions mal localisées. Ces dernières n'ont lieu qu'aux extrémités des zones actives (cas d).

Les deux derniers tiroirs ne contiennent pas de feuille de convertisseur car, comme nous le verrons brièvement au paragraphe III.3.1, l'événement peut être considéré comme étant un photon s'il a (entre autres) déposé de l'énergie dans au moins trois tiroirs. Il n'est donc pas utile d'essayer de provoquer une création de paire dans cette partie basse du trajectographe.

Enfin, notons que le faible rapport hauteur/largeur ($=0.4$) du trajectographe confère un grand champ de vue au LAT : 2.4 stéradians.

III.2.2 Détermination de l'énergie : le calorimètre

Chacune des 16 tours du trajectographe possède un module de calorimètre dans sa partie inférieure. Chaque module est formé de barreaux de cristal de iodure de césium (CsI) dans lesquels les particules chargées développent une gerbe et déposent une grande partie de leur énergie. Son but est donc de mesurer l'énergie de la gerbe électromagnétique issue de la paire ($e^+ + e^-$), mais aussi de reconstruire le développement de la gerbe afin d'en déduire la direction de la particule incidente.

Chaque module est composé de 8 couches d'orientation alternées (selon x ou y) de 12 barreaux de CsI enrichi au thallium (Tl) (voir figure III.7). Il y a donc 96 barreaux et chacun possède deux photodiodes à chacune de ses extrémités mesurant la lumière produite par la scintillation du cristal. La différence d'intensité lumineuse entre les deux extrémités permet de situer chaque dépôt et cette information est utilisée pour initier l'algorithme de calcul des trajectoires dans le trajectographe. Les deux photodiodes aux extrémités n'ont pas la même taille et leur utilisation dépend de l'énergie de la particule : les grandes diodes opèrent pour les basses énergies et les petites diodes sont adaptées aux plus hautes énergies. La précision sur la mesure de la position est de quelques millimètres pour une énergie de ~ 10 MeV et atteint

moins d'1 mm pour des énergies supérieures à 1 GeV. Le thallium agit comme un dopant sur le CsI en augmentant le rendement lumineux et il modifie la longueur d'onde du pic d'émission du CsI pour une meilleure efficacité de collection de la lumière par les diodes.

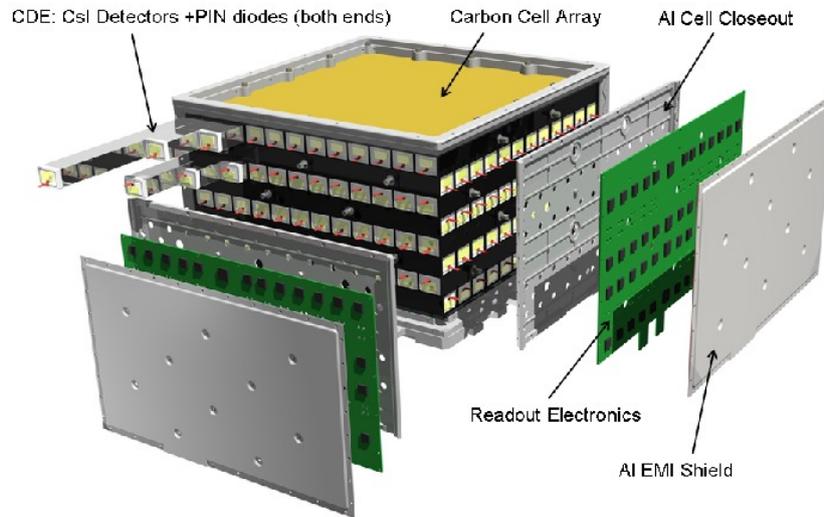


Figure III.7 - Vue éclatée d'un module du calorimètre du LAT (Atwood et al., 2009), composé de 8 couches de 12 scintillateurs de cristal CsI(Tl). Le calorimètre permet de mesurer l'énergie déposée par les gerbes électromagnétiques initiées par les paires ($e^+ + e^-$).

III.2.3 Rejet des rayons cosmiques chargés : le détecteur anti-coïncidence

Le détecteur anti-coïncidence, en anglais ACD pour *AntiCoincidence Detector*, recouvre le dessus et les côtés du LAT. Il a pour but de rejeter les rayons cosmiques chargés.

En effet, le satellite Fermi est continuellement soumis à un intense flux de particules chargées qui interagissent également avec les autres détecteurs du LAT, ce qui pourrait engendrer de fausses détections de photons γ . L'objectif de performance de ce "bouclier" est de rejeter 99.97 % des rayons cosmiques. Pour ce faire, il est constitué de 89 scintillateurs plastiques d'1 cm d'épaisseur (appelées "tuiles", ne scintillant que lors d'un passage d'une particule chargée) et de 8 rubans (couvrant les jointures des tuiles). L'ensemble permet de positionner l'impact d'une particule chargée.

Ainsi, une absence de signal d'une tuile de l'ACD associée à la direction reconstruite d'un signal dans le trajectographe sera interprétée comme un événement photon. Si au contraire une position d'un signal de l'ACD est dans le prolongement d'une trace mesurée dans le trajectographe, cette dernière sera attribuée à une particule chargée incidente sur le LAT et l'ACD mettra un veto sur cet événement. Enfin, si une détection de l'ACD coïncide temporellement avec un signal dans le trajectographe mais n'est pas dans son prolongement, elle peut correspondre à une particule rétro-diffusée (ou *backsplash*) de la cascade : l'événement ne sera pas ignoré. Ceci est possible grâce à la segmentation du détecteur en tuiles et permet d'avoir une bonne efficacité de détection des photons de haute énergie avec une probabilité de rejet d'un photon à cause de l'effet *backsplash* inférieure à 20% à 300 GeV. Cette faible probabilité est un des atouts majeurs du LAT comparé à son prédécesseur EGRET, le *backsplash* ayant été la raison majeure de sa perte d'acceptance (ou section efficace de détection) à haute énergie.

III.3 Traitement des événements

III.3.1 Filtrage à bord

Lorsqu'un signal est détecté dans l'un des trois sous-détecteurs décrits ci-dessus, sa direction et son énergie sont enregistrées. Un processus est ensuite mis en place pour rejeter au mieux les événements déclenchés par les particules chargées parasites tout en conservant le maximum d'événements liés à la détection de photons γ . Cette sélection est faite à partir d'un certain nombre de conditions, ou *triggers*. On peut par exemple avoir les cas suivants :

- un événement sera rejeté si l'ACD se trouve en mode veto (voir paragraphe III.2.3) : le trigger correspondant est appelé "ROI" (pour *Region of Interest*, qui correspond à une sélection de tuiles et de rubans) ;
- lorsque le mode "TKR" est enclenché, cela veut dire qu'au moins trois impacts alignés ont été observés dans le trajectographe. Si la condition "ROI" n'est pas remplie, la particule incidente est un photon et l'événement sera gardé.

Le fonctionnement détaillé des différents triggers est décrit dans Atwood et al. (2009). Ce réseau de filtres autorise un transfert de données par paquets vers le sol en quantité réduite (taux de ~ 400 Hz) par rapport au nombre d'événements réellement vus par le détecteur (taux compris entre 2 et 4 kHz en moyenne).

III.3.2 Reconstruction et classification au sol

Les données transmises au sol, envoyées par paquets 6 à 8 fois par jour, sont ensuite soumises à des algorithmes de rejet plus efficaces basés sur le principe d'arbre de classification (Breiman et al., 1984). Les caractéristiques de chaque paire ($e^+ + e^-$) (profils longitudinal et latéral, position du vertex,...) recueillies à partir de la gerbe produite dans les différents sous-détecteurs permettent de classer les particules primaires par nature probable : il est ainsi possible de différencier une gerbe électromagnétique, due à un photon, d'une gerbe hadronique liée à un rayon cosmique incident sur le LAT. Ceci permet de classifier et d'analyser les électrons et les positrons (Ackermann et al., 2010; Abdo et al., 2009d).

Une grande variété d'observations est possible avec le LAT : étude des sursauts γ , de sources Galactiques ou extragalactiques et d'émissions diffuses par exemple. L'étude d'une source diffuse couvrant une grande portion du ciel nécessitera un temps d'intégration de l'information plus important, alors que l'analyse d'un sursaut γ se fera sur une région du ciel beaucoup plus petite et une fenêtre temporelle courte. En fonction du rejet des particules chargées, un classement des événements est optimisé pour différents domaines d'études bien spécifiques. Le jeu de fonctions de réponse instrumentale (ou IRFs pour *Instrument Response Functions*) utilisé dans cette thèse est la classification publique Pass7. Quatre classes de candidats photons sont définies, toutes imbriquées et de moins en moins contaminées par le fond de rayonnement cosmique (Ackermann et al., 2012b) :

- la classe **Transcient** constitue la classe la plus contaminée par le bruit avec un taux d'événements attribués au fond résiduel de quelques Hz. Très peu de coupures sont faites sur cette classe et elle est caractérisée par une surface effective plus importante que les suivantes. Cette classe est idéale pour l'étude de phénomènes transitoires comme les sursauts γ , pour lesquels un maximum de photons est requis, mais est déconseillée pour toute analyse spectrale et/ou morphologique ;
- la classe **Source** est une sous-classe de **Transcient** avec un taux d'événements liés au bruit de fond de moins de 1 Hz. Pour cette classe et les deux suivantes, les coupures sur les événements ont été optimisées à partir d'échantillons de données "en vol" ainsi qu'à

l'aide de simulations Monte-Carlo. Cette classe est prévue pour les analyses des sources ponctuelles ;

- la classe `Clean` rejette encore mieux le bruit de fond que `Source` (avec un taux de l'ordre de 0.1 Hz). L'utilisation de cette classe est particulièrement souhaitable pour l'analyse des émissions diffuses.
- la classe `UltraClean` est encore plus "pure" et a été développée pour l'étude de l'émission diffuse extragalactique. La contamination résiduelle de cette classe est environ 10 % plus faible que pour `Clean` à une énergie de 100 MeV. Cette classe a donc le meilleur rapport signal/bruit mais en contrepartie, elle présente aussi le moins d'événements.

L'analyse des données du LAT présentée dans cette thèse a été faite avec la classe `Source` afin de pouvoir analyser des sources ponctuelles tout en ayant suffisamment de statistique.

III.3.3 Les données du LAT

Une analyse des données du LAT se fait à partir de deux fichiers fournis par la collaboration au format FITS, format standard pour les données utilisées par la communauté astrophysique. Ces données sont mises à la disposition de tous et disponibles sur le site de la NASA (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/>). L'extraction des données se fait sur une durée, une bande en énergie et une région circulaire autour d'une position centrale que l'on peut choisir.

Le premier fichier contient une liste de photons ayant passé les différents filtres, décrits aux paragraphes III.3.1 et III.3.2, permettant de rejeter les particules chargées. Ce fichier, appelé "fichier événements" ou "fichier FT1", contient les informations temporelles, énergétiques et spatiales de chaque photon : son temps d'arrivée, son énergie, son origine apparente dans le ciel et la classe d'événements lui étant associée.

Le deuxième fichier nécessaire est appelé "fichier FT2" et contient les données du satellite : il donne les informations sur la position, l'orientation et le mode d'observation du LAT. Ce fichier liste également les moments durant lesquels le LAT est inactif, par exemple lors de ses passages dans l'Anomalie Sud Atlantique (section III.1). Les données du FT2 sont généralement moyennées sur 30 secondes afin que le fichier reste facilement exploitable.

III.4 Performances de l'instrument

Les performances du LAT sont déterminées par les caractéristiques de l'instrument, les algorithmes de reconstruction et de sélection des événements. La taille importante du LAT lui confère non seulement un très grand champ de vue, mais aussi une surface effective d'environ 8000 cm². Sa surface de collection, et par extension sa sensibilité, est donc bien plus grande que celle caractérisant les missions précédentes (qui était de ~ 1500 cm² pour EGRET par exemple). Les performances prédites du LAT sont résumées au tableau III.1 présentant une comparaison avec les performances de EGRET. Les performances actuelles du LAT sont décrites en détail au cours des paragraphes suivants.

III.4.1 Les fonctions de réponse de l'instrument (IRFs)

Les IRFs, qui dépendent de la classe d'événements étudiée, caractérisent les principales données relatives au LAT tels que la surface effective de collection ou les résolutions en énergie et angulaire et permettent de reconstruire les événements. Ces fonctions de réponses sont calculées à partir de simulations Monte-Carlo et plusieurs jeux d'IRFs ont été développés depuis le lancement de *Fermi* en 2008. La version Pass 7, la dernière publique au jour de l'écriture de cette thèse, fut notamment développée après lancement du LAT en utilisant des données

Satellite	<i>Fermi</i> -LAT	EGRET
Bande en énergie	20 MeV – 300 GeV	20 MeV – 30 GeV
Résolution en énergie moyenne	10 %	10 – 25 %
Surface efficace maximale (incidence normale) [cm ²]	8000	~ 1500
Résolution angulaire pour $E = 100$ MeV [°]	3.5	5.8
Résolution angulaire pour $E > 10$ GeV [°]	< 0.15	0.5
Champ de vue [sr]	2.4	0.5
Temps mort	27 μ s	100 ms
Précision temporelle (μ s)	< 1	~ 50
Sensibilité [cm ⁻² s ⁻¹] pour $E > 100$ MeV	4×10^{-9}	~ 10^{-7}
Masse [kg]	2790	1810

Tableau III.1 - Comparaison des performances prédites et des caractéristiques du LAT (Atwood et al., 2009) avec celles de EGRET (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>).

acquises en orbite. Dans le cadre de cette thèse, le jeu *P7SOURCE_V6* fut principalement utilisé pour les analyses. Ses caractéristiques sont décrites dans cette partie.

Un jeu d'IRFs du LAT est caractérisé par trois fonctions de réponse :

- la surface effective A_{eff} , représentant la surface de collection “utile” du détecteur (inférieure à la surface physique réelle du détecteur) ;
- la résolution angulaire ou PSF (pour *Point Spread Function*), caractérisant la précision avec laquelle la direction du photon incident est estimée ;
- la résolution en énergie ΔE , définissant la précision avec laquelle l'énergie du photon incident est déterminée.

Ces quantités dépendent de l'angle d'incidence θ de la particule par rapport à l'axe du télescope et de l'énergie E de cette particule. Un jeu d'IRFs peut être décrit par l'équation suivante :

$$IRFs(\theta, E) = A_{eff}(\theta, E) * PSF(\theta, E) \times \Delta E(\theta, E) \quad . \quad (III.2)$$

La dépendance de ces fonctions avec E et θ est illustrée par la figure III.9 pour le jeu d'IRFs *P7SOURCE* avec des événements de types *FRONT* et *BACK*, ainsi que pour l'ensemble “*FRONT + BACK*”. Les variations de la surface effective et de la résolution en énergie sont représentées en fonction de l'énergie dans le cas d'une particule ayant une incidence normale (graphes de gauche), et en fonction de l'angle d'incidence pour un photon d'énergie de 10 GeV (graphes de droite). Pour ce lot d'IRFs, la PSF présente seulement une dépendance avec l'énergie.

Nous pouvons remarquer sur la figure III.9 (*Bas*) que le choix d'utiliser des événements *FRONT* ou *BACK* n'est pas anodin suivant le type d'analyse que l'on souhaite faire. En effet, il est préférable de sélectionner des événements *BACK* si l'on fait une analyse à basse énergie ($E < 2$ GeV) et des événements *FRONT* pour des énergies plus élevées afin d'avoir une résolution en énergie optimale.

La surface effective d'un détecteur décrit son efficacité à détecter les photons et elle dépend de la surface effective géométrique et de la probabilité de conversion et d'identification d'un photon. Sa connaissance est primordiale pour l'estimation du spectre (en termes de flux et d'indice spectral) des sources avec le LAT. Les incertitudes sur cette quantité entraînent des erreurs systématiques qui se reportent sur le spectre des sources, ce qui sera expliqué plus en détails au cours du chapitre IV.3 traitant des différentes causes de systématiques étudiées au cours de ma thèse.

Il est intéressant de noter que le champ de vue (ou FoV pour *Field of View*) du satellite est dépendant du type d'événements sélectionné et de l'énergie du photon incident. Formellement, il est défini, pour toute énergie E , par le ratio entre l'acceptance^c \mathcal{A} et la surface effective A_{eff} en incidence normale :

$$\text{FoV}(E) = \frac{\mathcal{A}(E)}{A_{eff}(E, \theta = 0)} \quad . \quad (\text{III.3})$$

Cette dépendance est illustrée par la figure III.8 pour la classe P7SOURCE où l'on voit que le champ de vue est de l'ordre de 2.7 sr entre 1 et 10 GeV et qu'il diminue pour des énergies plus basses et plus élevées. Pour des raisons de géométrie, il est plus important pour des événements *BACK* que pour ceux de type *FRONT*.

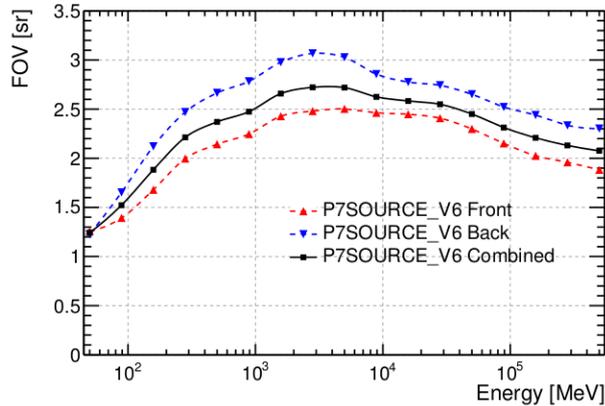


Figure III.8 - Champ de vue du LAT en fonction de l'énergie, pour la classe P7SOURCE (Ackermann et al., 2012b).

III.4.2 Sensibilité

La sensibilité d'un instrument est définie comme le flux minimal d'une source ponctuelle pouvant être détectée par celui-ci. La limite de détection est souvent fixée à 5σ au-dessus du niveau de fond. Elle dépend du temps d'observation, comme illustré en figure III.10 (*gauche*), mais aussi du spectre de la source et de la gamme en énergie considérée.

La sensibilité dépend aussi de la position de la source dans le ciel. En effet, le fond diffus Galactique ayant une répartition inhomogène il sera plus difficile de détecter une source faible dans le plan Galactique que dans une région à haute latitude. Ces inhomogénéités sont présentées à la figure III.10 (*droite*) qui montre une carte de sensibilité du LAT sur tout le ciel (flux au-delà de 100 MeV) en coordonnées galactiques pour 3 ans de données du LAT acquis en mode balayage. Cette carte suppose une limite de détection fixée à 5σ pour une source dont le spectre est modélisé par une loi de puissance simple d'indice spectral de 2.0, en utilisant la version Pass 7 des IRFs. Les courbes de sensibilité correspondantes en fonction de l'énergie et pour différentes latitudes sont présentées à la figure III.11.

c. L'acceptance est définie ici comme étant la surface effective intégrée sur l'angle solide.

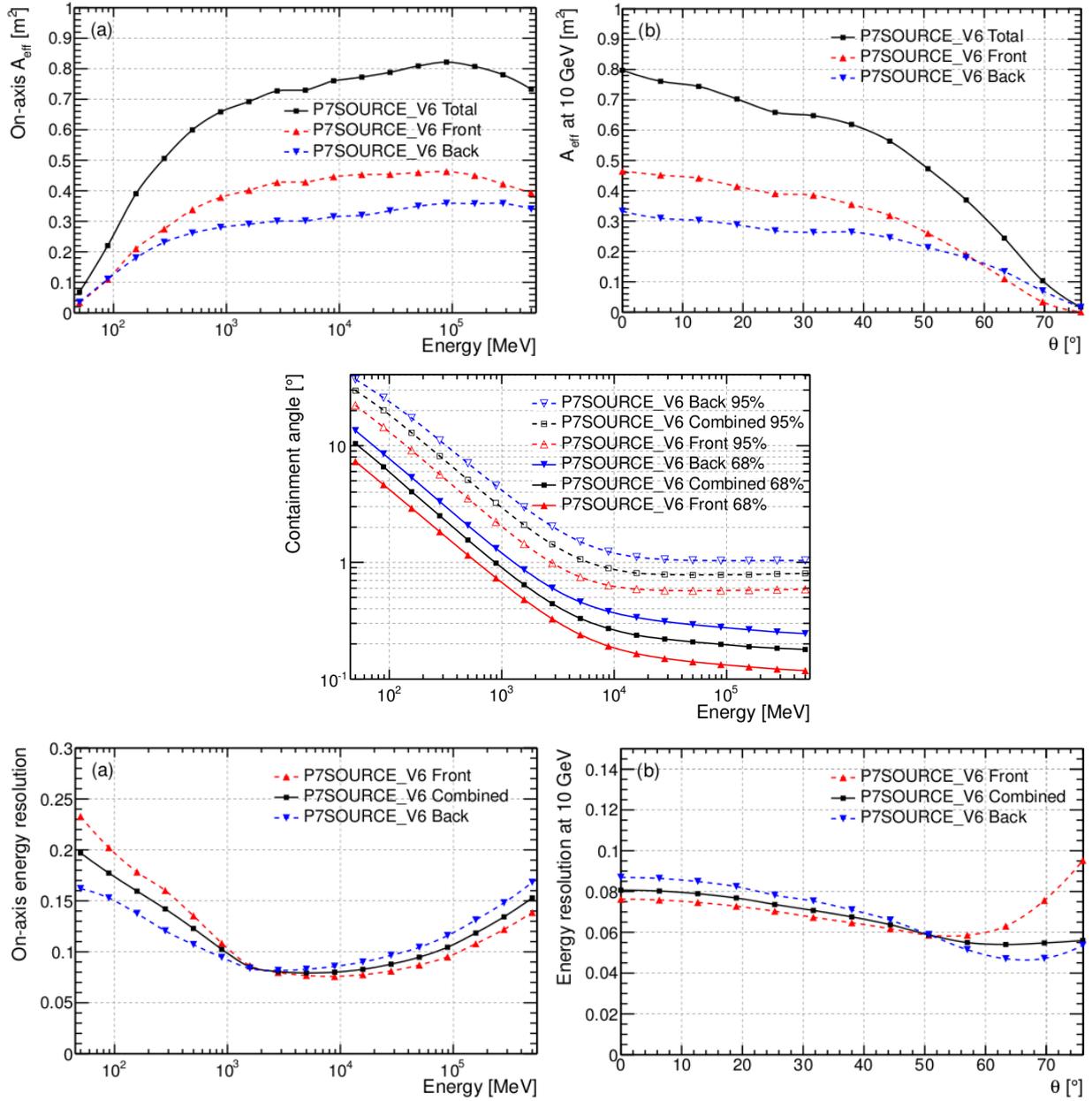


Figure III.9 - Fonctions de réponse du LAT en utilisant la classification Pass 7 pour les événements de types *FRONT* (en rouge) et *BACK* (en bleu) (Ackermann et al., 2012b). *Haut* : Variation de la surface effective en fonction de l'énergie (a) et de l'angle d'incidence θ (b). *Milieu* : Variation de la PSF en fonction de l'énergie pour une zone de confiance de 68% (traits pleins) et de 95% (traits pointillés). *Bas* : Variation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie (a) et de l'angle d'incidence θ (b).

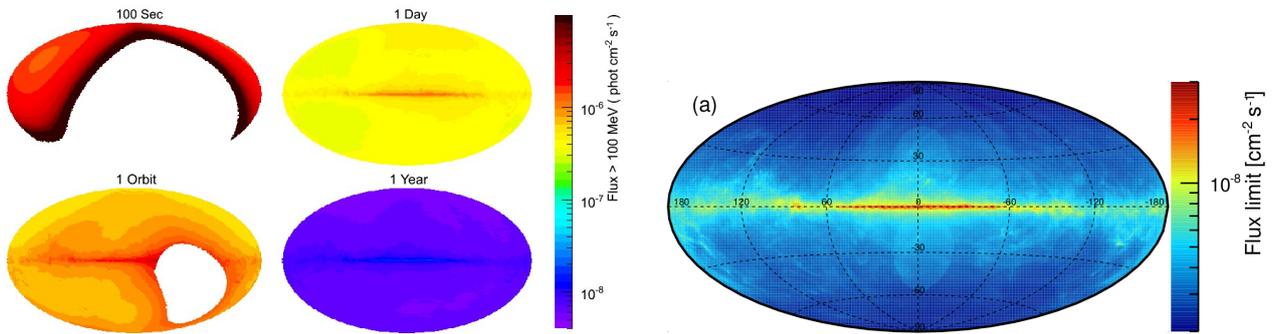


Figure III.10 - *Gauche* : sensibilité du LAT (flux intégré détectable) pour différentes durées d'exposition (Atwood et al., 2009). La couverture du ciel est homogène à partir de deux orbites. *Droite* : carte de sensibilité de 5σ (flux au-delà de 100 MeV, P7SOURCE_V6, $l' = 2$) produite pour une exposition de 3 ans (Ackermann et al., 2012b). Chaque carte est en coordonnées galactiques.

pas vrai, elle est totale mais pas homogène

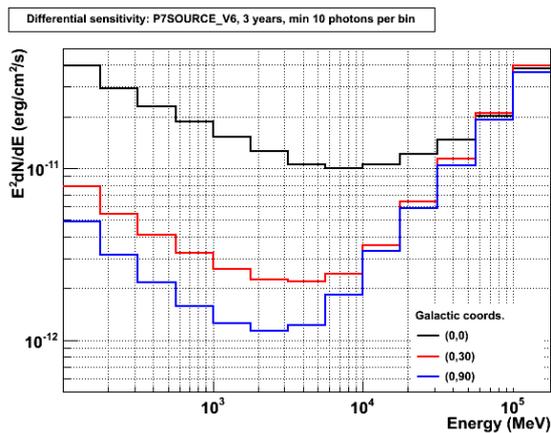


Figure III.11 - Sensibilité du LAT pour une source ponctuelle en fonction de l'énergie, pour la classe P7SOURCE et pour une exposition de 3 ans. Elle a été calculée pour trois positions dans le ciel : au pôle Galactique, à une latitude intermédiaire et au niveau du plan Galactique (Ackermann et al., 2012b).

CHAPITRE IV

Méthodes et outils de l'analyse des données du LAT

Sommaire

IV.1	La méthode du maximum de vraisemblance (ou <i>likelihood</i>) . . .	57
IV.1.1	Le maximum de vraisemblance unbinned.	58
IV.1.2	Maximum de vraisemblance binned	60
IV.1.3	Significativité d'une source : rapport de maximum de vraisemblance .	61
IV.2	Étapes et outils d'une analyse de données.	62
IV.2.1	Préparation des données	62
IV.2.2	Création d'un modèle de la région d'intérêt.	63
IV.2.3	Les principaux types de spectres	65
IV.2.4	L'outil <i>gtlike</i>	66
IV.2.5	L'outil <i>PointLike</i>	70
IV.3	Études des sources d'erreurs systématiques.	72
IV.3.1	Les fonctions de réponses de l'instrument.	73
IV.3.2	L'émission diffuse Galactique : variation de sa normalisation.	74
IV.3.3	L'émission diffuse Galactique : utilisation de plusieurs modèles	75
IV.3.4	L'émission diffuse Galactique : utilisation d'un modèle spécifique à la région du centre Galactique.	77

Depuis le début de la mission, la collaboration du *Fermi*-LAT a mis au point et continue de développer des outils permettant de traiter les données afin d'en extraire les informations scientifiques recherchées. Ce chapitre présente la méthode du maximum de vraisemblance et les outils liés permettant une analyse spectrale et spatiale. Enfin, différentes sources d'erreurs systématiques prises en compte lors de l'analyse effectuée au cours de cette thèse seront développées.

IV.1 La méthode du maximum de vraisemblance (ou *likelihood*)

Le principe d'analyse des données du LAT repose sur la méthode du maximum de vraisemblance qui permet d'ajuster les données à des modèles spectraux et morphologiques. On utilise

alors la fonction de vraisemblance \mathcal{L} qui donne la probabilité d'obtenir des données à partir d'un modèle en entrée. Le but de la méthode est de maximiser la valeur de cette fonction en ajustant les flux des sources ponctuelles et des émissions diffuses (Galactique et extragalactique) aux données.

Dans le cas du satellite *Fermi*, le modèle d'entrée est la distribution des sources γ dans tout le ciel (incluant leurs intensités et spectres). Suivant les cas d'études, il est possible d'analyser le ciel dans son ensemble ou de sélectionner une région d'intérêt (ROI pour *Region Of Interest*). Cette dernière est une région circulaire ou carrée centrée par exemple autour de la position supposée de la source que l'on souhaite étudier. Quant à la région incluant les modèles, dénommée "région source" (SR pour *Source Region*), elle doit être au moins égale à la ROI et supérieure à celle-ci si l'analyse s'effectue à basse énergie (typiquement en dessous de 10 GeV) afin de prendre en compte les sources se trouvant dans la ROI tout comme celles se situant à proximité.

Deux méthodes de calcul du maximum de vraisemblance sont possibles. La première, appelée **unbinned**, consiste à appliquer le modèle des probabilités sur chaque photon individuellement. La deuxième est appelée **binned** : la méthode de vraisemblance est appliquée sur des données échantillonnées en énergie et en direction. Les expressions **binned** et **unbinned** proviennent de l'anglais *bin* signifiant "bac".

IV.1.1 Le maximum de vraisemblance unbinned

Le modèle probabiliste utilisé dans le cadre du calcul du maximum de vraisemblance **unbinned**, où chaque photon j arrivant à un instant t est traité individuellement sur toute la gamme en énergie et pour chaque direction, s'écrit de manière générale sous la forme :

$$M(E', \hat{p}', t) \equiv \int_{SR} dE d\hat{p} R(E', \hat{p}', t; E, \hat{p}) S(E, \hat{p}) \quad , \quad (IV.1)$$

où \hat{p}' et E' sont la direction et l'énergie reconstruites des photons et \hat{p} et E la direction et l'énergie réelles dans le référentiel du LAT.

Cette équation décrit la distribution de probabilité non normalisée attendue pour des événements reconstruits, selon la fonction de dispersion R de notre instrument et par rapport à un modèle de source $S(E, \hat{p})$. Elle permet d'obtenir le nombre de photons par unité de temps t , d'énergie E' et de direction \hat{p}' reconstruites. La fonction M n'est donc pas *stricto sensu* une distribution de probabilité puisque son intégrale est une variable aléatoire et qu'on ne la normalise pas à 1.

Introduisons maintenant la fonction de dispersion R qui donne la probabilité qu'un photon d'énergie E et de position \hat{p} réelles ait une certaine énergie E' et une certaine position \hat{p}' reconstruites. Elle dépend des trois fonctions de réponse du LAT décrites au chapitre III et s'écrit :

$$R(E', \hat{p}', t; E, \hat{p}) \equiv D(E'; E, \hat{p}, \vec{L}(t)) P(\hat{p}', E, \hat{p}, \vec{L}(t)) A(E, \hat{p}, \vec{L}(t)) \quad , \quad (IV.2)$$

où l'hypothèse que les trois observables D, P et A sont statistiquement indépendantes a été faite (Kerr, 2010). Le vecteur $\vec{L}(t)$ généralise la fonction temporelle ainsi que l'altitude et la position dans l'espace du détecteur. Les différentes fonctions de réponse de l'instrument sont notées de la manière suivante :

$$D(E'; E, \hat{p}, \vec{L}(t)) \equiv \text{Dispersion énergétique (Energy Dispersion)}$$

$$P(\hat{p}', E, \hat{p}, \vec{L}(t)) \equiv \text{Fonction d'étalement (PSF)}$$

$$A(E, \hat{p}, \vec{L}(t)) \equiv \text{Surface efficace de détection (Effective Area)} \quad .$$

Le modèle de sources est une combinaison de sources ponctuelles et étendues présentes dans la SR plus des émissions diffuses Galactiques et extragalactiques :

$$S(E, \hat{p}) = \sum_i s_i(E) \delta(\hat{p} - \hat{p}_i) + S_{ext}(E, \hat{p}) + S_G(E, \hat{p}) + S_{eg}(E, \hat{p}) \quad . \quad (IV.3)$$

L'indice i renvoie aux différentes sources ponctuelles du modèle à ajuster présentes dans la ROI, $s_i(E)$ est le spectre en énergie de la source i et \hat{p}_i sa position dans le ciel. $S_{ext}(E, \hat{p})$ modélise la ou les source(s) étendue(s) présente(s) dans le modèle. $S_G(E, \hat{p})$ et $S_{eg}(E, \hat{p})$ sont respectivement les composantes diffuses Galactique et extragalactique. On peut noter que si s_i a les dimensions de $dN/(dE dt dA)$ (par exemple en $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}]$) alors S_{ext} , S_G et S_{eg} auront les dimensions de $dN/(dE dt dA d\Omega)$ (donc en $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}]$).

Pour la méthode du maximum de vraisemblance **unbinned**, des *bins* de taille $dE' \times d\hat{p}' \times dt$ sont construits de telle manière qu'ils soient suffisamment petits pour avoir au maximum 1 événement dans chacun. Ainsi, il est possible de caractériser la distribution de photons M dans un *bin* par une distribution de Poisson^a. La probabilité d'avoir un photon dans un bin (événement obtenu $n = 1$ fois) sera donc (Barlow, 1990) :

$$P_1 = M(E', \hat{p}', t) dE' d\hat{p}' dt \times e^{-M(E', \hat{p}', t) dE' d\hat{p}' dt} \quad , \quad (IV.4)$$

et celle d'avoir aucun photon dans un bin ($n = 0$) :

$$P_0 = e^{-M(E', \hat{p}', t) dE' d\hat{p}' dt} \quad . \quad (IV.5)$$

Afin de finalement calculer la fonction de vraisemblance sur toutes les données, il faut prendre en compte les lots de bins avec photon ($j \in P$) et sans photon ($j \in Q$), chaque bin ayant comme taille $dE' \times d\hat{p}' \times dt$. Cette probabilité, notée \mathcal{L} , s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \prod_{j \in P} P_1 \prod_{j \in Q} P_0 \\ &= \prod_{j \in P} M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) dE'_j d\hat{p}'_j dt_j e^{-M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) dE'_j d\hat{p}'_j dt_j} \times \prod_{j \in Q} e^{-M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) dE'_j d\hat{p}'_j dt_j} \\ &= \prod_{j \in P} M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) dE'_j d\hat{p}'_j dt_j \times \prod_{j \in P, Q} e^{-M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) dE'_j d\hat{p}'_j dt_j} \quad . \end{aligned} \quad (IV.6)$$

On utilise maintenant le logarithme :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L} &= \sum_{j \in P} \ln M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) + \sum_{j \in P} \ln(dE'_j d\hat{p}'_j dt_j) - \sum_{j \in P, Q} M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) dE'_j d\hat{p}'_j dt_j \\ &= \sum_{j \in P} \ln M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) + [\ln(dE'_j d\hat{p}'_j dt_j)]^N - \int M(E', \hat{p}', t) dE' d\hat{p}' dt \quad , \end{aligned} \quad (IV.7)$$

où N est le nombre de photons observés. Le second terme de cette équation est indépendant des paramètres du modèle : il dépend seulement des données. Il disparaîtra donc lors du calcul de rapport de probabilités ou lorsque l'on compare les modèles de maximum de vraisemblance, et on peut donc l'enlever. L'intégrale dans l'équation IV.7 décrit le nombre total de photons

a. La distribution de Poisson est une distribution de probabilité discrète et est un cas particulier de la loi binomiale dans le cas des événements rares. De manière générale, elle donne la probabilité qu'au cours de N tirages aléatoires d'une variable ayant la probabilité $p \ll 1$ de donner un événement, celui-ci soit obtenu n fois ($n \ll N$). Elle s'écrit : $P = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}$ où $\lambda = Np$.

prédit par le modèle et sera noté N_{pred} .

En prenant en compte ces remarques, on écrit alors simplement le logarithme du maximum de vraisemblance :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{j \in \mathcal{P}} \ln M(E'_j, \hat{p}'_j, t_j) - N_{pred} \quad . \quad (\text{IV.8})$$

Le modèle qui sera le plus en accord avec les données sera celui pour lequel la valeur de $-\ln \mathcal{L}$ sera la plus grande possible.

En prenant en compte chaque événement, la méthode **unbinned** permet de ne pas altérer l'information disponible mais est coûteuse en ressources de calcul. Ainsi lorsque le nombre de photons se révèle important, dans le plan Galactique en particulier, il est préférable de traiter plusieurs photons dans un même intervalle : cette méthode est dite **binned** et est décrite au paragraphe suivant.

IV.1.2 Maximum de vraisemblance binned

Pour la méthode du maximum de vraisemblance dit **binned**, les données sont échantillonnées en énergie (intervalles énergétiques E) et dans l'espace (\hat{p}). L'utilisation de ces intervalles multidimensionnels permet un calcul plus rapide mais conduit à une perte d'information car les caractéristiques des photons inclus dans un bin sont moyennés.

La fonction de vraisemblance **binned** est donnée par la distribution de Poisson pour n_k événements dans le bin k :

$$\mathcal{L} = \prod_{k=1}^{n_k} \frac{\theta_k^{n_k} e^{-\theta_k}}{n_k!} \quad , \quad (\text{IV.9})$$

où θ_k est le nombre d'événements prédits par le modèle dans l'intervalle k . En passant au $\ln \mathcal{L}$, de la même manière que pour le maximum de vraisemblance **unbinned** on obtient :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_k n_k \ln \theta_k - N_{pred} \quad . \quad (\text{IV.10})$$

Le modèle étant une combinaison de sources ponctuelles et diffuses, indexées par i (voir équation IV.3), le nombre de photons prédits dans l'intervalle en énergie k est :

$$\theta_k = \sum_i \theta_{ik} \quad , \quad (\text{IV.11})$$

Si les échantillons sont pris pour une énergie E' et une direction \hat{p}' apparentes, la contribution pour une source i sera :

$$\theta_{ik} = \int_k dE' d\hat{p}' \int dt \int_{SR} dE d\hat{p} R(E', \hat{p}'; E, \hat{p}, t) S_i(E, \hat{p}) \quad , \quad (\text{IV.12})$$

où \int_k est l'intégrale sur le k ème bin et \int_{SR} sur la région source (SR), et R est la fonction de réponse de l'instrument définie par l'équation IV.2.

Il est possible de simplifier l'équation IV.12 afin d'appliquer cette méthode à l'instrument du LAT. Pour cela, on suppose que la dispersion énergétique est ignorée (voir Chiang (2002) pour les détails), c'est à dire que $D = \delta(E' - E)$. On décompose aussi chaque source en une partie spectrale $s_i(E)$ et une spatiale $\tilde{S}_i(\hat{p})$. L'équation IV.12 peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \theta_{ik} &= \int_k dE' d\hat{p}' \int dt \int_{SR} d\hat{p} P(\hat{p}'; E, \hat{p}, t) A(E, \hat{p}, t) S_i(E, \hat{p}) \\ &= \int_k dE' d\hat{p}' s_i(E') \int dt \int_{SR} d\hat{p} P(\hat{p}'; E, \hat{p}, t) A(E, \hat{p}, t) \tilde{S}_i(\hat{p}) \quad . \end{aligned} \quad (\text{IV.13})$$

En effet, la plupart du temps la partie spatiale d'une source est fixée, et on s'intéresse seulement à sa partie spectrale. Dans ce cas, le terme suivant est pré-calculé pour chaque source i :

$$d_{ik}(E') \equiv \int_{\Delta\hat{p}'_k} d\hat{p}' \int dt \int_{SR} d\hat{p} P(\hat{p}'; E, \hat{p}, t) A(E, \hat{p}, t) \tilde{S}_i(\hat{p}) \quad . \quad (\text{IV.14})$$

On a finalement la contribution de la source i dans le k ième bin :

$$\theta_{ik} = \int_{\Delta E'_k} dE' d_{ik}(E') s_i(E') \quad . \quad (\text{IV.15})$$

La méthode pourra être appliquée pour une source i ponctuelle ou étendue. Ces simplifications permettent d'accélérer le calcul du maximum de vraisemblance dans le cas **binned**.

IV.1.3 Significativité d'une source : rapport de maximum de vraisemblance

La significativité de détection d'une source peut être définie comme étant un rapport signal/bruit où le bruit est l'ensemble des émissions à la position de la source, sans cette dernière. Afin de calculer cette significativité, on utilise le théorème fondamental de Wilks (Wilks, 1938) sur le rapport de vraisemblance. Ce théorème montre que si on prend n échantillons X_1, \dots, X_n ayant comme fonction de probabilité $f(X; \theta_1, \dots, \theta_p)$, où $\theta_1, \dots, \theta_p$ correspondent aux paramètres de cette distribution de probabilité, alors on a :

$$\mathcal{L} = \frac{\max \prod_{i=1}^n f(X_i; \theta_1^T, \dots, \theta_q^T, \theta_{q+1}, \dots, \theta_p)}{\max \prod_{i=1}^n f(X_i; \theta_1, \dots, \theta_p)} \quad . \quad (\text{IV.16})$$

Au numérateur les termes θ^T représentent les paramètres fixes du modèle, et les maxima sont trouvés en faisant varier les autres paramètres θ . La distribution de probabilité de la quantité $-2\ln\mathcal{L}$ suivra celle du χ^2 ^b pour un grand nombre d'échantillons n . Il a été montré (Cash, 1979) que ce rapport de vraisemblance peut être appliqué à l'estimation de paramètres en astronomie (pour des données échantillonnées ou non échantillonnées en utilisant la distribution de Poisson par exemple).

Dans le cas de *Fermi*, le **Test Statistique** (noté TS) est défini en utilisant le rapport de vraisemblance de la manière suivante :

$$TS = -2(\ln\mathcal{L}_{max,0} - \ln\mathcal{L}_{max,1}) \quad . \quad (\text{IV.17})$$

$\mathcal{L}_{max,0}$ est le maximum de vraisemblance pour un modèle sans la source considérée (sa normalisation étant fixée à 0), c'est à dire en prenant en compte seulement les modèles d'émission diffus Galactiques et extragalactiques et éventuellement les sources ponctuelles ou étendues les plus proches. $\mathcal{L}_{max,1}$ est le maximum de vraisemblance pour un modèle comprenant la source d'intérêt à une certaine position, en plus des sources citées pour $\mathcal{L}_{max,0}$. Il est important de noter que le théorème de Wilks ne peut pas être appliqué dans ce calcul du TS car les paramètres variables θ de l'équation IV.16 doivent appartenir à un intervalle fermé (*nested* en anglais). Il faut alors utiliser le théorème de Chernoff, une extension de celui de Wilks qui permet de

b. Le χ^2 est une distribution statistique de la forme $\chi_r^2 = \sum_{i=1}^r X_i^2$ où les X_i désignent r variables aléatoires gaussiennes normales. La densité de probabilité de X est alors : $f_X(t) = \frac{1}{2^{\frac{r}{2}}\Gamma(\frac{r}{2})} t^{\frac{r}{2}-1} e^{-\frac{t}{2}}$ où Γ est la fonction spéciale gamma.

s'affranchir de cette borne fermée (Chernoff, 1954) afin de pouvoir fixer le paramètre de la normalisation à 0. Les logarithmes de fonctions \mathcal{L} sont définies par l'équation IV.8 dans le cas d'une étude `unbinned` et par l'équation IV.10 pour une étude `binned`.

Cette définition du TS signifie que si l'hypothèse de départ est vérifiée (modèle $\mathcal{L}_{max,0}$ sans la source d'intérêt), alors le TS sera proche de 0. Au contraire une grande valeur de TS signifie que l'hypothèse de départ est incorrecte, c'est à dire que la source ajoutée au modèle est bien présente.

Dans la limite d'un grand nombre de photons, le Théorème de Wilk stipule que le TS pour l'hypothèse nulle est asymptotiquement distribué comme un χ_r^2 où r est la différence de paramètres entre $\mathcal{L}_{max,0}$ et $\mathcal{L}_{max,1}$. La significativité d'une source est alors définie par $\sigma = \sqrt{TS - \chi_r^2}$. Le σ est la déviation standard qui caractérise la dispersion d'une distribution statistique (une loi gaussienne dans notre cas) autour de la valeur moyenne. Par exemple, $TS = 25$ équivaut à environ 5σ . Pour deux degrés de liberté (flux et indice spectral), $TS = 25$ équivaut alors à 4.63σ . Dans le cas du catalogue des données Fermi à 24 mois (Nolan et al., 2012) où la position de la source est elle aussi laissée libre dans le modèle, $TS = 25$ équivaut alors à 4.05σ (quatre degrés de liberté au total).

IV.2 Étapes et outils d'une analyse de données

Les deux fichiers de données FT1 et FT2, décrits au chapitre III, permettent à eux seuls de procéder à n'importe quelle analyse des données du LAT grâce aux outils développés par et pour la collaboration *Fermi*. Ces outils, désignés couramment sous le nom de **Science Tools**^c et comportant le préfixe *gt-*, permettent entre autres d'effectuer les différents types d'analyses décrits à la section précédente.

Il en existe pour différentes analyses telles que l'étude des GRBs, l'analyse des pulsars, la simulation, etc. Cependant, nous traiterons dans cette section seulement les outils ayant servi durant cette thèse : nous allons voir les outils intervenant dans les étapes générales de l'analyse, puis la manière de construire un modèle et enfin les deux outils permettant de comparer le modèle aux données (*gtlike* et *PointLike*).

IV.2.1 Préparation des données

Nous avons vu au chapitre III les sélections possibles sur les données du LAT par rapport à la reconstruction des événements et aux performances de l'instrument. En plus de la classe et du type d'événements, d'autres sélections peuvent être effectuées :

- intervalle en temps : le début officiel de la mission *Fermi* étant le 11 août 2008, les données utilisées lors d'analyses sont prises à partir de cette date. Il est néanmoins possible de sélectionner une période d'observations désirée, ce qui peut être utile dans l'étude de la variabilité de sources ou lors d'événements brefs et transitoires.
- intervalle en énergie : afin de ne pas être affectées par les incertitudes existant sur les fonctions de réponse à basse énergie, notamment en ce qui concerne la surface efficace du détecteur, les analyses de données sont en grande majorité réalisées sur des événements d'énergie reconstruite supérieure à 100 MeV.
- région d'intérêt : du fait de la PSF étendue à basse énergie (68% des photons à l'intérieur de 5° à 100 MeV), il est nécessaire d'élargir l'analyse à une ROI de rayon de quelques degrés ou dizaines de degrés : de nombreuses sources sont souvent détectées dans le

c. L'utilisation des **Science Tools** est documentée sur le site : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html>

voisinage de celle étudiée avec un recouvrement de leurs PSFs à basse énergie. De plus, il faut que la ROI soit suffisamment large afin de pouvoir ajuster correctement les fonds diffus, en particulier dans le plan Galactique où il est dominant. La taille typique d’une ROI est de 10 à 15° pour une énergie minimale de 100 MeV.

- angle zénithal : le nombre des photons émanant des interactions des rayons cosmiques dans la haute atmosphère terrestre devient important pour des valeurs d’angle zénithal supérieures à 110°. Une coupure sur la valeur maximale d’angle zénithal constitue l’unique méthode permettant le rejet efficace de cette source de bruit de fond.

Cette sélection des événements s’effectue avec l’outil *gtselect* et génère un nouveau fichier FT1. Il faut ensuite utiliser l’outil *gtmktime* sur le fichier d’événements obtenu : il permet de sélectionner les bons intervalles de temps issus du fichier FT2 par rapport aux données conservées, appelés GTI pour *Good Time Interval*. En effet certaines périodes d’instabilité des résultats doivent être exclues, causées soit par des problèmes à bord du satellite soit par son passage au dessus de l’anomalie sud-Atlantique (décrite au chapitre III). Cet outil effectue également des coupures selon la configuration spatiale du satellite décrite dans le fichier FT2. En particulier, une coupure sur l’angle zénithal doit être réalisée en accord avec la sélection auparavant réalisée à l’aide de l’outil *gtselect* pour permettre le rejet des photons γ “terrestres”.

La dernière étape générale de la préparation des données avant l’analyse consiste à calculer le temps d’exposition à l’aide de l’outil *gtltimecube*. Cet outil permet de générer un nouveau fichier dit *livetime cube* à partir du fichier FT1 modifié précédemment et du fichier FT2. La surface efficace de collection dépendant de l’angle d’incidence du photon avec le détecteur, le nombre de photons γ reçus d’une source dépend de sa position dans le champ de vue du LAT (voir figure III.9). Il faut donc corriger ce nombre par l’exposition, qui correspond à la surface effective du détecteur multipliée par le temps d’observation du satellite à cette position.

Le fichier *livetime cube* étant calculé sur tout le ciel, cette étape demande un temps très long pour le produire (plusieurs heures). Il est cependant possible de calculer en parallèle différents sous-fichiers correspondant à des intervalles de temps successifs, puis de les joindre l’aide de l’outil *gtltimecube*. Une fois ceci effectué, il est possible d’utiliser ce même fichier pour une analyse dans n’importe quelle région du ciel tant que la coupure sur l’angle zénithal est la même.

IV.2.2 Création d’un modèle de la région d’intérêt

L’analyse d’une région du ciel nécessite également un modèle qui prend en compte les différentes sources de haute énergie dans la ROI. Cette SR (pour *Source Region*) aura typiquement un rayon environ 5° plus grand que la ROI pour une analyse commençant à 100 MeV, et pourra être de même taille que la ROI pour des analyses effectuées au-delà de ~ 10 GeV. Ce modèle inclut la position de la/les source(s) analysée(s), la position des sources voisines, un modèle d’émission diffuse, le type de spectre des sources et la valeur des paramètres spectraux.

Bien entendu, les paramètres de la/les source(s) analysée(s) doivent être libres de varier lors de l’ajustement du modèle aux données. Certains paramètres choisis (seulement la normalisation ou aussi le ou les indices spectraux) des sources proches doivent être également laissés libres à cause de la PSF élevée à basse énergie. En effet, bien que la contribution des sources voisines décroisse avec leur éloignement à la source centrale, les photons associés à cette dernière peuvent être parasités par ceux provenant des sources voisines.

Le dernier modèle de source publique au moment de l’écriture de cette thèse, utilisé lors des analyses présentées dans les chapitres suivants, est le *Fermi Large Area Telescope Second*

Source Catalog, appelé 2FGL et distribué^d par la collaboration *Fermi-LAT* (Nolan et al., 2012). Le “2” réfère au deuxième catalogue de la collaboration obtenu avec 2 ans de données, FGL est l’acronyme de *Fermi Gamma-ray LAT*. Ce catalogue contient 1873 sources γ ayant un TS supérieur à 25 et dont le nom est indiqué par : 2FGL JHHMM.m+DDMM(c,e)^e. L’option “c” indique que la source est considérée comme “confuse” du fait d’un empilement de sources ou d’une localisation dans une région où l’émission diffuse est importante ou mal modélisée. L’option “e” indique que la source est étendue. Il y a 12 sources étendues dans le catalogue 2FGL, dont les modèles spatiaux sont également distribués sur le site de la NASA.

L’émission diffuse est particulièrement dominante dans le plan Galactique. Une modélisation la plus réelle possible de celle-ci est indispensable pour une étude correcte des sources ponctuelles et étendues (Nolan et al., 2012). Cette émission possède deux composantes additionnées : les émissions diffuses Galactique et isotrope, présentées dans le chapitre I. Elles sont modélisées et distribuées par la collaboration^f. Pour le set d’IRFs *P7SOURCE_V6*, les modèles des émissions diffuses Galactique et isotrope sont respectivement dénommées *isotrop_2year_P76_source_v0.txt* et *gal_2yearp7v6_v0.fits*.

Une composante additionnelle qui prend en compte les photons γ “terrestres” (l’*albedo terrestre*) peut être ajoutée. Néanmoins, une sélection des événements dont la direction reconstruite forme un angle de moins de 100° avec le zénith permet généralement de s’affranchir de ces photons, sauf pour une énergie inférieure à 200 MeV où ils n’ont pas été entièrement supprimés dans les données.

Une fois un modèle défini, il se présente sous la forme d’un fichier au format XML (*Extensible Markup Language*) où les paramètres spectraux et spatiaux sont précisés. Le modèle d’une source est écrit de la manière générale suivante, avec différentes options explicitées au tableau IV.1 :

```
<source name="NomSource" type="TypeSource">
<spectrum type="TypeSpectre">
  <parameter free="0" max="10" min="0.1" name="Normalization" scale="1" value="1."/>
</spectrum>
<spatialModel type="TypeSpatial">
  <parameter free="0" max="360" min="-360" name="RA" scale="1" value="0"/>
  <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1" value="0"/>
</spatialModel>
</source>
```

Par exemple, les deux modèles de l’émission diffuse seront écrits de la manière suivante :

```
<source name="EG" type="DiffuseSource">
<spectrum file="isotrop_2year_P76_source_v0.txt" type="FileFunction">
  <parameter free="0" max="10" min="0.1" name="Normalization" scale="1" value="1.0"/>
</spectrum>
<spatialModel type="ConstantValue">
  <parameter free="0" max="10" min="0" name="Value" scale="1" value="1"/>
</spatialModel>
</source>

<source name="GAL" type="DiffuseSource">
<spectrum type="PowerLaw">
  <parameter free="0" max="10" min="0.1" name="Prefactor" scale="1" value="1.0"/>
  <parameter free="0" max="1" min="-1" name="Index" scale="-1" value="0.001"/>
  <parameter free="0" max="2000" min="50" name="Scale" scale="1" value="500"/>
```

d. http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/2yr_catalog/

e. HHMM.m+DDMM sont les coordonnées dans le système J2000.

f. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

TypeSource	TypeSpectre	TypeSpatial
PointSource	PowerLaw, LogParabola...	SkyDirFunction (RA, DEC)
DiffuseSource	PowerLaw, LogParabola... FileFunction	Gaussian, Disk... SpatialMap ConstantValue MapCubeFunction

Tableau IV.1 - Tableau résumant les différentes options possibles lors de la construction d'un modèle de source en format XML. Les types de spectres *PowerLaw*, *LogParabola...* sont décrits à la section suivante. Des types spatiaux *Gaussian*, *Disk...* ou *SpatialMap* sont principalement associé à des sources étendues, un type *ConstantValue* décrit généralement le modèle de l'émission diffuse isotrope et un type *MapCubeFunction* le modèle de l'émission diffuse Galactique.

```
</spectrum>
<spatialModel file="gal_2yearp7v6_v0.fits" type="MapCubeFunction">
  <parameter free="0" max="1000" min="0.001" name="Normalization" scale="1" value="1"/>
</spatialModel>
</source>
```

Grâce à l'option "free" dans ce fichier au format XML, il est possible de sélectionner les paramètres que nous voulons laisser fixes ou libres durant le processus d'ajustement des spectres. Lorsque `free="0"`, le paramètre sera fixé à sa valeur indiquée par `value`. Il sera laissé libre si `free="1"`. De manière concrète, le paramètre qu'il sera intéressant de laisser libre pour l'étude présentée au chapitre V est le `Prefactor` du modèle de l'émission diffuse Galactique, qui a pour valeur habituelle 1.0.

IV.2.3 Les principaux types de spectres

Les modèles spectraux, notés $\frac{dN}{dE}$ (en $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), décrivent la fonction modélisant la loi de variation avec l'énergie du nombre de photons par unité d'énergie, de surface et de temps émis par la source. Ceux les plus fréquemment utilisés sont décrits dans cette section.

Loi de puissance (*Power Law*)

La loi de puissance a l'expression suivante :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}, \quad (\text{IV.18})$$

où N_0 est le préfacteur, Γ l'indice spectral et E_0 une énergie de référence.

Une autre écriture est utilisée : la *Power Law 2* qui a pour normalisation le flux intégré entre deux énergies. Elle s'écrit :

$$\frac{dN}{dE} = N(1 - \Gamma) \frac{E^{-\Gamma}}{E_{max}^{1-\Gamma} - E_{min}^{1-\Gamma}}, \quad (\text{IV.19})$$

où N est le flux intégral de photons entre les énergies $E_{min}^{1-\Gamma}$ et $E_{max}^{1-\Gamma}$. Cette fonction a le même nombre de paramètres qu'un modèle de loi de puissance simple, mais fournit directement le flux intégral.

Loi de puissance brisée (*Broken Power Law*)

La loi de puissance brisée est une fonction formée de deux lois de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \begin{cases} \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\Gamma_1} & \text{si } E < E_b \\ \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\Gamma_2} & \text{si } E > E_b \end{cases}, \quad (\text{IV.20})$$

où E_b est l'énergie de coupure du spectre et Γ_1 et Γ_2 sont respectivement les indices spectraux en dessus et au dessous de E_b .

Parabole logarithmique (*LogParabola*)

La fonction parabole logarithmique est définie par :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{A}{E_0} \right)^{-(\Gamma + \beta \log(E/E_0))}, \quad (\text{IV.21})$$

où Γ et β sont les indices spectraux régissant la pente de la fonction. Elle a été ajoutée pour combler la différence entre les lois de puissance simple et brisée.

Loi de puissance avec coupure exponentielle (*PLSuperExpCutoff*)

La loi de puissance avec coupure exponentielle s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_1} * \exp \left(- \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\Gamma_2} \right) \quad \begin{array}{l} \text{/exp en LaTeX, c'est plus joli...} \\ \text{mais si tu le changes c'est (IV.22)} \\ \text{dans toute les formules} \end{array}$$

où E_c est l'énergie de coupure du spectre et Γ_1 et Γ_2 les indices régissant la pente de la fonction. Un tel modèle est généralement utilisé pour modéliser le spectre des pulsars.

IV.2.4 L'outil *gtlike*

L'outil *gtlike* s'appuie sur la méthode du maximum de vraisemblance présenté précédemment. Deux chaînes d'analyse sont disponibles en fonction du type d'analyse que l'on souhaite effectuer : échantillonnée (*binned*) ou non échantillonnée (*unbinned*).

La chaîne de traitement *binned*

Une fois que l'on dispose des fichiers issus des outils *gtselect* et *gtlcube* décrits à la sous-section IV.2.1, il est nécessaire de créer une carte de coups échantillonnée en énergie, qui possède donc 3 dimensions (deux dimensions spatiales et une en énergie). Ce fichier, contenant n images sur différentes bandes en énergie entre E_{min} et E_{max} , se construit avec l'outil *gtbin* en utilisant l'option *CCUBE*. L'échantillonnage spatial de cette carte détermine l'échantillonnage de la carte d'exposition, qui sera calculée à l'étape suivante, et ainsi la précision de l'analyse. En effet, si la taille de l'échantillon n'est pas assez petite, des variations rapides dans la surface effective ne seront pas correctement prises en compte. Un échantillonnage spatial de 0.1° ou 0.2° est généralement raisonnable.

Il peut être utile de rappeler que cette carte "*CCUBE*" est définie comme une région carrée de côté s , contrairement au lot de données (fichier FT1) qui est un cercle de rayon r . Afin d'utiliser le maximum de données, il faut donc calculer la taille de la carte *CCUBE* de telle sorte à ce qu'elle s'ajuste parfaitement à l'intérieur du cercle FT1 (voir figure IV.1). Si des coins sombres sont apparents sur la carte *CCUBE*^g, cela veut dire que ces régions ne comprennent pas de données et le calcul de la carte d'exposition sera donc incorrect.

g. Il est possible d'ouvrir une carte de coups avec par exemple le programme ds9, un visualiseur d'images au format FITS (hea-www.harvard.edu/RD/ds9/).

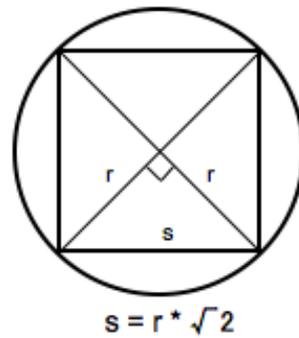


Figure IV.1 - Image schématisant la carte de données FT1 (le cercle) et la carte de coups *CCUBE* pour un certain intervalle en énergie (le carré).

Il est maintenant nécessaire de calculer la carte d'exposition échantillonnée en énergie avec l'outil *gtexpcube2*. Cet outil utilise la carte à 3 dimensions *CCUBE* et le fichier *livetime cube* générée par *gtltimecube*. La carte retournée est de même taille que la *CCUBE*. Cette étape est la première à dépendre de la version des IRFs utilisées puisqu'elle permet de prendre en compte la reconstruction des événements dans le LAT.

L'étape suivante consiste à prendre finalement en compte le modèle de la région d'intérêt (voir la sous-section IV.2.2). L'outil *gtsrcmaps* va en effet permettre de convoluer les différentes composantes du modèle d'émission présentes dans le fichier XML avec la fonction de réponse de l'instrument. Il attend comme fichiers d'entrée le fichier FT2, la carte *CCUBE*, le fichier *livetime cube*, la carte d'exposition échantillonnée (générée par *gtexpcube2*) et le modèle XML de la ROI. Il demande également la version des IRFs que l'on souhaite utiliser. Il va créer un modèle en cube contenant pour chaque bande en énergie le modèle associé. Le calcul de ce modèle est rapide pour les sources ponctuelles mais prend beaucoup plus de temps pour les sources étendues ou diffuses.

Enfin, l'ajustement des paramètres du modèle de la SR est effectué avec *gtlike* en mode *binned*. **Il requiert** en entrée le fichier *livetime cube*, la carte d'exposition échantillonnée (générée par *gtexpcube2*), la carte des sources (générée par *gtsrcmaps*), le modèle XML de la ROI et la version des IRFs. Un fichier XML de sortie contenant les résultats de l'ajustement est créé. Il est également possible d'obtenir plusieurs informations sur des sources d'intérêt comme leurs TS, leurs flux en énergie ou intégré, le nombre de photons prédits, etc.

La chaîne de traitement unbinned

Afin de réaliser une analyse *unbinned*, il faut tout d'abord générer une carte d'exposition avec l'outil *gtexpmap* qui sera indispensable lors du calcul du nombre de photons prédits à l'intérieur de la ROI pour les composantes diffuses du modèle de sources. Puisque la résolution angulaire est très grande à basse énergie (environ 3.5° à 100 MeV), il est impératif de calculer l'exposition sur une surface plus grande que la région d'intérêt (typiquement un rayon 10° plus grand) afin de prendre en compte les sources en dehors de celle-ci. Cet outil utilise les fichiers FT1 et FT2, le fichier *livetime cube* et a besoin du nom des IRFs utilisées.

Ensuite, une étape intermédiaire peut éventuellement être nécessaire avant d'effectuer l'étude du maximum de vraisemblance : la distribution des photons γ doit être pré-calculée pour les modèles des émissions diffuses et étendues. L'outil *gtdiffrsp* permet d'ajouter l'information

sur la réponse de ces émissions dans le fichier FT1. Il utilise en entrée le nom du lot d'IRFs, les fichiers FT1 et FT2 ainsi que le modèle de source sous forme de fichier XML.

Il peut être utile de noter que les réponses diffuses pour les analyses standard (set d'IRFs P7SOURCE_V6 ; modèles d'émissions diffuses *isotrop_2year_P76_source_v0.txt* et *ring_2year_P76_v0.fits*) ont été pré-calculées et sont déjà incluses dans le fichier de données. Cette étape est néanmoins nécessaire au cours d'une analyse **unbinned** dès lors que l'on souhaite utiliser d'autres IRFs, un modèle d'émission diffuse différent ou si une source étendue doit être intégrée au modèle.

Enfin, on utilise l'outil *gtlike* en mode **unbinned** afin d'obtenir l'ajustement des paramètres des sources d'intérêt. *gtlike* utilise alors les fichiers FT1, FT2, *livetime cube*, la carte d'exposition générée par *gtexpmap*, la version des IRFs et le fichier XML contenant le modèle de sources.

La carte des résidus

Un ensemble d'outils utile pour aider à caractériser une région est celui permettant de construire une carte des résidus. Une telle carte correspond à la soustraction de la carte des données par la carte du modèle d'une ROI. Il faut pour cela utiliser les outils *gtmodel* et *gtbin*.

L'outil *gtmodel* permet de construire la carte de coups modélisant la région en sommant les cartes des sources présentes dans la SR. En plus de l'information sur le lot d'IRFs utilisé, sa construction nécessite comme fichiers d'entrée la carte des sources (générée par *gtsrcmaps*, la carte d'exposition échantillonnée, le fichier XML du modèle et le fichier *livetime cube*. Ensuite, la carte de coups des données est obtenue avec l'outil *gtbin* (précédemment décrit) avec l'option *CMAF*. Les cartes de coups des données et du modèle doivent bien évidemment avoir la même taille puisque l'on souhaite les soustraire.

Une carte des résidus en coups permet d'estimer si la région est correctement modélisée et, le cas échéant, elle permet d'obtenir des indices sur un potentiel nouvel excès qui n'aurait pas été pris en compte dans le modèle de sources. Ce dernier cas de figure est illustré à la figure IV.2 où un excès important de coups apparaît au centre de la carte. Le modèle de la source ponctuelle du centre Galactique (2FGL J1745.6-2858) a en fait été enlevée du fichier XML afin de montrer par un cas simple l'utilité d'une carte de résidus.

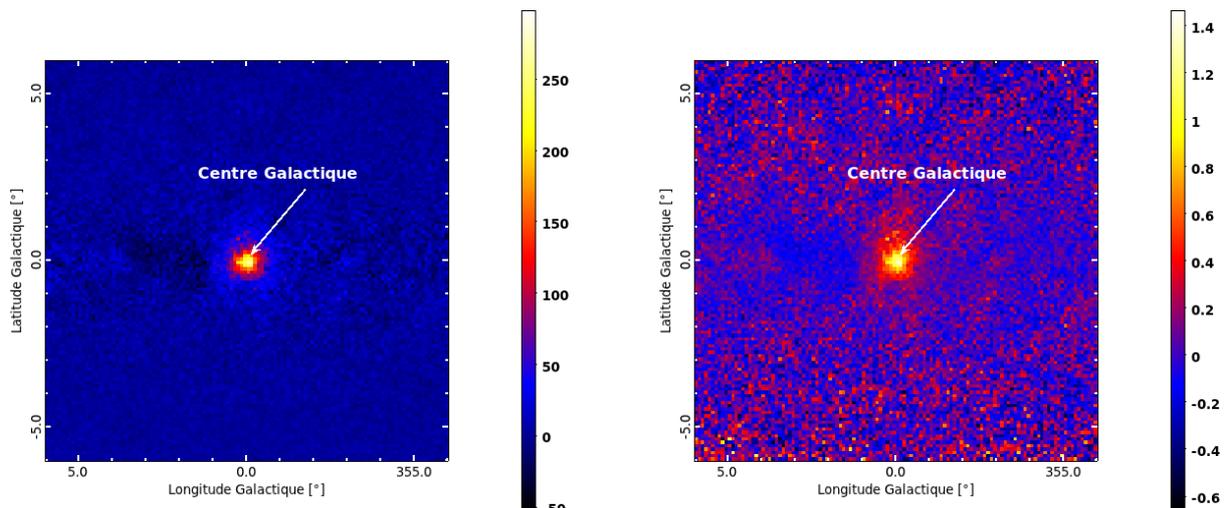


Figure IV.2 - Cartes des résidus en coups de la région du centre Galactique ($12^\circ \times 12^\circ$). La source ponctuelle du centre Galactique n'étant pas prise en compte dans le modèle, elle apparaît nettement au centre de la carte. *Gauche* : *coups - modèle*. *Droite* : $(\text{coups} - \text{modèle}) / \text{modèle}$.

La carte de résidus en coups pondérée par la carte en coups du modèle (figure IV.2 *droite*) permet de faire apparaître plus nettement l'excès par rapport au fond statistique. L'exploitation de l'histogramme de la valeur des pixels à l'intérieur d'une région zoomée sur la source du centre Galactique (figure IV.3) met en avant cet excès : la distribution ne pique pas à 0 mais plutôt vers 0.1.

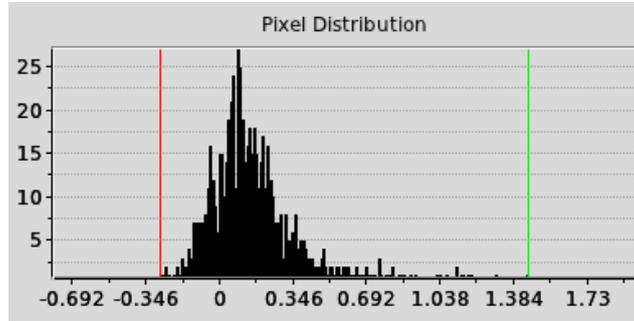


Figure IV.3 - Histogramme de la valeur des pixels de la région de taille $3^\circ \times 3^\circ$ centrée sur la source 2FGL J1745.6-2858. La distribution est décalée par rapport à 0.

La production de distributions spectrales en énergie

Contrairement à *Pointlike* qui permet d'obtenir de manière simple et rapide la distribution spectrale en énergie (SED pour *Spectral Energy Distribution*) comme nous le verrons à la sous-section IV.2.5, leur obtention pour une source donnée n'est pas automatique une fois l'analyse générale effectuée avec l'outil *glike*. J'ai donc construit un code permettant d'obtenir la SED d'une source en suivant les étapes suivantes à partir du modèle de sources obtenu avec *glike* :

1. le modèle spectral de la source d'intérêt est changé en une loi de puissance simple (équation IV.18) d'indice spectral $\Gamma = 2$;
2. pour chaque bande en énergie i entre E_i et E_{i+1} , la normalisation de cette source est ajustée (avec les modèles des autres sources fixés) ;
3. calcul du TS pour chaque bande en énergie : si $\text{TS}(E_i, E_{i+1}) < 4$ alors la limite supérieure sur le flux intégré (en $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$) sera calculée avec un niveau de confiance de 99.73% ; si $\text{TS}(E_i, E_{i+1}) > 4$ alors le flux sera calculé simplement ;
4. si la source possède un TS inférieur à 4 pour n bandes en énergie successives, alors la limite supérieure sera calculée entre l'énergie minimum de la première bande et l'énergie maximum de la n ème bande ;
5. le modèle spectral de départ de la source lui est réattribué.

Il est important de noter que le flux intégré, et les limites supérieures le cas échéant, est défini par :

$$F(E_{min} - E_{max}) \equiv \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN}{dE} dE \quad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}] \quad , \quad (\text{IV.23})$$

où dN/dE est le modèle spectral de la source. Une SED est produite à partir du flux $E^2 dN/dE$, généralement noté νF_ν et d'unités $[\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$. Comme le flux intégré $F(E_{min} - E_{max})$ est calculé pour un modèle de loi de puissance simple, il est trivial d'obtenir la valeur νF_ν correspondante en prenant seulement en compte un facteur correctif :

$$E^2 \frac{dN}{dE}(E_{min} - E_{max}) = F(E_{min} - E_{max}) \times E^{2-\Gamma} \times \frac{1-\Gamma}{E_{max}^{1-\Gamma} - E_{min}^{1-\Gamma}} \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}] \quad . \quad (\text{IV.24})$$

IV.2.5 L'outil *PointLike*

L'outil *PointLike* se base également sur la méthode du maximum de vraisemblance et veut avoir comme objectif : “*making easy things easy and hard thing possible*” (Kerr, 2010). Il a été développé par la collaboration mais ne comprend pas de distribution publique.

Introduction à *PointLike*

Une des singularités de *PointLike* est son échantillonnage spatial utilisant la pixelisation HEALPix (pour *Hierarchical, Equal Area, and isoLatitude Pixelisation of the sphere*)^h. Son schéma est basé sur une décomposition du ciel en 12 parties de même aire. Chacun de ces pixels peut être divisé par une puissance de 2 notée N_{side} et le nombre total de pixels sur une carte est donc $N_{pix} = 12N_{side}^2$. La performance de *PointLike* réside dans le fait que la taille des pixels (de côté $\theta_{pix} = \sqrt{4\pi/N_{pix}} \simeq 60^\circ / N_{side}$) varie en fonction de l'énergie afin de prendre en compte l'évolution de la taille de la PSF, ce qui n'était pas le cas pour son prédécesseur EGRET dont cette taille était fixée à $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ (Mattox et al., 1996).

Une analyse avec l'outil *PointLike* s'effectue à partir du fichier FT2, du modèle de sources au format XML ainsi que des fichiers issus des outils *gtselect* (le fichier FT1) et *gltcube* (voir la sous-section IV.2.1). Un objet, nommé généralement *roi*, est alors construit et permet d'effectuer l'analyse d'une région circulaire.

PointLike a été optimisé pour l'étude des sources étendues. Ainsi contrairement à *glike* qui accepte seulement des cartes de sources étendues déjà créées, *PointLike* crée ses propres cartes d'après le modèle géométrique de la source (un disque ou une gaussienne à 2 dimensions par exemple). La position et l'extension d'une source peuvent être ajustées (simultanément ou non) si l'on suppose que son modèle peut être factorisé en une composante spatiale et une composante spectrale indépendantes (Lande et al., 2012). Une fois les ajustement spatiaux et spectraux effectués, *PointLike* fixe le spectre (et les autres paramètres spatiaux si nécessaire) de la source aux valeurs trouvées et calcule l'erreur sur sa localisation en ajustant une gaussienne elliptique à 2 dimensions dépendant de la position. L'erreur à 68% sur la position de la source est alors obtenue à partir du contour de la gaussienne lorsque la valeur du *likelihood* a diminué d'un facteur $2.3/2$ ⁱ par rapport à sa valeur maximum (Mattox et al., 1996).

Certaines autres fonctionnalités développées pour cet outil ont été utiles lors des analyses effectuées durant cette thèse (dont les résultats sont présentés au chapitre V). Par exemple, il est possible d'ajouter un modèle de source (*roi.add_source(...)*), de modifier son modèle spatial ou spectral (*roi.modify(...)*), d'obtenir son TS (*roi.TS(...)*), de supprimer une source (*roi.del_source(...)*), etc. Il est également possible avec *PointLike* d'obtenir très facilement le graphique de la SED d'une source à l'aide de *roi.plot_source(...)*. Les limites supérieures sur le flux sont calculées avec un niveau de confiance de 99%. Enfin, une carte des résidus lissée se produit avec *roi.plot_source(...)*.

Discussion des erreurs sur la position

Il est utile de s'intéresser plus en détails à cette erreur retournée par *PointLike*. Elle est en effet donnée avec un niveau de confiance à 68% alors que les erreurs sur les positions disponibles dans le catalogue 2FGL ont un niveau de confiance de 95%. Afin de passer de l'un à l'autre, il faut prendre en compte le fait qu'une position est définie par 2 dimensions (x, y). La fonction

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

i. Le facteur $2.3/2$ vient du fait que la gaussienne est à 2 dimensions. Pour une fonction à 1 dimension, l'erreur à 68% est obtenue lorsque la valeur du *likelihood* est diminuée de moitié.

gaussienne correspondante d'écart-type σ sera :

$$P(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \times \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma^2}\right) . \quad (\text{IV.25})$$

Lorsque l'on veut utiliser le rayon et l'angle (r, ϕ) plutôt que les coordonnées (x, y) , cette fonction devient :

$$P(r, \phi) = rP(x, y) = r \frac{1}{2\pi\sigma^2} \times \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) , \quad (\text{IV.26})$$

avec $x = r \cos\phi$ et $y = r \sin\phi$. Comme la distribution de l'angle ϕ est isotrope, on obtient :

$$P(r) \equiv \int_0^{2\pi} P(r, \phi) d\phi = \frac{r}{\sigma^2} \times \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) . \quad (\text{IV.27})$$

Soit ϵ_r le rayon du disque contenant la position de la source avec la probabilité p . Si les incertitudes en x et y sont gaussiennes et de même écart-type σ , la probabilité p sera alors :

$$p \equiv \int_0^{\epsilon_r} P(r) dr = 1 - \exp\left(-\frac{\epsilon_r^2}{2\sigma^2}\right) . \quad (\text{IV.28})$$

Ainsi, une probabilité $p = 0.68$ correspondra à un rayon $\epsilon_r(68\%)$ de 1.515σ et une probabilité $p = 0.95$ correspondra à un rayon $\epsilon_r(95\%)$ de 2.448σ . Il faut donc multiplier la valeur de l'erreur sur la position à 68% par un facteur ~ 1.62 afin d'obtenir l'erreur correspondante avec niveau de confiance à 95%.

Ensuite, deux corrections empiriques utilisées dans les catalogues 1FGL (Abdo et al., 2010c) et 2FGL (Nolan et al., 2012) doivent être prises en compte. Elles ont été estimées à partir de localisations de sources associées avec un haut niveau de confiance à des émissions dont les positions sont connues précisément dans d'autres longueurs d'ondes. Il faut ainsi multiplier l'erreur par un facteur d'échelle de 1.1 et ajouter 0.005° correspondant à la précision de l'alignement du satellite.

Pour résumer, le calcul pour avoir l'erreur à 95% sur la position d'une source à partir de l'erreur à 68% de confiance est donc :

$$\epsilon_r(95\%) \simeq \epsilon_r(68\%) \times 1.62 \times 1.1 + 0.005 . \quad (\text{IV.29})$$

Les erreurs sur les rayons indiqués dans le chapitre V prennent en compte ces corrections.

L'énergie pivot

L'énergie pivot est l'énergie à laquelle l'erreur sur le flux est minimisé, c'est à dire lorsque la corrélation entre les paramètres de normalisation et d'indice(s) spectral(aux) est minimale. Son calcul était déjà implémenté dans les outils de *gtlike* mais seul son calcul dans le cas de la loi de puissance simple (équation IV.18) était implémenté dans le code *PointLike*. Comme les fonctions de parabole logarithmique (*Logparabola*, équation IV.21) et de loi de puissance avec coupure exponentielle (*PLSuperExpCutoff*, IV.22) seront utilisées durant l'analyse présentée au chapitre V, j'ai effectué le calcul de l'énergie pivot pour ces deux fonctions afin de l'implémenter dans la fonction *pivot_energy()* présente dans le paquet *PointLike*.

Le calcul de l'énergie pivot s'effectue à partir de la matrice de covariance d'une source obtenue après un processus d'ajustement de ses paramètres. Prenons l'exemple simple (Ballet, 2008) du modèle spectral de la loi de puissance :

$$F \equiv \frac{dN}{dE} = N_0 \times \exp(-\Gamma \ln(x)) , \quad (\text{IV.30})$$

avec $x \equiv E/E_0$. L'erreur sur le flux σ_F^2 est calculée à partir des coefficients de la matrice de covariance $(\sigma_{N_0}^2, \sigma_\gamma^2, C_{N_0\gamma})^j$:

$$\sigma_F^2 \equiv \left(\frac{\partial F}{\partial N_0} \right) \sigma_{N_0}^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial \gamma} \right) \sigma_\gamma^2 + 2 \left(\frac{\partial F}{\partial N_0} \right) \left(\frac{\partial F}{\partial \gamma} \right) C_{N_0\gamma} \quad . \quad (\text{IV.31})$$

On obtient donc :

$$\frac{\sigma_F^2}{F^2} = \frac{\sigma_{N_0}^2}{N_0^2} + \ln^2(x) \sigma_\gamma^2 - \frac{2}{N_0} \ln(x) C_{N_0\gamma} \quad . \quad (\text{IV.32})$$

L'énergie pivot E_{pivot} étant définie comme l'énergie à laquelle le flux est minimisé, sa valeur est obtenue, pour le cas d'une loi de puissance, en résolvant $\partial(\sigma_F^2/F^2)/\partial \ln(x) = 0$ à partir de l'équation IV.32 avec $\ln(x) \equiv \ln(E_{pivot}/E_0)$. On trouve finalement :

$$E_{pivot} = E_0 \times \exp\left(\frac{C_{N_0\gamma}}{N_0\sigma_\gamma^2}\right) \quad . \quad (\text{IV.33})$$

Le calcul de l'énergie pivot pour d'autres modèles spectraux suit les mêmes étapes décrites ci-dessus. Pour le modèle de *LogParabola*, il faut au final résoudre l'équation cubique suivante en fonction de $\ln(x)$:

$$-\frac{C_{N_0\Gamma}}{N_0} + \ln(x) \left(\sigma_\Gamma^2 - \frac{E}{N_0} C_{N_0\beta} \right) + 3\ln^2(x) C_{\Gamma\beta} + 2\ln^3(x) \sigma_\beta^2 = 0 \quad . \quad (\text{IV.34})$$

Dans le cas d'un modèle de *PLSuperExpCutoff* où l'indice spectral Γ_2 est fixé à 1 (comme cela est le cas dans les modèles des sources du catalogue 2FGL), l'équation à résoudre en fonction de x est :

$$\frac{C_{N_0\Gamma_1}}{N_0} + \sigma_{\Gamma_1}^2 x + \frac{E_0}{E_c^4} \sigma_{E_c}^2 e^{2x} + e^x \left[\frac{E_0}{N_0 E_c^2} C_{N_0 E_c} - \frac{E_0}{E_c^2} C_{\Gamma_1 E_c} (1+x) \right] = 0 \quad . \quad (\text{IV.35})$$

La résolution des équation IV.34 et IV.35 peuvent se faire avec des outils du langage Python présents dans la distribution de modules `scipy`.

IV.3 Études des sources d'erreurs systématiques

Nous avons pu voir au cours de ce chapitre les différentes méthodes et outils d'analyse de données qu'il est possible d'utiliser afin de caractériser les paramètres d'une source. Chacun de ces paramètres est affecté d'incertitudes traduisant l'estimation de l'erreur sur l'ajustement réalisé. Ces incertitudes peuvent être classées selon deux catégories :

- les erreurs statistiques : comme leur nom l'indique, ces incertitudes sont principalement liées à la statistique d'événements dont on dispose pour effectuer l'analyse. Ainsi, plus le nombre de photons γ considérés est élevé, plus l'erreur estimée sur un paramètre (donc l'intervalle dans lequel ce paramètre peut réellement se trouver) devrait être faible. En effet, l'estimation de la valeur du paramètre est de plus en plus précise au fur et à mesure que la statistique augmente ;
- les erreurs systématiques : elles représentent l'ensemble des erreurs ne dépendant pas de la statistique d'événements. Plusieurs causes peuvent être à l'origine de ces incertitudes.

Cette partie est dédiée à l'estimation des incertitudes systématiques liées à l'évaluation des fonctions de réponse de l'instrument (IRFs) ainsi qu'à la modélisation de l'émission diffuse, incertitudes dominantes qui ont été utilisées pour l'étude des systématiques sur les paramètres spectraux effectuée durant cette thèse.

j. On a : $C_{N_0\gamma} = C_{\gamma N_0}$.

IV.3.1 Les fonctions de réponses de l'instrument

Une première source d'erreurs systématiques provient de notre évaluation des fonctions de réponse de l'instrument. Les IRFs, décrites en détail au chapitre III, caractérisent la réponse du détecteur et dépendent de la résolution en énergie, de la résolution angulaire et de la surface effective de détection.

La fonction de réponse du détecteur qui impacte le plus les systématiques liées aux IRFs est celle liée à la surface effective de détection A_{eff} . Pour estimer l'erreur systématique liée aux IRFs, on utilise des lots d'IRFs dans lesquels la surface effective a été modifiée de telle sorte que les effets sur les paramètres spectraux sont maximisés. Les nouvelles surfaces efficaces $A_{eff}^{bracket}(E)$ constituant les lots d'IRFs modifiées sont produites à partir de deux nouvelles fonctions décrivant :

- l'erreur sur la surface effective en fonction de l'énergie $err(E)$;
- les comportements extrêmes de chacun des paramètres de la source $b(E)$.

L'estimation de la première fonction $err(E)$ a été faite au sein de la collaboration *Fermi* en étudiant l'efficacité des coupures appliquées lors de la classification des événements, c'est à dire en étudiant le rapport entre nombre de photons sélectionnés après coupures et le nombre d'événements détectés avant les coupures. En comparant ce résultat pour les données réelles avec celui obtenu avec les données simulées, il a été trouvé que les erreurs sont comprises dans une enveloppe dont la largeur varie avec l'énergie. Cette variation dépend de la version d'IRFs utilisée ainsi que du type d'événements sélectionné. Le tableau IV.2 donne cette dépendance de la surface effective pour le type *Diffuse* de la classe Pass 6 et pour le type correspondant (*Source*) de la classe Pass 7.

	Pass 6	Pass 7
$E < 100$ MeV	$\pm 10\%$	$\pm 10\%$
$E = 562$ MeV	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
$E > 10$ GeV	$\pm 20\%$	$\pm 10\%$

Tableau IV.2 - Tableau donnant les erreurs sur la surface effective en fonction de l'énergie pour les classes Pass 6 (Abdo et al., 2009a) et Pass 7 (Ackermann et al., 2012b).

L'évolution de cette erreur relative avec l'énergie est supposée linéaire dans l'espace logarithmique. Les courbes de variation correspondant aux erreurs relatives $\pm err(E)$ sont représentées en rouge et bleu sur la figure IV.4.

Il faut ensuite utiliser des fonctions d'encadrement, $b(E)$, afin d'estimer les erreurs sur les paramètres de la source étudiée. Les incertitudes systématiques sur le préfacteur (figure de *gauche* de IV.5) sont estimées en utilisant une fonction constante ($b(E) = 1$ et $b(E) = -1$), et celles sur l'indice spectral (figure du *milieu* de IV.5) en utilisant une rampe linéaire en $\log(E)$ allant de - 1 à + 1 entre 100 MeV et 10 GeV (et vice-versa). Le problème de l'utilisation de cette rampe linéaire est que son "centre" a été arbitrairement choisi à 1 GeV, c'est à dire tel que $b(1\text{GeV}) = 0$. Afin d'être plus précis dans l'estimation des incertitudes systématiques sur l'indice spectral, il est préférable que la fonction soit centrée sur l'énergie de décorrélacion E_p . Cette énergie, aussi appelée énergie pivot, est en effet l'énergie qui minimise les termes non diagonaux de la matrice de covariance de l'indice et de la normalisation lors de l'ajustement de ces paramètres sur les données. Comme une discontinuité dans la section efficace n'est pas souhaitable, il est possible d'utiliser une fonction tangente hyperbolique :

$$b(E) = \pm \tanh(\log(E/E_p)/K) \quad (\text{IV.36})$$

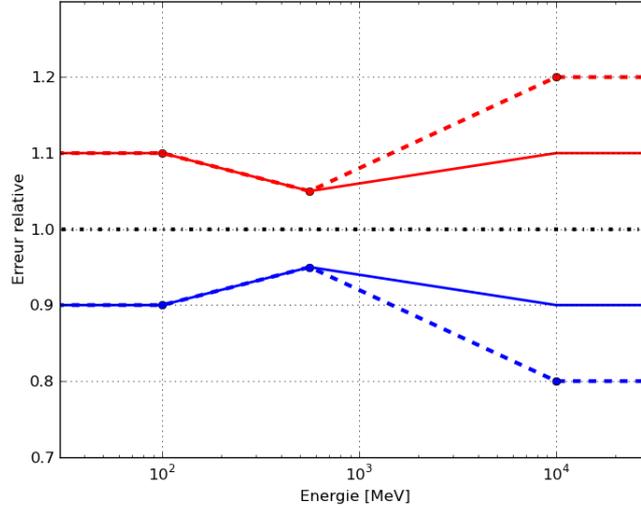


Figure IV.4 - Évolution avec l'énergie des erreurs relatives sur la surface effective $err(E)$ par rapport à la fonction nominale (représentée par une ligne en pointillés noirs) pour les classes Pass 6 (pointillés) et Pass 7 (traits pleins).

où K contrôle le lissage de la fonction. Cette fonction est représentée sur la figure de *droite* de IV.5 pour une énergie pivot de 3 GeV.

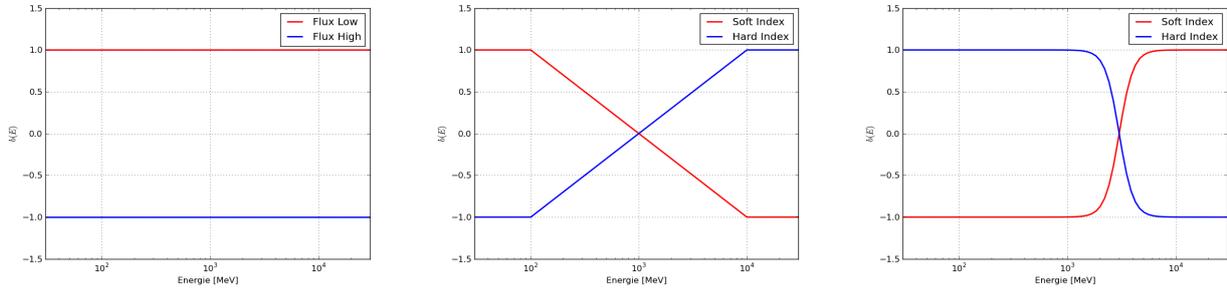


Figure IV.5 - Évolution avec l'énergie de la fonction $b(E)$ pour différents paramètres spectraux. *Gauche* : le préfacteur; *Milieu* : l'indice spectral avec une rampe linéaire; *Droite* : l'indice spectral avec une fonction tangente hyperbolique pour une énergie pivot de 3 GeV et avec $K = 0.13$.

Finalement, les nouvelles surfaces efficaces $A_{eff}^{bracket}(E)$ constituant les lots d'IRFs modifiées seront liées à la surface effective initiale $A_{eff}(E)$ par le produit des fonctions $err(E)$ et $b(E)$ décrites précédemment :

$$A_{eff}^{bracket}(E) = A_{eff}(E) * (1 + err(E) * b(E)) \quad (IV.37)$$

L'application de cette équation permet d'avoir un nouveau lot d'IRFs afin d'estimer les erreurs systématiques liées aux fonctions de réponse du LAT.

IV.3.2 L'émission diffuse Galactique : variation de sa normalisation

Une seconde source d'erreurs systématiques provient de notre connaissance imparfaite de l'émission diffuse Galactique en terme de spectre et de distribution spatiale, en particulier

près du plan Galactique. En effet, plus de 80% des photons de cette région proviennent de l'émission diffuse. Il est alors évident qu'une erreur dans la modélisation de ce fond diffus pourrait introduire un biais important dans l'estimation du nombre de photons associés aux sources astrophysiques, notamment dans le cas de sources de faible émission, entraînant une erreur sur leurs spectres reconstruits. Une modélisation satisfaisante des émissions diffuses, et en particulier de celui Galactique pour notre région d'intérêt proche du centre Galactique, est donc indispensable pour réaliser une analyse spectrale précise des sources.

L'estimation des erreurs systématiques liées au diffus peuvent être estimées d'une part en utilisant des modèles générés différemment du modèle couramment utilisé (voir le paragraphe suivant IV.3.3), et d'autre part en faisant varier le niveau de fond Galactique.

Pour cette dernière méthode, une étude a été faite lors de l'analyse du vestige de supernova W49B (Abdo et al., 2010g). Cette source étendue est située à une latitude Galactique de -0.2° et l'étude a été faite en estimant la quantité d'émission diffuse présente dans des régions de même latitude Galactique, de même taille, et ne contenant aucune source ponctuelle ou étendue. Il a ainsi été trouvé une variation du niveau de fond Galactique de $\pm 6\%$ par rapport à celui estimé dans la région d'intérêt de W49B. Les systématiques liées au fond diffus Galactique seront donc calculées en réitérant l'analyse initiale en faisant varier la normalisation du modèle du diffus de $\pm 6\%$ par rapport à sa valeur initiale ou ajustée. Cette technique a été reproduite lors de l'analyse spectrale de différentes sources, telles que les nébuleuses Vela X (Abdo et al., 2010f) et MSH 15-52 (Abdo et al., 2010b) par exemple. Elle a été appliquée dans le cadre de cette thèse pour l'étude des sources de la région HESS J1745-303 vue par *Fermi*-LAT. Les résultats sont disponibles au chapitre V.

IV.3.3 L'émission diffuse Galactique : utilisation de plusieurs modèles

Comme dit au paragraphe précédent, l'utilisation de modèles d'émission diffuse générés différemment du modèle standard est une méthode indépendante pour estimer les erreurs systématiques. Dans le cadre de cette thèse, je me suis intéressée aux modèles d'émission produits par la collaboration dans le cadre de l'élaboration du catalogue des SNRs (de Palma et al., 2013).

Les modèles de l'émission diffuse Galactique ont été construits à partir de GalProp (voir le chapitre I) en se basant sur différents critères :

- la distribution des sources de rayons cosmiques suivant 2 modèles : Lorimer (les pulsars) et SNR ;
- la taille du halo “z” : 4 kpc et 10 kpc ;
- la température de spin de l'hydrogène atomique “Ts” : 150 K et 100000 K (température optiquement mince).

En les combinant, nous avons donc 8 modèles d'émission diffuse différents. Chacun possède plusieurs composantes : des cartes d'intensité associées à une émission Compton inverse (IC) ainsi qu'aux lignes d'émissions provenant de l'hydrogène atomique (HI) et du CO. Chacune de ces deux dernières cartes d'émissions est divisée en 4 anneaux Galactocentriques, comme montré à la figure IV.6 (0–4 kpc, 4–8 kpc, 8–10 kpc et 10–30 kpc).

Chacune des composantes a été ajustée simultanément pour chaque modèle sur tout le ciel, qui contient en plus : une composante isotropique (propre à chaque modèle), les sources du catalogue 2FGL, un modèle pour Loop I (Casandjian et al., 2009) et un modèle pour les Bulles *Fermi* (Su et al., 2010). Un lot de 2 ans de données du *Fermi*-LAT a été utilisé ayant une sélection des photons de classe P7SOURCE_V6. Les spectres des cartes d'intensité sont modélisés à l'aide d'une LogParabola (équation IV.21) afin de permettre des possibles variations du spec-

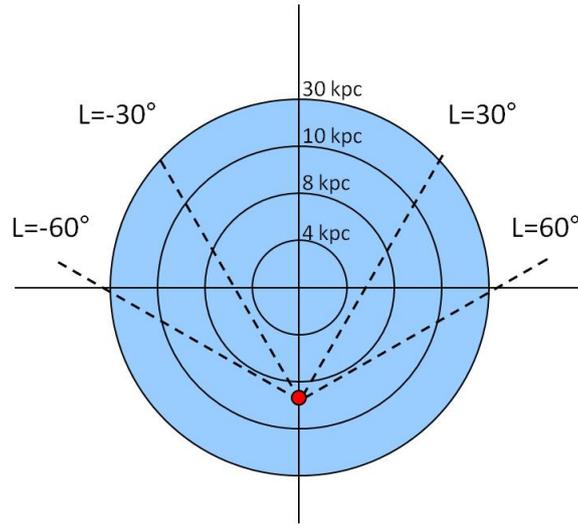


Figure IV.6 - Représentation schématique des anneaux d'émissions HI et CO utilisés pour produire les 8 modèles de l'émission diffuse Galactique dans le cadre de l'estimation des erreurs systématiques. Les limites des anneaux correspondent aux distances 0, 4, 8, 10 et 30 kpc du centre Galactique. Le point rouge indique la position du Soleil à 8.5 kpc et les lignes pointillées donnent les lignes de visée pour différentes longitudes Galactiques. La figure n'est pas à l'échelle. (de Palma et al., 2013)

tre des rayons cosmiques entre les anneaux pour les cartes entières de HI et CO et celles de la distribution des électrons pour la carte IC.

Pour résumer, un modèle possède donc en tout 11 composantes différentes : huit pour les émissions HI et CO, une pour Loop I, une pour les Bulles et une pour le modèle isotropique.

Ces modèles alternatifs ont été développés dans le but d'estimer les erreurs systématiques liées au modèle de l'émission diffuse pour des candidats SNR. L'étude a été faite pour une plage en énergie de 1–100 GeV et deux méthodes ont été appliquées avec :

- les modèles “**summed**” : tous les anneaux HI et CO sont sommés et seule la normalisation totale peut varier lors du processus d'ajustement ;
- les modèles “**split**” : les composantes des anneaux HI et CO ont leur normalisation qui peut varier lors du processus d'ajustement. Comme on peut le voir sur la figure IV.6, tous les anneaux ne croisent pas la ligne de visée et donc seuls les plus significatifs auront leur normalisation de libre (typiquement les deux anneaux les plus proches).

Dans chacun des cas, la composante de l'IC est laissée libre tandis que le modèle isotropique est fixé à la valeur trouvée lors de l'étude complet du ciel. Les modèles de Loop I et des Bulles sont laissés fixes.

Dans le cadre de ma thèse, la comparaison de ces deux méthodes est présentée au paragraphe V.2.5 lors de l'étude de la région de HESS J1745-303. La plage en énergie des modèles alternatifs de l'émission diffuse a été étendue jusqu'à 300 MeV, limite basse en énergie de cette étude. L'erreur systématique globale Err_j du paramètre P_j sera calculée par :

$$Err_j = P_{std,j} \pm \sqrt{V_{global,j}} \quad , \quad (IV.38)$$

avec :

$$V_{global,j} = \frac{1}{M} \sum_i (P_{ij} - P_{std,j})^2 \quad . \quad (IV.39)$$

$P_{std,j}$ est la valeur initiale du paramètre de la source ponctuelle ou étendue j trouvée lors de l'analyse avec le modèle d'émission diffuse standard, M est le nombre de modèles d'émission

diffuse et P_{ij} correspond à la valeur du paramètre P_j obtenu pour la source j en utilisant le modèle d’émission diffuse i . Dans le cas de cette étude, $M = 8$.

IV.3.4 L’émission diffuse Galactique : utilisation d’un modèle spécifique à la région du centre Galactique

Une dernière étude de l’émission diffuse Galactique a été effectuée en utilisant un modèle spécifique pour la région du centre Galactique développé à l’aide de GalProp. De plus amples détails pourront être trouvés dans Fermi-LAT Collaboration (prep).

Nous avons réalisé une étude préliminaire à celle qui sera développée au chapitre V afin d’estimer l’impact d’un nouveau modèle de l’émission diffuse Galactique sur les spectres des sources d’intérêt. Pour cela, nous avons laissé libre plusieurs composantes de l’émission diffuse galactique : l’émission Compton inverse (dénommée “IC” par la suite), l’émission hadronique sur le premier anneau galactocentrique du gaz H_2 (“H2 ring1”) et sur les anneaux 1 à 3 de l’hydrogène atomique HI (“HI ring1-3”) ^k. Les autres composantes liées à l’émission hadronique des autres anneaux et à l’émission Bremsstrahlung sont sommées dans un quatrième fichier (“Autres composantes”). Les modèles de ces quatre lots de composantes de l’émission diffuse sont représentés à la figure IV.7 pour des énergies supérieures à 1 GeV. Le modèle de l’émission isotropique utilisé dans cette étude est celui distribué par la collaboration.

Cette étude préliminaire a été effectuée en utilisant un lot de données du *Fermi*-LAT de 33 mois et le lot d’IRFs P7SOURCE.V6. La région d’intérêt de 20° de rayon est centrée sur la position de la source HESS J1756–303. Les normalisations des quatre lots de composantes ont été ajustées sur les données à l’aide de l’outil *PointLike*, ainsi que les modèles des sources du catalogue 2FGL suivantes : 2FGL J1745.6–2858 (centre Galactique), 2FGL J1747.1–3000 (pulsar de la Souris), 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c.

Les valeurs des normalisations des quatre composantes obtenues après l’ajustement sont données au tableau IV.3. Elles sont proches de celles trouvées par Fermi-LAT Collaboration (prep). Les valeurs des différents paramètres spectraux des quatre sources d’intérêt listées précédemment sont compatibles avec celles du catalogue 2FGL. Deux estimations des erreurs systématiques dues à la modélisation de l’émission diffuse Galactique étant déjà utilisées (sous-sections IV.3.2 et IV.3.3), il a été décidé de ne pas utiliser le modèle présenté dans cette sous-section.

Composante	HI ring1-3	H2 ring1	IC	Autres composantes
Normalisation	6.48 ± 0.04	0.91 ± 0.06	3.07 ± 0.02	0.95 ± 0.02

Tableau IV.3 - Valeurs des normalisations des lots de composantes du modèle de l’émission diffuse Galactique dédié à la région du centre Galactique, après ajustement du modèle sur les données.

Même si ce modèle de l’émission diffuse Galactique ne sera pas utilisé par la suite, une étude sur le comportement des quatre composantes au-delà de 1 GeV a été effectuée. Un lot de données plus large a été utilisé (40° de rayon, 37 mois de données) avec une sélection plus stricte des événements (lot d’IRFs P7CLEAN.V6 et sélection des événements *FRONT*, voir la section III.4). En effet, l’ajustement des normalisations des quatre composantes montre que le modèle est difficilement ajusté, en particulier pour les énergies supérieures à 10 GeV (voir figure IV.8-*gauche*).

Un modèle de loi de puissance simple a alors été étudié pour ces composantes. Dans ce cas de figure, les résidus spectraux sont meilleurs (figure IV.8-*droite*, maximum à ~ 0.10) que ceux

k. Les anneaux galactocentriques s’étendent d’un rayon de 1.5 à 50 kpc. Les anneaux 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux distances suivantes : 0 – 1.5, 1.5 – 2.0, 2.0 – 2.5

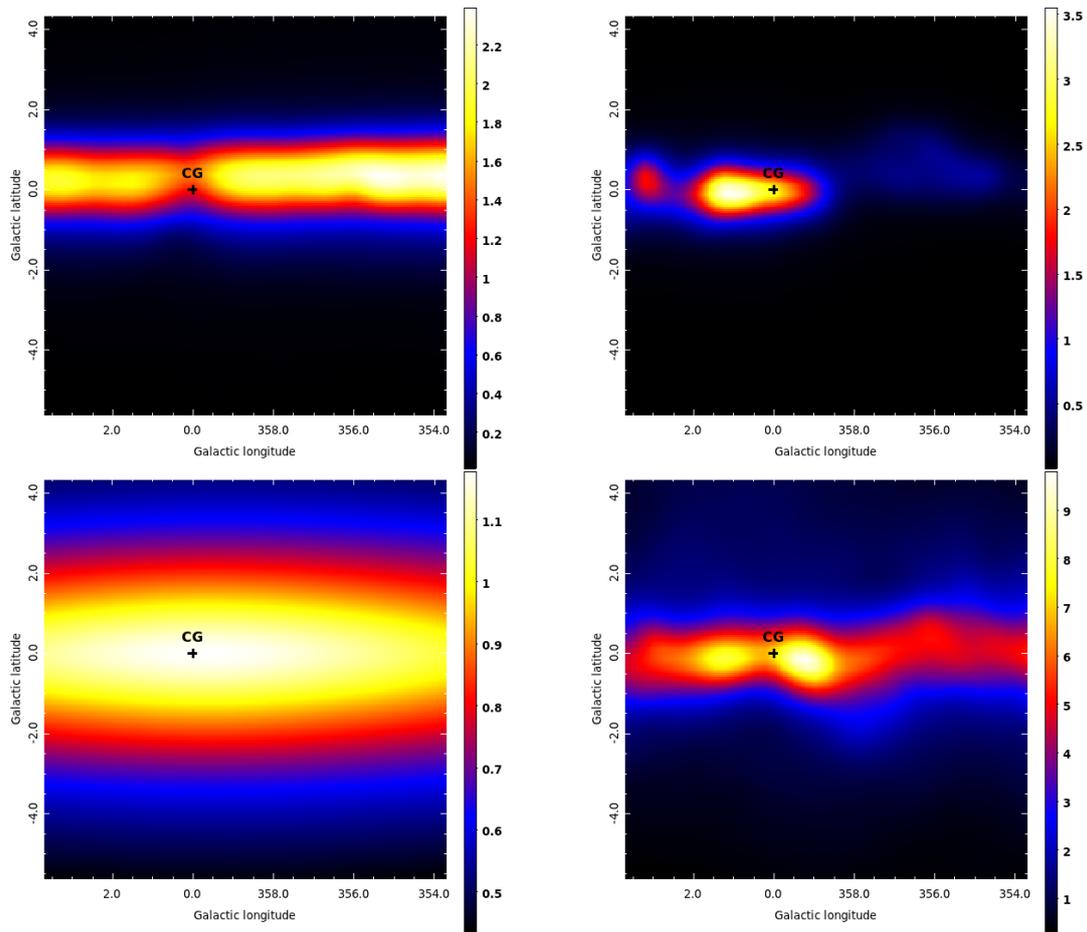


Figure IV.7 - Cartes représentant les modèles des composantes “HI ring1-3” (*haut gauche*), “H2 ring1” (*haut droit*), “IC” (*bas gauche*) et “Autres composantes” (*bas droit*) pour des énergies supérieures à 1 GeV. Ces cartes, de 10° de côté, sont centrées sur la source HESS J1745–303. La localisation du centre Galactique est indiquée à titre d’information.

obtenus lors de l’utilisation d’une constante pour la modélisation spectrale des quatre composantes (figure IV.8-*gauche*, maximum à ~ 0.40). En particulier, le lot “Autres composantes” est ajusté avec un indice spectral significativement éloigné de la valeur 0 (correspondant à un spectre constant), contrairement aux trois autres composantes. Parmi les composantes sommées pour construire ce lot, l’émission Bremsstrahlung est celle qui nécessiterait alors logiquement un ajustement à part des autres composantes du lot, qui correspondent aux émissions des anneaux galactocentriques les plus éloignés du centre Galactique.

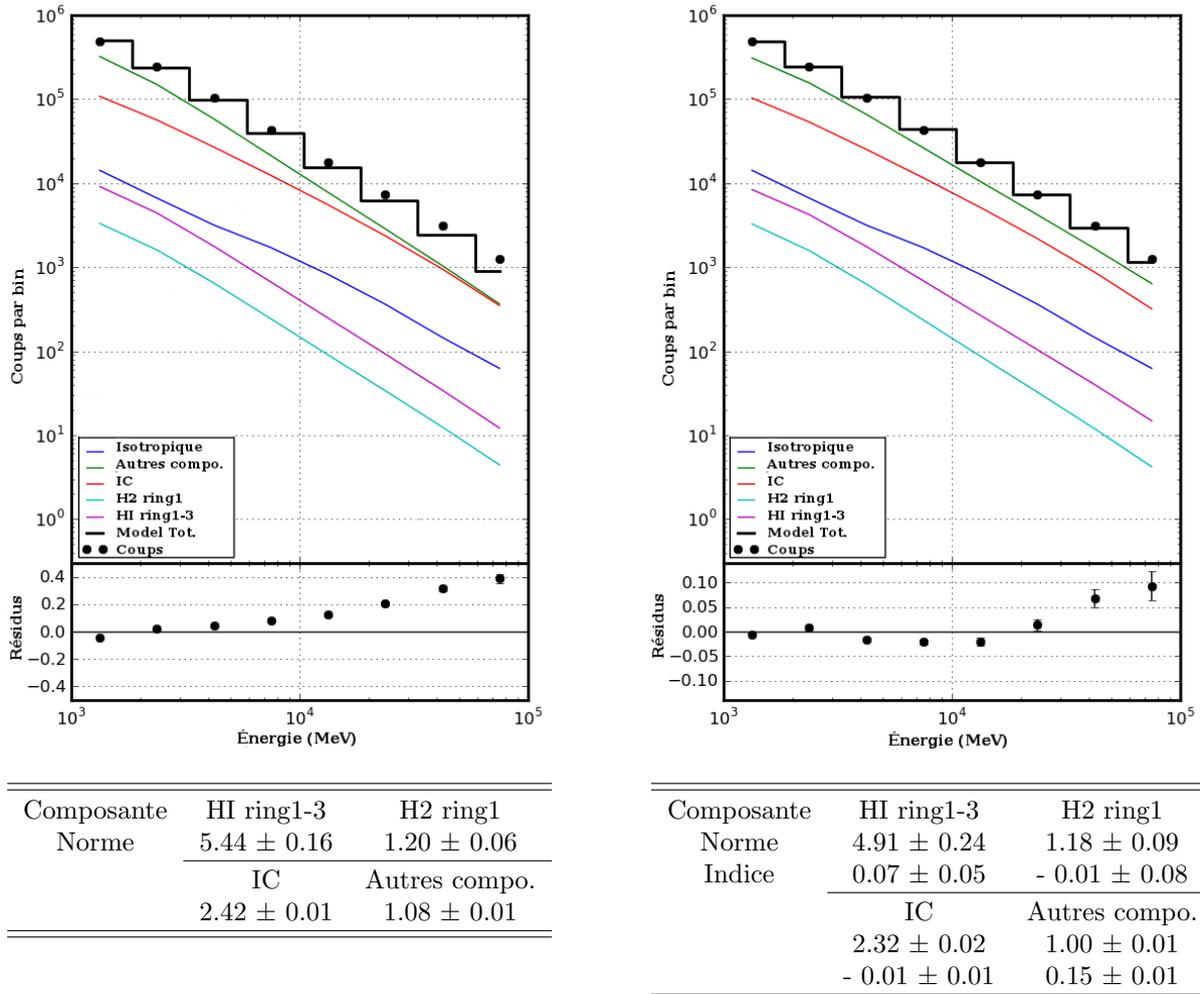


Figure IV.8 - Ajustement des modèles spectraux des quatre lots des composantes de l'émission diffuse dédiée au centre Galactique. Les figures représentent les spectres en coups des modèles des quatre composantes et de l'émission diffuse isotropique comparé aux données. La courbe en noir correspond au nombre de coups par intervalle spectral du modèle total, qui comprend les émissions diffuses et les émissions des sources ponctuelles incluses dans la région d'intérêt. La partie basse de la figure indique les résidus spectraux réduits ($données - modèle / modèle$). Le tableau au dessous donne les valeurs des paramètres spectraux des composantes après l'ajustement sur les données. Modèles spectraux utilisés pour les composantes "HI ring1-3", "H2 ring1", "IC" et "Autres composantes" : constante (*gauche*); loi de puissance simple (*droite*).

CHAPITRE V

Analyse *Fermi*-LAT de la région de la source HESS J1745–303

Sommaire

V.1	Sélection des données et du modèle de sources	81
V.2	Analyse globale	82
V.2.1	Évolution morphologique avec l'énergie	82
V.2.2	Caractéristiques des trois sources d'intérêt	84
V.2.3	Étude de l'extension de Region A	86
V.2.4	Recherche de pulsation dans la direction de Region A	87
V.2.5	Étude des erreurs systématiques	90
V.2.6	Focus sur les spectres du pulsar de la Souris et de la source du centre Galactique	92
V.3	Analyse OFF-pulse de PSR J1747–2958	95
V.3.1	Introduction	95
V.3.2	Analyse	96
V.4	Analyse des données reprocessées	98
V.4.1	Introduction	98
V.4.2	Comparaison des événements	100
V.4.3	Analyse	101
V.5	Conclusions	103

Ce chapitre présente les étapes de l'analyse des données de l'instrument *Fermi*-LAT effectuée durant cette thèse sur la région de la source non identifiée HESS J1745–303, dont les caractéristiques et contreparties potentielles ont été présentées au chapitre II. La première étape permettra de caractériser les contreparties possibles dans le domaine du GeV de l'excès observé au TeV. Dans la deuxième partie de ce chapitre, je m'intéresserai plus précisément aux données hors pulsation de PSR J1747–2958.

V.1 Sélection des données et du modèle de sources

Les résultats de l'analyse de la région de HESS J1745–303 par le *Fermi*-LAT ont été obtenus à partir de 45 mois d'observations (4 Août 2008 – 14 Mai 2012). Les IRFs utilisées sont P7_V6 avec une sélection des photons appartenant à la classe *Source*. Afin de s'affranchir au maximum

des photons γ provenant de la direction de la Terre, seuls les événements dont la direction reconstruite forme un angle de moins de 100° avec le zénith sont considérés. De plus amples détails quant aux modalités de préparation des données sont présentés au cours du chapitre III.

La gamme en énergie sélectionnée commence à 300 MeV afin de s’affranchir en partie de la large PSF à basse énergie (voir figure III.9). Elle s’arrête à 200 GeV à cause de la faible statistique à haute énergie. Les données ont été sélectionnées sur une région d’intérêt (ROI) de 10° autour de la position centrale de la source H.E.S.S. (RA=266.2588°, Dec=-30.37056°).

Les analyses spatiale et spectrale ont été produites à partir d’une sélection des sources ponctuelles et étendues du catalogue 2FGL (Nolan et al., 2012) situées à moins de 15° du centre de la source HESS J1745–303. Ces sources ont été choisies dans une région plus vaste que la ROI afin d’assurer un recouvrement complet des données par le modèle, en prenant en compte l’importante PSF à 300 MeV (2.5° , voir chapitre III). Les modèles utilisés pour l’émission diffuse Galactique et extragalactique sont ceux fournis par la collaboration à la communauté : respectivement *ring_2year_P76_v0.fits* et *isotrop_2year_P76_source_v0.txt*.

L’analyse des données et la localisation des sources sont effectuées en utilisant l’outil *Point-Like* décrit à la section IV.2. Les erreurs sur les positions des sources seront données dans ce chapitre avec un niveau de confiance à 95% (tout comme celui du catalogue 2FGL) et l’angle de l’ellipse correspondante est orienté selon la convention suivante : 0° correspond au Nord et 90° à l’Est. Une vérification des résultats spectraux sera ensuite effectuée à l’aide de l’outil *gtlike* en utilisant la chaîne d’analyse dite *binned* décrite à la section IV.2.

V.2 Analyse globale

Deux sources confuses (voir la sous-section IV.2.2) du catalogue 2FGL se situent sur la ligne de visée ou en bordure des sous-régions de la source HESS J1745–303 : 2FGL J1745.5–3028c est spatialement coïncidente avec la région B et 2FGL J1743.9–3039c est proche de la région C. Afin de les caractériser correctement avec un nouveau jeu de données (le catalogue 2FGL ayant été produit à partir de 2 ans de données, contre presque 4 ans ici), ces sources sont enlevées du modèle dès le début de l’analyse développée dans cette section afin de réanalyser totalement la région.

Plusieurs étapes nécessaires pour avoir les résultats spatiaux et spectraux des différentes sources détectées dans cette région vont être décrites dans cette section. L’étape préliminaire à l’analyse spectrale des sources de la région sera tout d’abord présentée. Elle porte sur une étude morphologique. Puis deux étapes successives de l’analyse spectrale seront décrites.

V.2.1 Évolution morphologique avec l’énergie

Afin d’étudier l’évolution morphologique de la région de HESS J1745–303 en fonction de l’énergie du LAT, deux lots de données ont été utilisés : le premier afin d’étudier la plage en énergie [$300 \text{ MeV} < E < 3 \text{ GeV}$] et le second pour [$3 \text{ GeV} < E < 200 \text{ GeV}$]. Une carte de résidus en coups des données du LAT a été produite pour chacun de ces intervalles (voir figure V.1). Un tel type de carte, créée avec l’outil *PointLike* dans cette analyse, est construit à partir d’une carte de données du LAT à laquelle a été soustrait le modèle (sources ponctuelles, étendues et diffuses décrite ci-dessus). Dans cette dernière, les modèles spectraux et spatiaux sont fixés à ceux du catalogue 2FGL (c’est-à-dire que les différentes sources ponctuelles et diffuses n’ont pas été ajustées sur chacun des deux lots de données). L’intensité des coups d’excès positifs étant dominants sur ceux négatifs et afin de mettre en avant les émissions n’étant pas prises en compte dans le modèle, seuls les coups d’excès positifs sont montrés sur les deux cartes de la figure V.1.

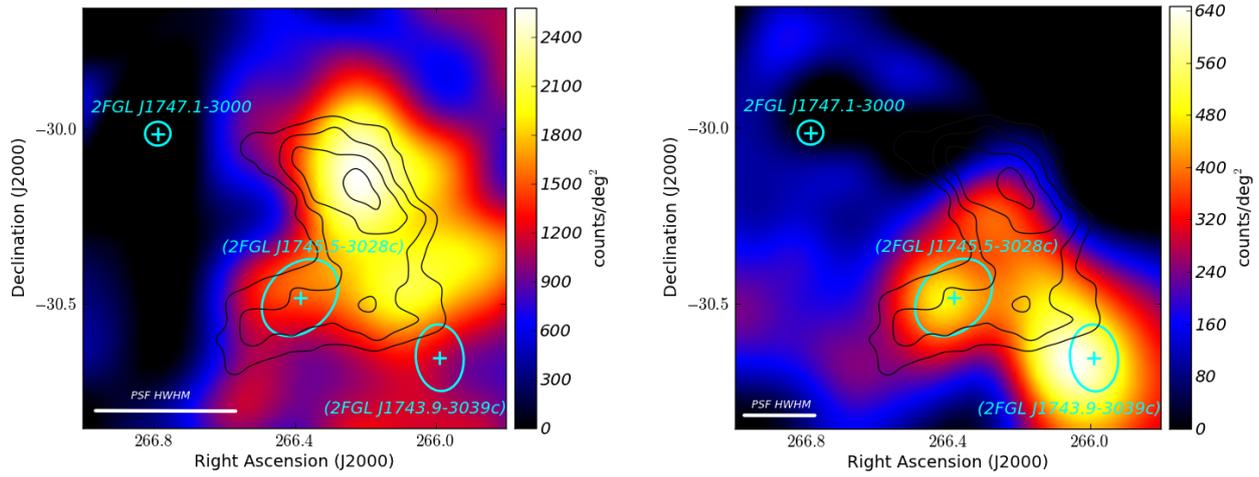


Figure V.1 - Cartes ($1.2^\circ \times 1.2^\circ$) des résidus en coups par degré carré de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour une plage en énergie inférieure à 3 GeV (*gauche*) et supérieure à 3 GeV (*droite*). Les croix et ellipses en cyan indiquent respectivement les positions et leurs erreurs à 95% de niveau de confiance des sources du catalogue 2FGL. Les sources 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c ne sont pas incluses dans le modèle. La source 2FGL J1747.1–3000 correspondant au pulsar de la Souris vu en rayon γ par *Fermi* a été prise en compte dans construction de cette carte, ainsi que les modèles des émissions diffuses Galactique et extragalactique. Les traits blancs indiquent la demi-largeur à mi-hauteur (HWHM pour *Half Width at Half-Maximum*) des PSF aux énergies considérées, calculées pour un modèle de source en loi de puissance simple d’indice spectral $\Gamma = 2$. Les traits noirs correspondent aux contours de significativité de 4σ à 7σ de l’excès HESS J1745–303 vu par H.E.S.S. (Aharonian et al., 2008). Ces cartes ont été construites à l’aide de l’outil *PointLike* avec un lissage Gaussien de 0.1° .

Les sources 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c n’étant pas incluses dans le modèle, un excès de coups correspondant à la localisation de ces deux sources est visible sur les cartes des résidus. En particulier, ces deux sources ponctuelles dominant à haute énergie (figure V.1-*droite*) où il est possible de bien les différencier grâce à la PSF convenable du LAT ($\sim 0.5^\circ$ à 3 GeV). En revanche, ces deux sources semblent disparaître à plus basse énergie (figure V.1-*gauche*) au profit d’un signal spatialement coïncident avec la région A de la source HESS J1745–303 (partie nord des contours en noir de cette même figure). Ce nouvel excès visible à basse énergie dans les données du LAT, que nous appelons Region A, sera caractérisé dans la suite de cette étude.

Cette étude morphologique est une étape préliminaire à l’analyse spectrale de cette région. Pour autant, elle permet de confirmer la présence d’excès en coïncidence spatiale avec deux sources du catalogue 2FGL (2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c). Durant l’étude qui va suivre, ces deux sources seront caractérisées de manière indépendante à l’étude menée lors de la construction du catalogue. Leurs positions et modèles spectraux étant donc susceptibles de varier, il est préférable de les renommer Src1 (pour 2FGL J1745.5–3028c) et Src2 (pour 2FGL J1743.9–3039c) par la suite. Cette étude montre aussi la complexité de la région dans les énergies observées par le *Fermi*-LAT : la présence de l’excès “Region A”, non répertorié dans le catalogue 2FGL, indique qu’une analyse dédiée est nécessaire afin de caractériser au mieux la zone.

V.2.2 Caractéristiques des trois sources d'intérêt

Les étapes nécessaires à la création d'un modèle ont été expliquées à la section IV.2. Durant toute l'analyse présentée dans cette sous-section, nous avons décidé de laisser les modèles des émissions diffuses Galactique et extragalactique fixés. En particulier, leurs normalisations seront laissées à leurs valeurs d'origine d'après la définition de leurs modèles (qui est de 1.0, voir la sous-section IV.2.2). En effet, il n'est pas pertinent d'ajuster le modèle d'émission diffuse extragalactique : le nombre de photons associé à ce modèle isotrope est 35 fois plus petit que le nombre de photons associés à l'émission diffuse Galactique dans cette partie du ciel proche du centre Galactique. Quant à l'émission diffuse Galactique, des tests effectués dans le cadre de ma thèse ont montré que sa normalisation a une valeur très proche de 1 lorsqu'on la laisse libre lors de l'ajustement des paramètres d'intérêt ($N_0 = 1.010 \pm 0.001$). Plutôt que de tenir compte de l'incertitude sur cette normalisation en la laissant libre, nous optons pour une étude séparée qui sera effectuée ultérieurement afin de déduire l'incertitude systématique associée (voir section IV.3).

Première étape : analyse au-delà de 3 GeV

La première étape de l'analyse se fait à partir de 3 GeV, permettant une relocalisation précise des sources Src1 et Src2 grâce à la bonne résolution angulaire du LAT à ces énergies. Par ailleurs, cette sélection du lot de données permet d'écartier l'excès "Region A" de l'analyse, la figure V.1) suggérant qu'il n'est significatif qu'à basse énergie. Les énergies considérées étant supérieures à 3 GeV, les modèles des sources du catalogue 2FGL sont laissés à leurs valeurs d'origine pour cette étape. En effet, la PSF de $\sim 0.5^\circ$ à 3 GeV permet d'éviter la contamination de photons provenant d'autres sources lors de la localisation de Src1 et de Src2.

Les spectres de ces deux sources sont modélisées dans cette étape par une simple loi de puissance (*PowerLaw*, équation IV.18). Il n'est en effet pas utile d'utiliser un modèle plus complexe, comme par exemple une loi de puissance brisée, car la plage en énergie $3 \text{ GeV} < E < 200 \text{ GeV}$ est trop courte pour significativement différencier plusieurs modèles. Après avoir arbitrairement fixé l'indice spectral à 2, un *fit* de leurs spectres a été effectué avant et après les avoir relocalisées.

Les positions et leurs erreurs trouvées à cette étape pour Src1 et Src2 sont indiquées en rouge dans la figure V.2 et sont données dans le tableau V.2. Les positions des sources localisées durant cette analyse sont compatibles avec celles du catalogue 2FGL, marquées en cyan sur la figure V.2 afin de pouvoir avoir une comparaison visuelle. Le centroïde de la source Src1 diverge de 0.05° de la position de 2FGL J1745.5–3028c, ce qui correspond à l'erreur statistique sur la position de Src1. Les centroïdes de la source Src2 et de 2FGL J1743.9–3039c sont exactement les mêmes. Les résultats de cette partie de l'analyse sur la localisation de ces deux sources sont donc compatibles avec ceux de la collaboration publiés dans le catalogue des sources à 2 ans de données (Nolan et al., 2012).

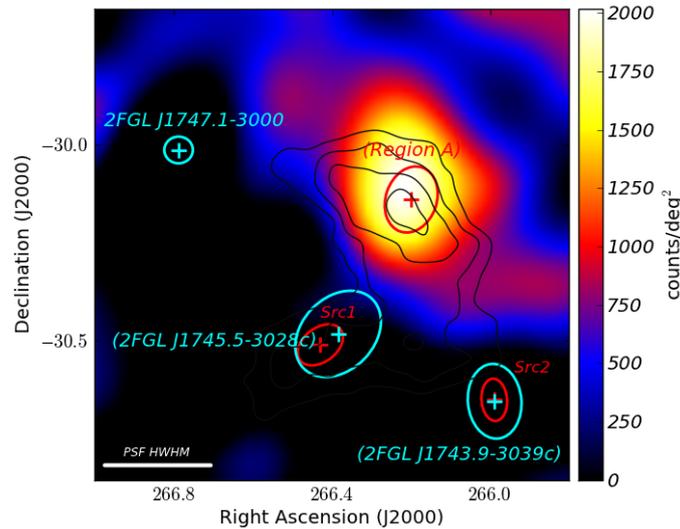
Seconde étape : analyse au-delà de 300 MeV

La deuxième étape consiste à utiliser tout le lot de données (de 300 MeV à 200 GeV) en prenant en compte les deux sources précédemment localisées. Un ajustement, ou *fit* en anglais, global de la région est alors opéré suivant différentes étapes :

1. *fit* des normalisations de toutes les sources dans 3° autour du centre de la ROI ;
2. *fit* des paramètres du spectre de la source au centre Galactique (2FGL J1745.6–2858) ;
3. *fit* des paramètres du spectre du pulsar de la Souris (2FGL J1747.1–3000, aka PSR J1747–2958, voir le chapitre II) ;

4. *fit* des spectres de Src1 et Src2.

La figure V.2 montre la carte des résidus obtenue après ces étapes, avec Src1 et Src2 (ellipses rouges) incluses dans le modèle. Les positions et erreurs des sources du catalogue 2FGL sont indiquées en cyan. Les sources 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c sont précisées pour information, n’étant pas prises en compte dans le modèle puisqu’elles ont été relocalisées et renommées Src1 et Src2. Un excès important est toujours visible à une localisation proche de la région A de l’émission vue par H.E.S.S.



Est-il possible d'inverser les légendes SRI et 2FGL car elles sont opposées à la position relative de leur centroïde ce qui rend la lecture du graphe difficile.

Figure V.2 - Carte des résidus en coups par degré carré de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour des énergies comprises entre 300 MeV et 200 GeV en prenant en compte les nouvelles localisations de Src1 et Src2 (ellipses rouges). Ces dernières remplacent les sources 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c pour lesquels les positions et erreurs à 95% sont indiquées en cyan pour information. Se référer à la figure V.1 pour le reste de la légende.

Afin de caractériser ce nouvel excès vu par le *Fermi*-LAT, une première localisation est faite en utilisant un modèle de *PowerLaw* (équation IV.18) puis avec le modèle appelé *LogParabola* (équation IV.21). Les résultats de l’ajustement des différents paramètres de chaque spectre sont donnés dans le tableau V.1. Le modèle spectral le plus significatif est celui de *LogParabola*, pour lequel cette nouvelle source Region A a un TS (voir section IV.1) de 76. De plus, la différence de TS de 17 ($\sim 4\sigma$) entre les deux modèles spectraux permet de dire que la *LogParabola* ajuste mieux les données de cette source que la *PowerLaw*.

Après avoir obtenu la localisation et les spectres des 3 sources à l’aide de l’outil *PointLike*, une analyse spectrale complémentaire a été faite en utilisant l’outil standard *gtlike* afin de confirmer les résultats. Les mêmes étapes du *fit* listées précédemment pour l’outil *PointLike* ont été suivies. Les valeurs finales des paramètres des trois sources Region A, Src1 et Src2 sont présentées aux tableaux V.1 et V.2.

Nous modélisons les spectres des sources Src1 et Src2 avec une loi de puissance simple. Les valeurs de leurs paramètres sont comparables avec celles du catalogue 2FGL présentées au tableau II.3. À la suite de notre étude, la source Src1 reste peu significative : la source correspondante 2FGL J1745.5–3028c avait un TS de 34 alors que l’on obtient $TS = 27$ pour Src1. Cette source devient presque inexistante dans le cas de l’étude effectuée avec l’outil *gtlike*. Concernant Src2, 2FGL J1743.9–3039c du catalogue 2FGL était aussi significative que 2FGL

J1745.5–3028c avec un TS de 32. L'étude présentée dans ce chapitre montre qu'elle a un TS de plus de 70 en utilisant un lot de données de près de 4 ans.

Afin de tester le modèle spectral de ces deux sources, elles ont été modélisées avec un spectre en *LogParabola*. Mais la significativité des sources n'est pas améliorée par rapport à une modélisation avec une *PowerLaw* et le paramètre β (qui spécifie la courbure du spectre) tend vers 0. Nous garderons donc un spectre de *PowerLaw* pour modéliser Src1 et Src2 dans la suite de cette étude.

L'énergie de décorrélation, ou énergie pivot, a été calculée pour chacune des trois sources à l'aide de la fonction *pivot_energy()* de l'outil *PointLike* (voir section IV.2). Afin de simplifier l'analyse, sa valeur a été arrondie et fixée à 3 GeV pour Src1 et Src2 et à 1 GeV pour Region A.

La figure V.3 résume les modélisations spectrales et les points de données des instruments *Fermi* et H.E.S.S. de chacune des trois sources. L'étude sur l'interprétation des émissions vues par le LAT et H.E.S.S. pour la source Region A sera discutée par la suite au chapitre VII. Les spectres obtenus par la collaboration H.E.S.S. pour les régions d'émission B et C de HESS J1745–303 sont indiqués sur les figures correspondant aux sources Src1 et Src2. Ces comparaisons sont montrées à titre informatif, car il est difficile de confirmer ou d'infirmer l'association de ces sources d'après les connaissances astrophysiques de la région présentées au chapitre II.

	Region A – <i>PointLike</i>		Region A – <i>glike</i>
Position (RA, Dec) [°]	266.23, -30.19	266.20, -30.14	266.20, -30.14
Ellipse (a, b, angle) 95% [°]	0.06, 0.05, -21.7	0.08, 0.06, -19.37	0.08, 0.06, -19.37
Spectre	<i>Power Law</i>	<i>LogParabola</i>	<i>LogParabola</i>
$F_0 \times 10^{-11}$ (@ 1 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	$0.77 \pm 0.12_{stat}$	$1.34 \pm 0.20_{stat}$	$0.92 \pm 0.14_{stat}$
Γ	$2.63 \pm 0.09_{stat}$	$2.32 \pm 0.20_{stat}$	$2.67 \pm 0.20_{stat}$
β	–	$0.88 \pm 0.32_{stat}$	$0.43 \pm 0.20_{stat}$
F(0.1-100 GeV) $\times 10^{-8}$ [cm ⁻² s ⁻¹]	$3.38 \pm 0.52_{stat}$	$4.12 \pm 0.58_{stat}$	$7.94 \pm 1.18_{stat}$
TS	59	76	46

Tableau V.1 - Caractéristiques spatiales et spectrales de Region A. F(0.1-100 GeV) correspond au flux intégré entre 100 MeV et 100 GeV. La comparaison des résultats des deux modèles spectraux caractérisés à l'aide de l'outil *PointLike* montre que la source Region A est mieux modélisée avec un spectre *LogParabola*.

V.2.3 Étude de l'extension de Region A

Dans l'analyse précédente, les trois sources d'intérêt ont été supposées ponctuelles. À partir des résultats spatiaux et spectraux ayant permis de construire le modèle final, dont les résultats ont été montrés à la sous-section V.2.2, une étude spatiale de Region A est effectuée afin de mieux caractériser cette source. La méthode utilisée repose sur le maximum de vraisemblance (ou *likelihood*) décrit à la section IV.1, permettant de caractériser l'accord entre un modèle spatial et les données recueillies par le LAT.

Deux modèles spatiaux sont utilisés pour approfondir la compréhension de l'émission Region A : une distribution gaussienne (de paramètre de largeur σ) et un disque uniforme (de rayon r). Les valeurs de vraisemblance obtenues pour différentes valeurs de σ et de r permettent d'évaluer la significativité de l'extension pour chaque modèle par rapport à l'hypothèse d'une source ponctuelle. L'hypothèse d'une source ponctuelle correspond aux cas où les paramètres

	Src1	Src2
Position (RA, Dec) [°]	266.43, -30.51	265.99, -30.65
Ellipse (a, b, angle) 95% [°]	0.06, 0.04, -52.1	0.05, 0.03, 4.4
Spectre	<i>Power Law</i>	<i>Power Law</i>
Résultats <i>PointLike</i>		
$F_0 \times 10^{-13}$ (@ 3 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	2.3 ± 0.6 _{stat}	4.6 ± 0.6 _{stat}
Γ	2.08 ± 0.20 _{stat}	2.28 ± 0.11 _{stat}
F(0.1-100 GeV) × 10 ⁻⁸ [cm ⁻² s ⁻¹]	2.50 ± 0.69 _{stat}	8.67 ± 1.11 _{stat}
TS	27	78
Résultats <i>glike</i>		
$F_0 \times 10^{-13}$ (@ 3 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	0.7 ± 0.3 _{stat}	4.1 ± 0.5 _{stat}
Γ	1.69 ± 0.35 _{stat}	2.65 ± 0.11 _{stat}
F(0.1-100 GeV) × 10 ⁻⁸ [cm ⁻² s ⁻¹]	0.33 ± 0.14 _{stat}	20.7 ± 2.6 _{stat}
TS	8	74

différent du tableau V.4

Tableau V.2 - Caractéristiques spatiales et spectrales des sources Src1 et Src2 obtenues avec les outils *PointLike* et *glike*. L'angle de l'ellipse est celui défini précédemment.

r et σ valent 0.001° . On obtient ainsi la significativité du modèle via le TS, calculé à l'aide des valeurs de vraisemblance obtenues dans les hypothèses de la source ponctuelle ($\ln\mathcal{L}_{0.001}$) et de la source étendue ($\ln\mathcal{L}_{ext}$) :

$$TS = -2 * (\ln\mathcal{L}_{0.001} - \ln\mathcal{L}_{ext}) \quad . \quad (V.1)$$

En faisant varier les paramètres σ et r , il est ainsi possible de déterminer quelle est la valeur de l'extension optimum et si elle est significative. Ceci est illustré à la figure V.4, où le TS a été calculé en laissant varier les normalisations de Src1 et Src2. Pour les paramètres d'extensions inférieurs à $\sim 0.1^\circ$, le TS est constant et égal à 0 : cela signifie que la source ne présente pas d'extension. Au-delà d'un rayon de $\sim 0.1^\circ$, les valeurs du TS commencent à diminuer (indiquant que l'hypothèse de la source ponctuelle est meilleure que celle d'une source étendue) avant d'augmenter rapidement. Cette augmentation du TS en faveur d'une extension de Region A est probablement due à la présence des sources ponctuelles autour de celle-ci. À de telles distances par rapport à la position centrale de Region A, la confusion des sources ne permet donc pas de faire une étude correcte de son extension.

Une étude similaire a été faite pour les sources Src1 et Src2, mais aucune extension n'a été trouvée.

V.2.4 Recherche de pulsation dans la direction de Region A

N'ayant pas trouvé d'extension pour la source Region A, une recherche de signal pulsé dans les données du *Fermi*-LAT a été effectuée par des collaborateurs de Hanovre et de Bonn (Allemagne) à l'aide d'une nouvelle technique de recherche de pulsars "en aveugle" (*blind periodicity search*). Dans une recherche de pulsations en aveugle, les paramètres des pulsars (principalement leur ascension droite et déclinaison, leur période de rotation et leur variation en fonction du temps) sont *a priori* inconnus. La recherche d'une pulsation s'effectue donc en testant de nombreuses combinaisons de ces différents paramètres en recherchant celle optimisant la significativité des pulsations (qui peut par exemple être quantifiée à l'aide du "H-test", voir de Jager et al. (1989) pour les détails sur ce paramètre). Cette méthode a déjà permis la découverte de nombreux pulsars précédemment inconnus. Quelques exemples de découvertes ainsi que des informations sur les techniques de recherches de pulsars en l'aveugle peuvent être trouvés dans

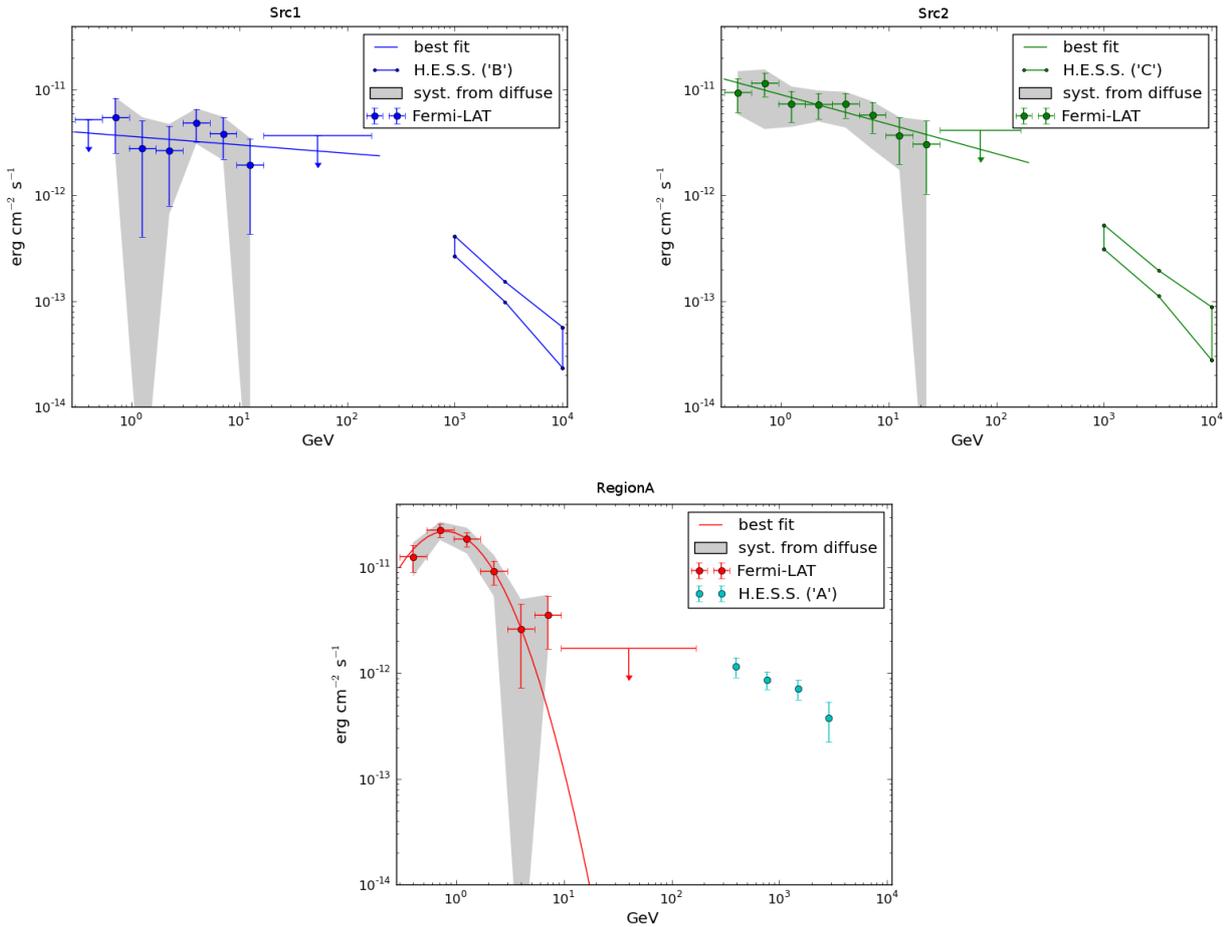


Figure V.3 - Distributions spectrales en énergie (SED) des sources Region A, Src1 et Src2 sur l'intervalle 300 MeV – 200 GeV obtenues avec l'outil *PointLike*. Les parties grisées correspondent aux extrema des flux lors de la variation de la normalisation de l'émission diffuse de $\pm 6\%$ (voir sous-section V.2.5). Les spectres obtenus par la collaboration H.E.S.S. sont indiqués pour le domaine de la très haute énergie.

Pletsch et al. (2012a,b).

L'hypothèse selon laquelle l'émission de Region A proviendrait d'un pulsar encore inconnu est réaliste. En effet, à partir de la valeur de son flux en énergie ($G \sim 4 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au-delà de 300 MeV) et de la relation $L_\gamma \simeq 4\pi d^2 G$ (Abdo et al., 2010j), on obtient la luminosité en rayons γ suivante pour un pulsar qui serait situé à une distance d de 7.6 kpc : $L_\gamma \sim 3 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Les pulsars jeunes détectés par le LAT présentent des efficacités de conversion de leur perte d'énergie due au freinage \dot{E} en rayonnement γ , $\eta = L_\gamma / \dot{E}$, typiquement comprises entre 1 et 10% (Abdo et al., 2013b). Dans notre cas, une efficacité de 10% impliquerait alors une valeur de \dot{E} d'environ $3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, valeur tout à fait comparable à celle des pulsars détectés par le LAT (Abdo et al., 2013b).  **plutôt les plus brillants**

Néanmoins, les recherches en aveugle n'ont pas permis de détecter un rayonnement pulsé dans la direction de la source Region A au sein des données LAT utilisées pour cette analyse. Cette région a déjà été observée à plusieurs reprises à des fréquences classiques dans le domaine radio (environ 1.4 GHz)^a mais aucun signal de pulsation n'a encore été détecté (Johnston et al.,

a. Généralement, les fréquences d'observation en radio sont classées de la manière suivante : des fréquences

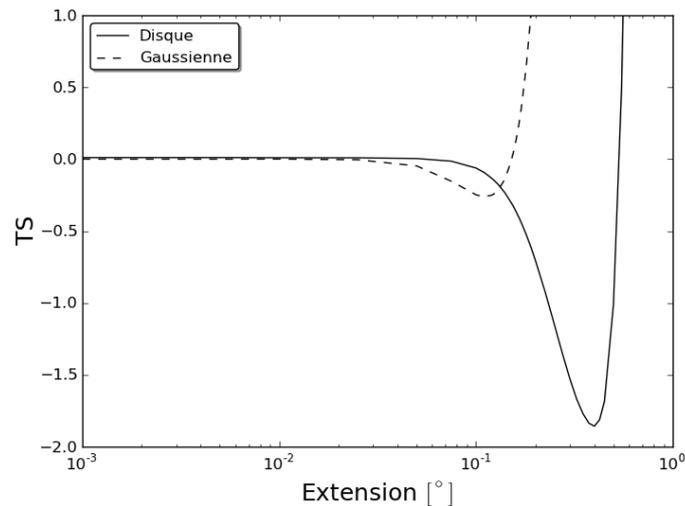


Figure V.4 - Variation du TS (équation V.1) de Region A en fonction du paramètre d'extension dans le cas d'une modélisation spatiale avec un disque uniforme (ligne continue) et avec une distribution gaussienne (ligne pointillée). Le modèle spatial de référence pour le calcul du TS est celui où Region A est une source ponctuelle (extension égale à 0.001°).

1995; Manchester et al., 2001).

Si un pulsar était présent à la position de Region A et s'il avait une distance comparable à celle du pulsar de la Souris, il devrait donc avoir une mesure de dispersion DM similaire. Dans cette région du ciel dont la ligne de visée est proche du centre Galactique, une valeur de DM de ~ 100 est faible et ce potentiel pulsar aurait donc déjà dû être détecté lorsque les instruments radio ont sondé cette position aux fréquences classiques.

La figure V.5 montre d'ailleurs que le pulsar radio serait déjà détecté s'il appartenait à la catégorie *radio-loud* (voir sous-section I.3.1). En effet, si l'on considère que le pulsar est situé à une distance de ~ 2 kpc, on obtient un seuil de luminosité $\sim 100 \mu\text{Jy-kpc}^2$ correspondant à la limite inférieure de la luminosité de la population des pulsars radio connus. Si l'on considère une distance plus grande ($d \approx 7.6$ kpc par exemple), ce seuil est alors de $\sim 1700 \mu\text{Jy-kpc}^2$. Cette diagonale est parallèle à la précédente et traverse le centre de la population des pulsars connus. Si nous étions en présence d'un pulsar radio typique et quelle que soit sa distance, il aurait donc déjà dû être détecté dans le domaine radio.

Si un pulsar existe réellement à la position de la source Region A, une explication à sa non-détection pourrait être que les faisceaux du pulsar dans les domaines radio et γ ne balayent pas la Terre. **Il est assez rare que le faisceau γ ne balaye pas l'observateur, mais cette configuration peut néanmoins se produire.** Les figures 8 et 9 de Watters et al. (2009) illustrent le signal γ pulsé pour différentes configurations géométriques (à savoir, α : angle d'inclinaison de l'axe magnétique par rapport à l'axe de rotation, et ζ : angle que forme la ligne de visée avec l'axe de rotation). Elles montrent que, suivant le modèle théorique du pulsar utilisé, un signal γ n'est pas modulé pour 10 à 40% des configurations. De plus, une des découvertes liée à la détection d'une population importante de pulsars par *Fermi* est que les faisceaux émettant en γ sont beaucoup plus larges que les faisceaux émettant en radio (voir figure 1 de Watters et al. (2009)) : le fait qu'aucun signal pulsé n'ait été détecté dans les données du LAT contraint

de l'ordre du GHz sont classiques (le *Nançay Radio Telescope* ou le *Green Bank Telescope* par exemple) ; une fréquence de 80 MHz est faible (le télescope LOFAR) ; une fréquence de 20 GHz est élevée (le télescope ALMA).

l'espace des paramètres du pulsar.

Ce serait intéressant de voir à quel point ce pulsar serait exotique

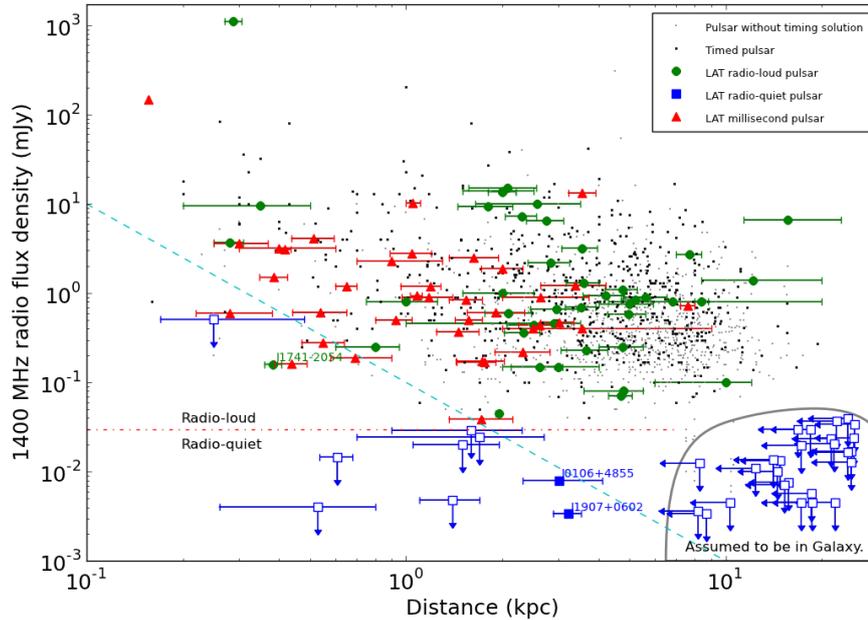


Figure V.5 - Densité de flux radio à 1400 MHz en fonction de la distance du pulsar. Les nuages de points noirs et gris correspondent aux pulsars connus, et les formes géométriques vertes, bleues et rouges correspondent aux pulsars détectés par le LAT. La ligne diagonale cyan correspond au seuil de luminosité de $100 \mu\text{Jy}\cdot\text{kpc}^2$. La limite entre les catégories des pulsars *radio-loud* et *radio-quiet* se situe à $30 \mu\text{Jy}$ pour une fréquence de 1400 MHz. (Abdo et al., 2013b)

V.2.5 Étude des erreurs systématiques

Cette section présente les résultats de l'analyse concernant les erreurs systématiques, présentées à la section IV.3. Les résultats présentés ci-dessous ont tous été obtenus en utilisant l'outil *PointLike* et seule une étude sur les spectres des trois sources d'intérêt a été effectuée.

Utilisation de 8 modèles d'émission diffuse Galactique

L'étude des incertitudes systématiques a tout d'abord été effectuée à partir des 8 modèles de l'émission diffuse Galactique développés par le groupe de la collaboration *Fermi* travaillant sur le catalogue des SNRs (voir la sous-section IV.3.3 pour les détails). Deux méthodes sont comparées dans ce paragraphe pour l'estimation de ces erreurs systématiques. Il faut noter que l'étude présentée dans ce paragraphe utilise les énergies de la plage 300 MeV – 200 GeV. En effet, même si les différents modèles de l'émission diffuse Galactique ont été optimisés pour une énergie supérieure à 1 GeV lors de l'étude effectuée pour le catalogue des SNRs, ils sont néanmoins valables de 50 MeV à 800 GeV.

La première méthode a consisté à suivre la procédure générale de *fit* décrite au paragraphe V.2.2 tout en laissant chaque modèle alternatif de l'émission diffuse fixé à la valeur trouvée par le groupe de travail du catalogue des SNRs. Les modèles utilisés pour cette méthode sont nommés *summed*.

La seconde a consisté à utiliser la méthode des modèles `split`, où chaque anneau des composantes HI et CO peuvent varier durant la procédure de *fit*. Afin de ne pas laisser libre toutes les composantes, une sélection a été faite à partir du calcul du nombre de photons prédits pour chacune à l'intérieur de la ROI N_{pred} . En comparant ce chiffre au nombre total de photons observés dans cette même région N_{obs_ROI} , il a été choisi de laisser libre seulement les composantes validant la condition suivante :

$$N_{pred}/N_{obs_ROI} > 3\% \quad . \quad (V.2)$$

La limite de 3 % a été adoptée après une étude sur tout le ciel qui a montré que cette valeur est un bon compromis : une limite plus basse entraîne un trop grand nombre de degrés de liberté dans le modèle (en particulier autour du centre Galactique) et l'ajustement des paramètres converge alors difficilement. Les composantes pour lesquelles cette condition ne s'applique pas sont fusionnées en un seul modèle, dont la normalisation est laissée libre seulement si la somme du nombre de photons prédits pour ces modèles valide la condition V.2. La composante de l'IC est toujours laissée libre, alors que les modèles de l'émission isotrope, de Loop I et des Bulles sont fixés durant tout le processus.

Du fait de notre ligne de visée sur une région proche du centre Galactique, plusieurs anneaux des composantes HI et CO doivent être laissés libres. En effet, l'application de cette méthode `split` sur la région d'intérêt implique de laisser libre les normalisations de 2 anneaux de la composante CO, 3 anneaux de la composante HI ainsi que de la fusion des autres anneaux. Les résultats de cet ajustement sont présentés dans tableau V.3 pour chacun des 8 modèles de l'émission diffuse Galactique. Pour chaque composante, la valeur de sa normalisation est cohérente entre chaque ajustement des modèles de l'émission diffuse. Il faut néanmoins souligner que toutes les normalisations des composantes sont éloignées de la valeur nominale (1.0). Le but de cette méthode `split` est en effet d'ajuster au mieux les modèles des composantes de l'émission diffuse Galactique en fonction de la région d'intérêt. Dans le cas de la région du centre Galactique que nous étudions, les composantes HI₁ et IC sont généralement sous-estimées dans les simulations obtenues avec GalProp par rapport au flux détecté en rayons γ et cela se confirme par les résultats du tableau V.3. En particulier, la composante HI₁ provient de l'hydrogène atomique de la région centrale de la Galaxie (anneau 1, entre 0 et 4 kpc) : le contenu en gaz de cette région est difficile à estimer.

Diffuse model	CO ₁	CO ₂	HI ₁	HI ₂	HI ₃	IC	fusion (CO ₃ , CO ₄ , HI ₄)
SNR_z4_Ts150	0.78 ± 0.02	0.83 ± 0.02	2.00 ± 0.04	0.61 ± 0.02	0.67 ± 0.04	1.44 ± 0.03	1.52 ± 0.06
SNR_z4_Ts100000	0.77 ± 0.02	0.82 ± 0.02	1.98 ± 0.04	0.52 ± 0.02	0.67 ± 0.05	1.61 ± 0.04	1.43 ± 0.06
SNR_z10_Ts150	0.79 ± 0.01	0.81 ± 0.01	2.03 ± 0.01	0.70 ± 0.01	0.67 ± 0.01	1.33 ± 0.01	1.38 ± 0.01
SNR_z10_Ts100000	0.78 ± 0.02	0.80 ± 0.02	2.12 ± 0.04	0.64 ± 0.02	0.76 ± 0.05	1.31 ± 0.03	1.27 ± 0.06
Lorimer_z4_Ts150	0.64 ± 0.01	0.87 ± 0.02	3.85 ± 0.07	0.50 ± 0.02	0.71 ± 0.03	1.21 ± 0.02	1.90 ± 0.07
Lorimer_z4_Ts100000	0.62 ± 0.01	0.87 ± 0.02	3.51 ± 0.06	0.47 ± 0.02	0.87 ± 0.04	1.10 ± 0.02	1.46 ± 0.06
Lorimer_z10_Ts150	0.69 ± 0.01	0.84 ± 0.01	3.18 ± 0.01	0.58 ± 0.01	0.71 ± 0.01	1.21 ± 0.001	1.60 ± 0.01
Lorimer_z10_Ts100000	0.68 ± 0.01	0.82 ± 0.02	3.05 ± 0.05	0.54 ± 0.02	0.81 ± 0.04	1.15 ± 0.025	1.37 ± 0.06

Tableau V.3 - Valeurs des normalisations des composantes de chacun des 8 modèles d'émission diffuse Galactique. Comme précisé au paragraphe V.2.2, "SNR" et "Lorimer" correspondent à la distribution des sources de rayons cosmiques, "z" à la taille du halo et "Ts" à la température de spin. Par la suite, les SEDs des sources ponctuelles pris en exemples de manière arbitraire seront ceux correspondant au modèle **SNR_z4_Ts150**. Les indices de 1 à 4 des composantes correspondent aux anneaux Galactocentriques (voir figure IV.6), le chiffre 1 correspondant à l'anneau le plus proche du centre Galactique.

La comparaison des résultats entre le cas où les normalisations des composantes des modèles présentés ci-dessus sont fixés (**summed**) ou laissés libres (**split**) est récapitulée au tableau V.4. Les erreurs sont globalement plus faibles lorsque les composantes sont réajustées dans la ROI.

Variation de la normalisation du modèle de l'émission diffuse Galactique

Une autre étude des erreurs systématiques a été effectuée en faisant varier de $\pm 6\%$ la normalisation du modèle standard de l'émission diffuse Galactique, comme expliqué à la section IV.3.2. La méthode générale de *fit* décrite au paragraphe V.2.2 a également été suivie. Les résultats pour les trois sources Src1, Src2 et Region A sont indiqués avec l'indice *syst_Gal* dans le tableau V.5.

Les erreurs systématiques obtenues avec cette méthode sont plus importantes que celles déduites de la méthode de la variation des modèles **split** de l'émission diffuse présentée précédemment. Ces modèles dits **split** s'adaptent en effet mieux à chaque région étudiée que lorsque la normalisation du modèle standard de l'émission diffuse varie de $\pm 6\%$ quelque soit la ROI.

Utilisation des fonctions de réponse de l'instrument modifiées

La troisième et dernière étude des erreurs systématiques a été effectuée en utilisant les IRFs modifiées (méthode détaillée à la sous-section IV.3.1). L'énergie pivot utilisée pour les sources Src1 et Src2 est de 3 GeV, et celle pour la source Region A est de 1 GeV. Les erreurs trouvées pour ces trois sources sont indiquées avec l'indice *syst_IRF* dans le tableau V.5.

Malgré le fait que la production des lots d'IRFs modifiées ait été optimisée pour les spectres en loi de puissance simple, leur utilisation dans le cas d'un modèle de spectre *LogParabola* est envisageable. Des lots d'IRFs spécifiques pour ce modèle pourraient être construits afin d'avoir une estimation plus précise des erreurs systématiques sur les paramètres Γ et β de la source Region A.

Conclusions

Les erreurs systématiques des paramètres de la source Src1 sont dans l'ensemble plus faibles que les erreurs statistiques. Cela s'explique par la faible statistique liée à cette source (deux fois moins de photons sont associés à cette source qu'à Src2) et par le fait qu'elle soit peu significative avec un TS de 27 (voir l'analyse générale présentée à la sous-section V.2.2).

Les erreurs systématiques et statistiques sur l'indice spectral de Src2 sont du même ordre de grandeur, cette source a des erreurs systématiques plus importantes que l'erreur statistique sur sa normalisation. Malgré le fait que Src2 soit significative (TS de 78 lors de l'analyse standard), elle est plus ou moins brillante suivant les modèles utilisés.

Concernant la source Region A, les valeurs des erreurs systématiques sont variées suivant l'étude considérée. Ceci peut être dû au fait que son modèle spectral contienne 3 paramètres libres : l'ajustement est plus difficile que dans le cas de 2 paramètres libres.

V.2.6 Focus sur les spectres du pulsar de la Souris et de la source du centre Galactique

En plus des trois sources d'intérêt pour notre analyse Src1, Src2 et Region A, deux autres sources du catalogue 2FGL sont intéressantes dans cette région : la source du centre Galactique 2FGL J1745.6–2958 et le pulsar de la Souris 2FGL J1747.1–3000. Ce sont en effet les deux sources les plus brillantes dans le domaine du GeV situées dans cette région. La comparaison des spectres obtenus après l'analyse décrite dans ce chapitre avec ceux du catalogue 2FGL

Source	Standard	Modèles summed	Modèles split
Src1 (Power Law)			
$F_0 \times 10^{-13}$ (@ 3 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	$2.3 \pm 0.6_{stat}$	$\pm 0.3_{syst}$	$\pm 0.3_{syst}$
Γ	$2.07 \pm 0.19_{stat}$	$\pm 0.11_{syst}$	$\pm 0.03_{syst}$
TS	27	23.8–28.3	19.4–26.9
Src2 (Power Law)	Différent du tableau V.2		
$F_0 \times 10^{-13}$ (@ 3 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	$4.6 \pm 0.5_{stat}$	$\pm 0.7_{syst}$	$\pm 1.4_{syst}$
Γ	$2.27 \pm 0.11_{stat}$	$\pm 0.08_{syst}$	$\pm 0.05_{syst}$
TS	78	86.4–105.9	74.3–94.0
Region A (LogParabola)			
$F_0 \times 10^{-11}$ (@ 1 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	$1.34 \pm 0.20_{stat}$	$\pm 0.65_{syst}$	$\pm 0.09_{syst}$
Γ	$2.32 \pm 0.20_{stat}$	$\pm 0.34_{syst}$	$\pm 0.06_{syst}$
$Beta$	$0.88 \pm 0.32_{stat}$	$\pm 0.69_{syst}$	$\pm 0.41_{syst}$
TS	76	23.1–57.0	75.9–97.0

Tableau V.4 - Tableau récapitulatif des résultats de l'étude des erreurs systématiques utilisant 8 modèles alternatifs de l'émission diffuse Galactique, lorsque leurs composantes sont fixées ou laissées libres durant l'étape d'ajustement des paramètres (voir dans le texte pour plus de détails). La colonne "Standard" donne les valeurs des paramètres des sources dans le cas de l'utilisation du modèle standard de cette émission diffuse. Les modèles de *Power Law* et de *LogParabola* sont respectivement définies par les équations IV.18 et IV.21.

	Src1	Src2
Spectre	<i>Power Law</i>	<i>Power Law</i>
$F_0 \times 10^{-13}$ (@ 3 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	$2.3 \pm 0.6_{stat} \pm 0.5_{syst_Gal} \pm 0.9_{syst_IRF}$	$4.6 \pm 0.6_{stat} \pm 1.1_{syst_Gal} \pm 1.6_{syst_IRF}$
Γ	$2.08 \pm 0.20_{stat} \pm 0.06_{syst_Gal} \pm 0.12_{syst_IRF}$	$2.28 \pm 0.11_{stat} \pm 0.10_{syst_Gal} \pm 0.11_{syst_IRF}$

OK tableau V.2 différent tableau V.4

OK tableau V.2 différent tableau V.4

Region A	
Spectre	<i>LogParabola</i>
$F_0 \times 10^{-11}$ (@ 1 GeV) [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	$1.34 \pm 0.20_{stat} \pm 0.21_{syst_Gal} \pm 0.49_{syst_IRF}$
Γ	$2.32 \pm 0.20_{stat} \pm 0.19_{syst_Gal} \pm 0.05_{syst_IRF}$
β	$0.88 \pm 0.31_{stat} \pm 0.31_{syst_Gal} \pm 0.08_{syst_IRF}$

Pas OK tableau V.1 et tableau V.4

Tableau V.5 - Tableaux donnant les erreurs systématiques des sources Region A, Src1 et Src2 dans le cas de l'étude sur la variation de $\pm 6\%$ de la normalisation du modèle de l'émission diffuse Galactique (indice *syst_Gal*) et dans celui de l'étude des IRFs modifiées (indice *syst_IRF*).

est donnée dans le tableau V.6. L'augmentation importante de la valeur du TS pour les deux sources après l'analyse se justifie par le fait que le catalogue 2FGL a été produit avec 2 ans de données, alors que presque le double d'événements a été utilisé pour cette analyse.

	2FGL J1745.6–2958 (<i>LogParabola</i>)	2FGL J1747.1–3000 (<i>PLSuperExpCutoff</i>)
Catalogue 2FGL		
$F_0 \times 10^{-11}$ [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	4.26 ± 0.11 (@1.5 GeV)	1.70 ± 0.41 (@1.6 GeV)
Γ	2.31 ± 0.03	1.78 ± 0.08
β	0.25 ± 0.02	–
E_c [GeV]	–	1.1 ± 0.4
$F(0.1\text{--}100 \text{ GeV}) \times 10^{-7}$ [cm ⁻² s ⁻¹]	6.70 ± 0.01	3.85 ± 0.70
TS	1881	748
Après analyse		
$F_0 \times 10^{-11}$ [cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹]	3.95 ± 0.07 (@1.5 GeV)	1.67 ± 0.07 (@1.6 GeV)
Γ	2.30 ± 0.07	2.03 ± 0.08
β	0.22 ± 0.02	–
E_c [GeV]	–	3.8 ± 0.7
$F(0.1\text{--}100 \text{ GeV}) \times 10^{-7}$ [cm ⁻² s ⁻¹]	6.87 ± 0.09	4.22 ± 0.37
TS	8629	1284

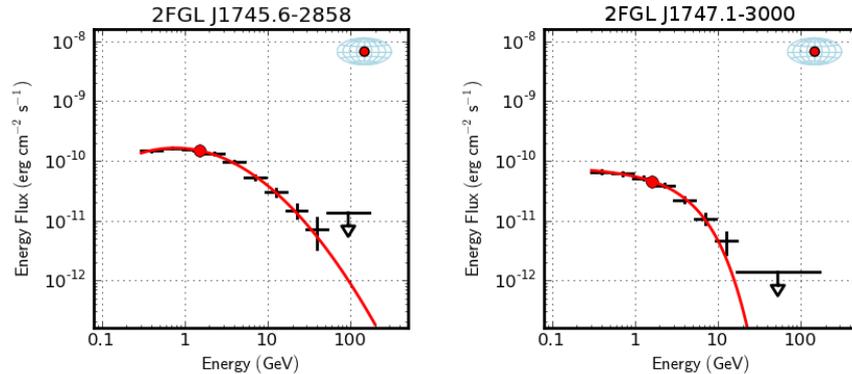


Tableau V.6 - Comparaison des paramètres spectraux des sources 2FGL J1745.6–2958 et 2FGL J1747.1–3000 à partir du catalogue 2FGL (Nolan et al., 2012) et après l'analyse décrite précédemment. Les résultats ont été obtenus à l'aide de l'outil *PointLike*.

Le modèle spectral de 2FGL J1747.1–3000 (*PLSuperExpCutoff*) est un modèle typique pour

la modélisation d'un pulsar. Quant à la source de l'émission du centre Galactique, son spectre est correctement ajusté par un modèle de *LogParabola*. L'extension spatiale de cette source a été étudiée en utilisant deux modèles spatiaux : une distribution gaussienne (de paramètre de largeur σ) et un disque uniforme (de rayon r). La méthode suivie est la même que pour l'étude de l'extension de la source Region A (voir sous-section V.2.3) : l'étude du TS permet d'estimer la significativité de l'extension de la source. La figure V.6 illustre l'évolution du TS pour les deux modèles spatiaux étudiés : l'extension de 2FGL J1745.6–2958 est significative (TS > 100). Dans le cas de la distribution gaussienne, le maximum de TS est trouvé pour une extension $\sigma \sim 0.12^\circ$. Dans le cas d'un disque uniforme, la meilleure valeur de l'extension est un peu plus grande : $r \sim 0.2^\circ$. Une étude plus poussée sur la source du centre Galactique serait nécessaire afin de correctement la caractériser, et elle restera donc spatialement modélisée par une source ponctuelle pour l'étude de la région HESS J1745–303. Le lecteur intéressé pourra se référer aux articles suivants portant sur l'étude de cette source : Boyarsky et al. (2011); Chernyakova et al. (2011); Hooper and Goodenough (2011) et à la présentation suivante présentée au 4ème Fermi Symposium : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/mtgs/symposia/2012/program/fri/TLinden.pdf>.

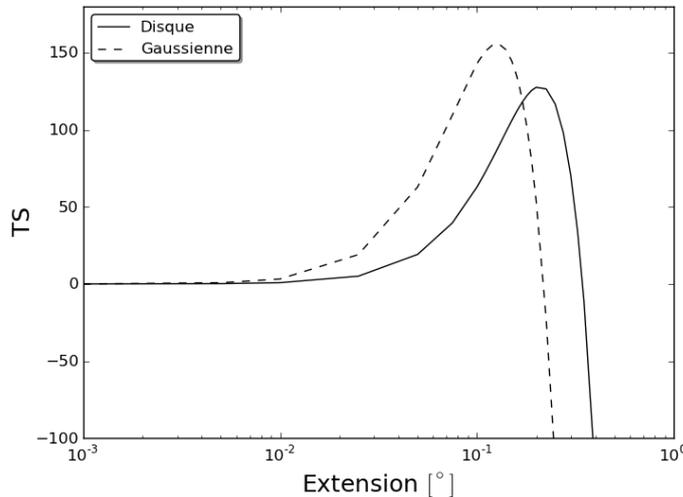


Figure V.6 - Variation du TS (équation V.1) de la source du centre Galactique 2FGL J1745.6–2958 en fonction du paramètre d'extension dans le cas d'une modélisation spatiale avec un disque uniforme (ligne continue) et avec une distribution gaussienne (ligne pointillée). Le modèle spatial de référence pour le calcul du TS est celui où la source 2FGL J1745.6–2958 est une source ponctuelle (extension égale à 0.001°).

V.3 Analyse OFF-pulse de PSR J1747–2958

V.3.1 Introduction

L'analyse temporelle d'un pulsar consiste à mettre en évidence la périodicité de son émission à travers un lot de données. Il est possible d'effectuer une telle analyse dans le domaine de la haute énergie avec les données du LAT. Le jeu de données créé, appelé éphéméride, contient des informations spécifiques à la source telles que : sa position, sa période de rotation et ses dérivées. L'éphéméride d'un pulsar peut être obtenu soit à partir d'observations dans différentes

longueur d’onde (généralement dans le domaine radio), soit suite à une recherche “en aveugle” dans les données γ (voir sous-section V.2.4).

L’éphéméride connu, il est ensuite possible d’utiliser l’outil *gtpphase*, présent dans les *Science Tools* de la collaboration *Fermi*, qui permet d’assigner à chaque photon une phase. Cette phase correspond à la fraction de rotation du pulsar à laquelle le photon a été émis. La courbe de lumière (représentant le nombre de photons détectés en fonction de leur phase et également appelé “phasogramme”) du pulsar de la Souris (PSR J1747–2958) est donné à la figure V.7 pour le domaine de la haute énergie. Connaissant le domaine de pulsation du pulsar étudié, il est ensuite possible d’utiliser, au choix :

- les données pour lesquelles le pulsar émet un signal (données *ON-pulse*) ;
- les données où l’émission du pulsar est dominée par le fond (sources ponctuelles proches et fonds diffus) (données *OFF-pulse*) ;
- l’ensemble des données, comme ce qui a été utilisé à la section V.2.

Dans le cas de PSR J1747–2958, le domaine de la phase où l’émission pulsée est détectée se situe entre 0.1 et 0.64.

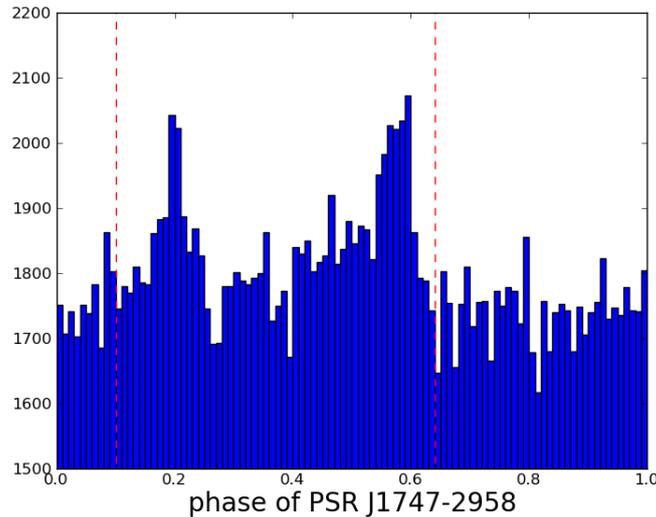


Figure V.7 - Courbe de lumière de PSR J1747–2958 obtenue avec les données du LAT d’énergies comprises entre 300 MeV et 200 GeV. Les traits verticaux en rouge marquent la limite entre la partie pulsée (entre 0.1 et 0.64) et la partie non pulsée, où le fond domine.

Au cours de la section précédente, nous avons présenté la meilleure modélisation possible de la région de HESS J1745–303 que nous avons obtenu en étudiant les données du LAT. Néanmoins, le pulsar de la Souris est l’une des sources les plus brillantes du domaine γ dans cette région et il se situe à moins de $\sim 0.5^\circ$ de Region A. Une analyse des données hors de sa phase de pulsation pourra permettre de caractériser encore plus précisément cette région, en particulier à basse énergie ($\lesssim 3$ GeV) où l’émission du pulsar est dominante.

V.3.2 Analyse

Afin d’effectuer l’analyse *OFF-pulse*, nous avons sélectionné les photons non associés à la phase de pulsation de PSR J1747–2958, c’est à dire ayant une phase comprise entre $[0 - 0.1]$ ou $[0.64 - 1]$. Les données présentes dans ces deux intervalles peuvent être sélectionnées à l’aide de

l’outil *fcopy* présent dans le pack d’outils FTOOLS^b. Afin de prendre en compte le fait qu’une certaine fraction des données du LAT ait été enlevée du lot de base, il faut diminuer l’ensemble des valeurs des normalisations des sources diffuses et ponctuelles. Dans le cas de PSR J1747–2958 et pour une analyse OFF-pulse, toutes les normalisations des sources du modèle ont été multipliées par 0.46^c.

Pour vérifier la cohérence du modèle obtenu avec l’ensemble des données, la première étape de l’analyse OFF-pulse consiste à ajuster ce modèle (la source PSR J1747–2958 en étant exclu) sur la nouvelle sélection des données. La plage en énergie étudiée est 300 MeV – 200 GeV. La carte des résidus résultante (figure V.8) indique un excès de photons situé proche du pulsar de la Souris.

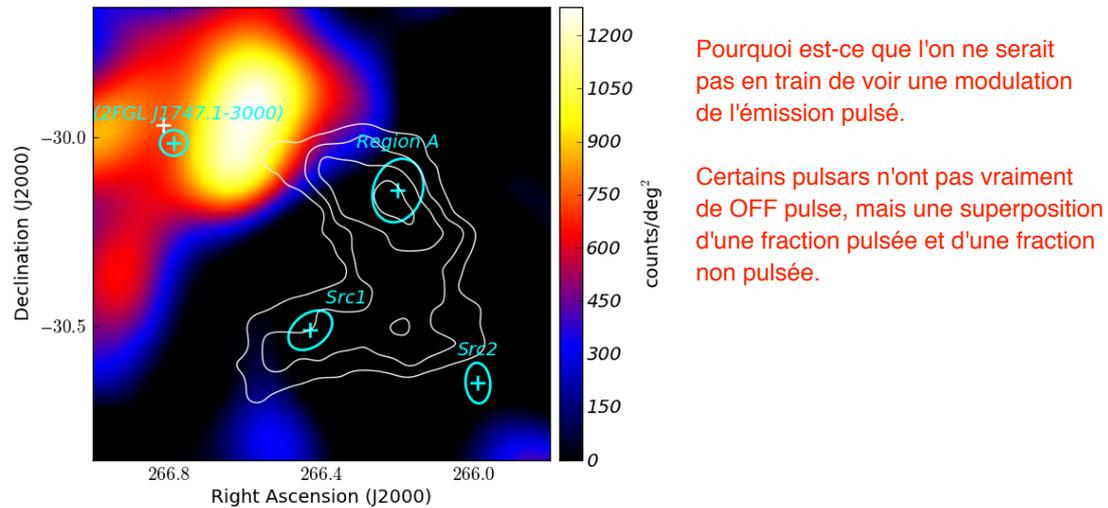


Figure V.8 - Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour des énergies $E > 300$ MeV. Le modèle de sources utilisé est celui obtenu à la section V.2. La croix blanche indique la position radio du pulsar de la Souris.

Ensuite, afin d’investiguer sur l’émission de cet excès, nous avons suivi deux étapes :

1. étude et localisation d’une source ponctuelle dont le spectre est modélisé par une loi de puissance ;
2. étude et relocalisation de cette source avec un modèle spectrale en *LogParabola*.

Les résultats spectraux et spatiaux de cette source, que nous appellerons PSRbis, sont donnés au tableau V.7 pour les deux modèles de spectre. Les distributions spectrales en énergie des deux modèles sont illustrés à la figure V.9. Dans les deux cas, la source PSRbis est significative avec un TS proche de 100. La différence de TS de 8.4, correspondant à une significativité proche de 3σ , indique qu’une modélisation avec un spectre en *LogParabola* semble meilleure qu’avec une *PowerLaw*. La distance angulaire entre les positions des deux modèles est de 0.08° .

b. Le pack FTOOLS contient plusieurs outils permettant de manipuler des fichiers au format FITS. De plus amples informations peuvent être trouvées dans la référence Blackburn (1995) et sur le site <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>.

c. Dans le cas de l’outil *gtlike*, il est nécessaire de modifier directement le fichier XML au préalable de l’analyse. Dans le cas de l’outil *PointLike*, une option permet d’éviter cette étape : les modèles des sources sont renormalisés automatiquement durant l’analyse.

	PSRbis (<i>PowerLaw</i>)	PSRbis (<i>LogParabola</i>)
Position (RA, Dec) [°]	266.85, -30.03	266.77, -30.00
Ellipse (a, b, angle) 95% [°]	0.11, 0.08, -54.69	0.08, 0.06, -57.72
$F_0 \times 10^{-12}$ (@ 3 GeV) [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$]	$0.63 \pm 0.08_{stat}$	$2.09 \pm 0.13_{stat}$
Γ	$2.52 \pm 0.09_{stat}$	$2.63 \pm 0.17_{stat}$
β	–	$0.44 \pm 0.14_{stat}$
$F(0.1-100 \text{ GeV}) \times 10^{-8}$ [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$4.11 \pm 0.48_{stat}$	$3.18 \pm 0.50_{stat}$
TS	88.3	96.7

Tableau V.7 - Caractéristiques spatiales et spectrales de la source PSRbis obtenues en utilisant les données OFF-pulse de PSR J1747–2958.

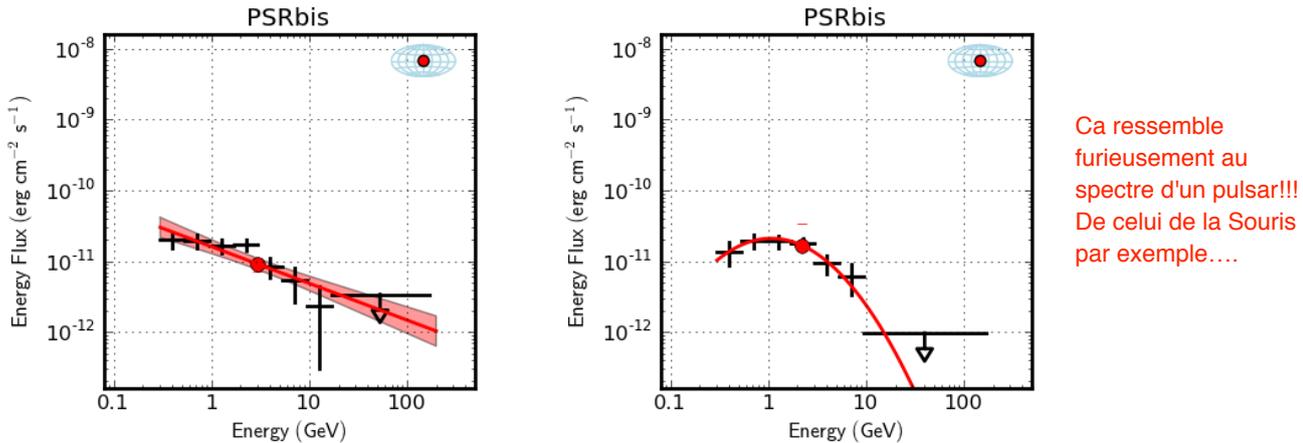


Figure V.9 - Distributions spectrales en énergie de la source PSRbis sur l'intervalle 300 MeV – 200 GeV pour les données OFF-pulse de PSR J1747–2958. Deux modélisations spectrales ont été utilisées : une loi de puissance simple (*gauche*) et une *LogParabola* (*droite*).

La figure V.10 présente la carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 après avoir ajouté et ajusté la nouvelle source PSRbis, dans le cas où son spectre est modélisé avec un modèle de *LogParabola*. La position de cette source dans le cas où elle est modélisée avec un spectre en loi de puissance est également indiquée sur cette figure afin d'avoir une comparaison visuelle des positions. Pour les deux modèles de spectre, les positions de PSRbis sont chacune spatialement coïncidentes avec la position de 2FGL J1747.1–3000, la source modélisant le pulsar de la Souris dans le catalogue 2FGL.

La position de 2FGL J1747.1–3000 est distante de 0.05° de la position de PSR J1747–2958 déterminée à partir des observations dans le domaine radio. Si PSRbis est effectivement une source astrophysique, son existence pourrait alors expliquer ce décalage spatial puisqu'elle n'est pas prise en compte dans le modèle du catalogue 2FGL. Cette source étant située dans les environs proches de PSR J1747–2958, elle pourrait correspondre à sa nébuleuse par exemple.

Je ne suis pas d'accord avec ta conclusion, le spectre bis est décrit par une loi coupée avec coupure au GeV, ce n'est pas la nébuleuse mais plus probablement une extension continue de l'émission du pulsar.

A mon sens, il n'y a pas vraiment de PSRbis, on voit le pulsar dans le ON et dans le OFF (en fait, il n'y a pas à proprement parler de OFF)

V.4 Analyse des données reprocessées

V.4.1 Introduction

Grâce à l'amélioration de la calibration du LAT effectuée par la collaboration, les données Pass 7 de cet instrument ont pu être retraitées (nous utiliserons l'anglicisme *reprocessées*, Bre-

Le décalage en position du OFF me semble douteux, je pense que le fond vient décaler le centroïde (moins de photons dans les bins pulsar pour tirer le centroïde vers la position donnée par l'échantillon complet)

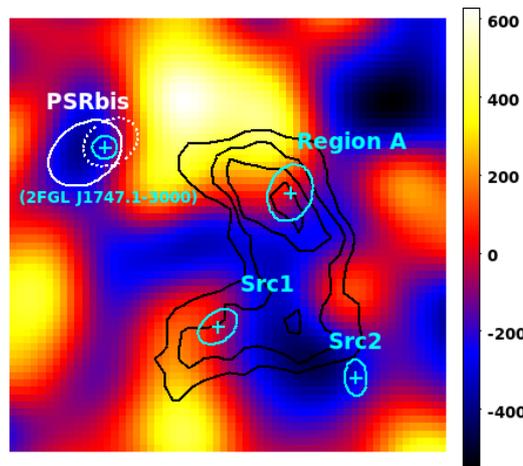


Figure V.10 - Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour des énergies $E > 300$ MeV. La source PSRbis est incluse au modèle de sources avec une modélisation en *LogParabola* et sa position est indiquée par l’ellipse pointillée blanche. L’ellipse blanche en traits pleins correspond à la position de PSRbis dans le cas où son spectre est une *Power Law*.

geon et al. (2013)). Nous pouvons citer les quelques changements suivants qui ont été effectués afin d’obtenir les données reprocessées (notées P7REP) à partir des données “classiques”^d :

- une meilleure calibration de l’instrument (trajectographe et calorimètre), en particulier grâce à la prise en compte du vieillissement des cristaux présents dans le calorimètre ;
- une amélioration du calcul de la reconstruction des événements dans le calorimètre.

Ces améliorations dans la reconstruction des événements entraînent la redéfinition des modèles des émissions diffuses Galactique et extragalactique. Elles impactent également les IRFs qui doivent être recalculées pour cette nouvelle reconstruction.

Les données P7REP vont être rendues publiques en septembre 2013. Afin d’approfondir l’analyse déjà effectuée avec les données classiques Pass 7 (voir section V.2), une nouvelle étude est présentée dans cette section en utilisant les données P7REP. L’outil *Pointlike* est utilisé, permettant un temps de calcul plus rapide que l’outil *gtlike*.

La sélection des données est proche de celle utilisée pour les données Pass 7 : plage en énergie de 300 MeV à 200 GeV ; ROI de 10° centrée sur la position de l’émission de la source A de HESS J1745–303 (RA= 266.39° , Dec= -28.93°) ; 52 mois d’observations (4 Août 2008 – 12 Décembre 2012). Les IRFs utilisées sont maintenant P7REP_V15 (qui correspond à la version des IRFs qui sera rendue publique), avec une sélection des photons appartenant à la classe **Source**. Nous avons utilisé un catalogue de modèles de sources préliminaire produit par la collaboration à partir des données P7REP, ainsi que les modèles des émissions diffuses Galactique et extragalactique correspondants (*template_4years_P7_v15_repro_v2.fits* et *isotrop_4years_P7_v15_repro_v2_source.txt*). Les normalisations de ces deux derniers modèles seront laissés fixés à leur valeur d’origine (= 1.0) tout au long de l’analyse présentée dans cette section. Il est important de noter plusieurs éléments : cette version préliminaire du catalogue contient une source localisée proche de la position de Region A, contrairement au catalogue 2FGL qui ne présentait pas de source à cette position. Les sources Src1 et Src2 sont absentes de ce catalogue et une unique source, qui reste à être confirmée, localisée entre ces deux dernières a été détectée.

d. De plus amples détails peuvent être trouvés sur la page http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass7REP_usage.html

V.4.2 Comparaison des événements

Avant d’analyser les données P7REP, nous les avons comparées aux données Pass 7 afin d’essayer de comprendre leurs différences. La première partie de l’analyse des données Pass 7 ayant été effectuée à partir de 3 GeV, nous nous intéressons également dans cette sous-section à la plage en énergie 3 – 200 GeV. Le but d’étudier les énergies les plus élevées du LAT permettait tout d’abord de s’affranchir du signal du pulsar de la Souris (PSR J1747–2958) mais également du signal de la source RegionA, ceci afin de localiser les sources Src1 et Src2 avant d’étudier leur spectre à plus basse énergie.

La comparaison des cartes des résidus des données Pass 7 et P7REP au-delà de 3 GeV montre clairement que la morphologie n’est plus la même après avoir reprocessé les données (voir figure V.12). Ces cartes ont été obtenues en soustrayant le nouveau modèle de sources (auquel nous avons retiré Region A et la source située entre Src1 et Src2) aux données. Contrairement à celle correspondant aux données Pass 7 qui montre que l’émission sur la position de la source Src2 est dominante, la carte de résidus des données P7REP présente une morphologie plus complexe.

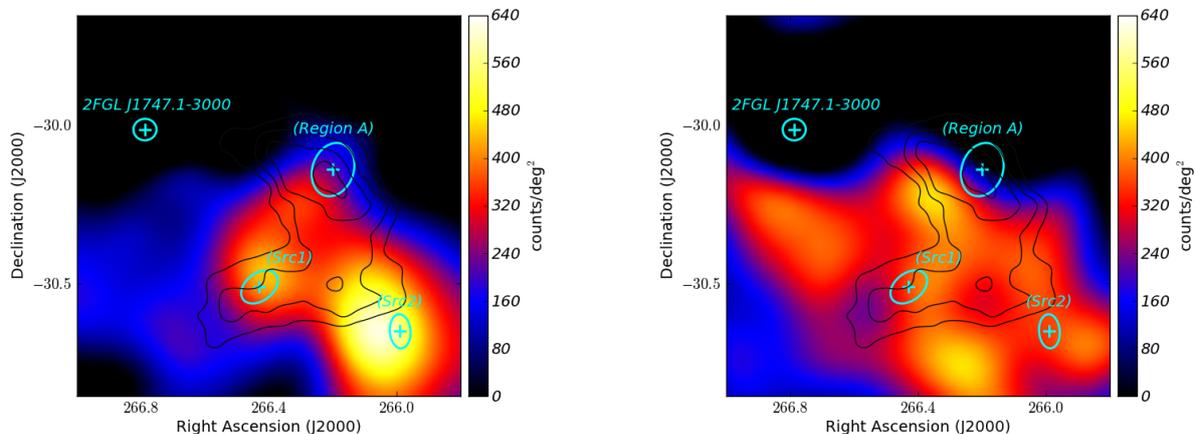


Figure V.11 - Cartes des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT obtenues en utilisant les données Pass 7 (*gauche*) et Pass 7 reprocessées (*droite*) pour des énergies $E > 3$ GeV. Les sources Region A, Src1 et Src2 détectées précédemment (voir section V.2) sont exclues du modèle. Les traits noirs correspondent aux contours de significativité de 4σ à 7σ de l’excès HESS J1745–303 vu par H.E.S.S. (Aharonian et al., 2008).

Il apparaît ainsi que la répartition spatiale des événements a nettement changé au-delà de 3 GeV. La soustraction des deux cartes en coups (P7REP - Pass 7) montrée à la figure V.12 indique qu’un certain nombre de photons anciennement localisés sur la source Src2 ne sont plus reconstruits à cette position à haute énergie. Certains pixels localisés à la position de l’émission de Region A présentent également un déficit en événements, ce qui est moins préoccupant que pour Src2 puisque cette source était déjà peu visible sur cette plage en énergie des données Pass 7.

En étudiant plus précisément le pixel ($0.1^\circ \times 0.1^\circ$) situé sur la position de l’ancienne source Src2, on trouve 32 événements dans les données Pass 7 et 19 événements dans les données P7REP. La comparaison des paramètres RUN_ID et EVENT_ID de ces événements nous indique que 5 événements sont communs aux deux lots de données mais que 27 événements présents dans les données Pass 7 ont été reconstruits ailleurs suite au nouveau traitement des données. Un examen des énergies et positions des événements permet de comprendre ce que sont devenus les 27 événements P7REP manquant dans ce pixel : la figure V.13 illustre la différence relative

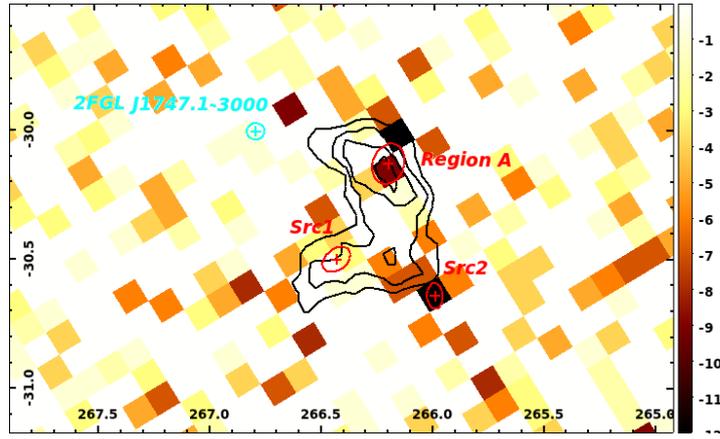


Figure V.12 - Résidus (négatifs) correspondant à la soustraction de la carte des données Pass 7 à celle des données P7REP.

des énergies des événements (*gauche*) et la position de chaque événement reprocessé par rapport sa position avant ce processus (*droite*). Nous pouvons noter que les énergies reconstruites avec les données P7REP sont globalement plus importantes que celles reconstruites avec les données Pass 7. La distance angulaire entre ces deux types d'événements pique autour de 0.1° , mais certains événements ont été reconstruits à près de 1° de la position de Src2.

À ce stade, la raison pour laquelle ces 27 événements n'ont pas été reconstruits à la position de Src2 n'est pas encore très claire.

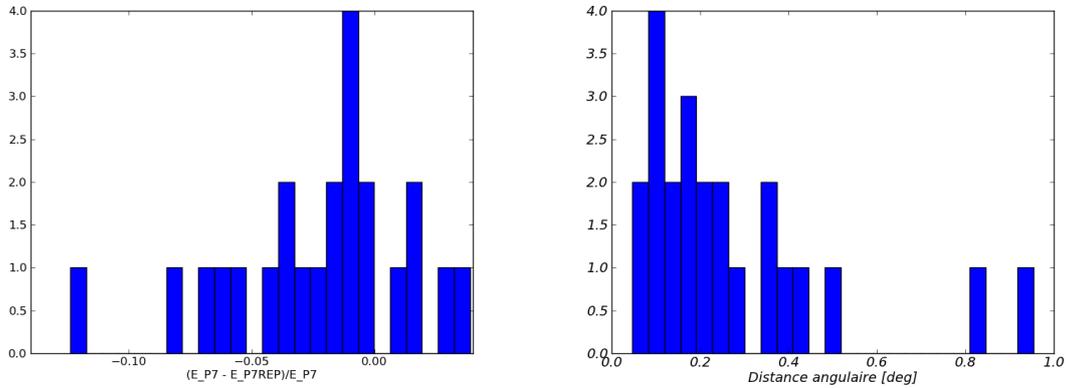


Figure V.13 - Étude des 27 événements P7REP reconstruits hors du pixel ($0.1^\circ \times 0.1^\circ$) centré sur la position de l'ancienne source Src2. *Gauche* : distribution des différence relative entre les énergies de chaque événement reconstruit avec les données Pass 7 et avec les données P7REP. *Droite* : distribution des distances angulaires séparant les positions de l'événement provenant des données Pass 7 et de l'événement reprocessé.

V.4.3 Analyse

Nous l'avons vu à la sous-section précédente : les sources Src1 et Src2 ne sont plus visibles à haute énergie dans les données reprocessées du LAT. Contrairement au cas des données Pass 7, aucune analyse n'est donc nécessaire au-delà de 3 GeV. D'après les résultats de l'analyse décrite à la section V.2, l'émission de la source Region A présente un maximum à 1 GeV environ. Afin de se focaliser sur la détection de cette source et d'optimiser sa localisation, la première étape de

l'analyse des données reprocessées s'effectue alors à partir de 1 GeV : la carte des résidus correspondante (voir figure V.14) montre bien l'existence d'un excès proche de la source Region A. La relocalisation de cette source permet d'obtenir la position (RA=266.238°, Dec=-30.266°), ce qui correspond à un écart angulaire avec la position de Region A obtenue précédemment de $\sim 0.13^\circ$.

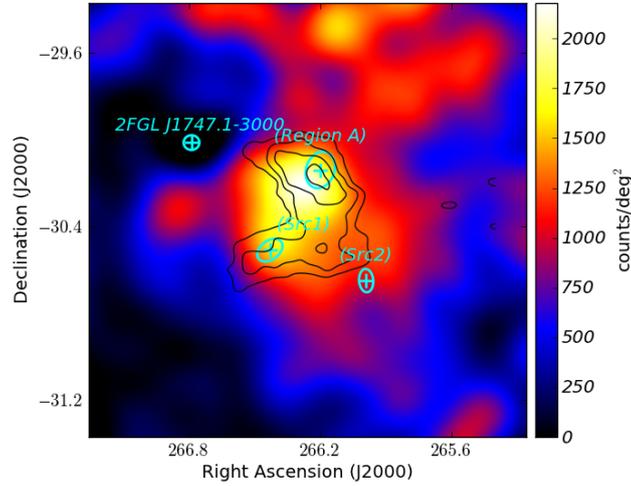


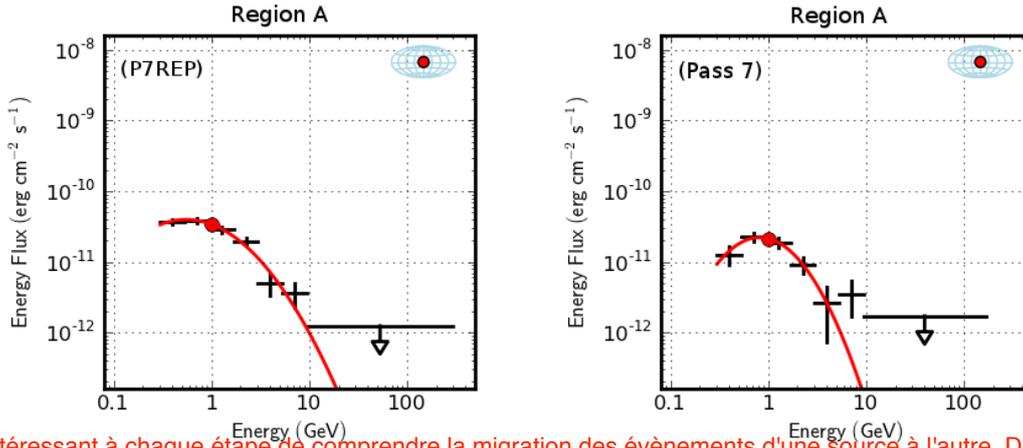
Figure V.14 - Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT obtenue en utilisant les données Pass 7 reprocessées pour des énergies $E > 1$ GeV. Les sources Region A, Src1 et Src2 détectées précédemment (voir section V.2) sont exclues du modèle.

Le spectre de Region A est ensuite obtenu en utilisant les données comprises entre 300 MeV et 200 GeV et après avoir ajusté les modèles des sources environnantes. Nous avons trouvé que le spectre de cette source est correctement modélisé par un modèle *LogParabola*, dont les caractéristiques sont données au tableau V.8 avec d'indiqué les résultats des données Pass 7 pour comparaison. Le TS de Region A (P7REP) est 5 fois plus élevé que celui de Region A (Pass 7) : ceci est probablement dû au fait que les sources Src1 et Src2 ne sont pas présentes dans le modèle des données reprocessées. Ce dernier lot contient également 7 mois de plus de données que celui des données Pass 7, ce qui a également pu avoir pour effet l'augmentation de la valeur du TS. Les distributions spectrales en énergie (SED) de Region A pour les données P7REP et Pass7 sont données à la figure V.15. La forme spectrale est globalement similaire malgré l'écart angulaire de $\sim 0.13^\circ$ entre les deux positions. La courbure du spectre est néanmoins moins importante avec les données P7REP : le premier intervalle en énergie de cette SED présente un flux plus important, contraignant le paramètre β du spectre.

c'est loin de pouvoir expliquer un facteur 5

	Region A (P7REP)	Region A (Pass 7)
Position (RA, Dec) [°]	266.24, -30.27	266.20, -30.14
Spectre	<i>LogParabola</i>	<i>LogParabola</i>
$F_0 \times 10^{-11}$ (@ 1 GeV) [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$]	$2.12 \pm 0.14_{stat}$	$1.34 \pm 0.20_{stat}$
Γ	$2.52 \pm 0.07_{stat}$	$2.32 \pm 0.20_{stat}$
β	$0.45 \pm 0.09_{stat}$	$0.88 \pm 0.32_{stat}$
$F(0.1-100 \text{ GeV}) \times 10^{-8}$ [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$6.57 \pm 0.36_{stat}$	$4.12 \pm 0.58_{stat}$
TS	408	76

Tableau V.8 - Caractéristiques spatiales et spectrales de Region A obtenues en utilisant les données reprocessées.



Il serait intéressant à chaque étape de comprendre la migration des événements d'une source à l'autre. De plus, je trouve dangereux d'étudier la région A en fixant des sources aussi peu robustes que Src1 et Src2. Il en est de même pour la ré-analyse OFF-pulse. Je pense que l'on est dans un domaine où l'on prend de gros risque avec la migration des événements d'une source à l'autre.

Figure V.15 - Distributions spectrales en énergie de la source Region A sur l'intervalle 300 MeV – 200 GeV obtenue avec les données reprocessées (*gauche*) et avec les données Pass 7 (*droite*).

Aucune autre source n'a été ajoutée dans la région de HESS J1745–303 : la source Region A seule semble suffisante pour modéliser correctement cette région. En effet, la carte des résidus en coups de la figure V.16 nous indique qu'aucun signal positif dominant dans les données du LAT n'est en coïncidence spatiale avec une partie de la source étendue HESS J1745–303.

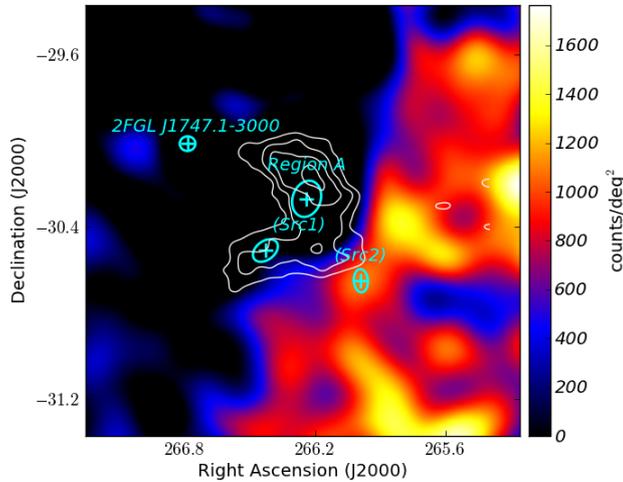


Figure V.16 - Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 (données P7REP, $E > 300$ MeV) obtenue après l'analyse décrite dans le texte. La position de Region A correspond à celle donnée au tableau V.8. Les sources Src1 et Src2 détectées précédemment (voir section V.2) sont positionnées sur la carte à titre indicatif.

V.5 Conclusions

Une analyse complète des données du *Fermi*-LAT dans la direction de la source HESS J1745–303 a été présentée durant ce chapitre. Nous avons montré que cette source, détectée par le télescope H.E.S.S. en 2008, était également vue dans le domaine de la haute énergie. Notre étude a mis en lumière l'existence de trois sources ponctuelles dans cette région, dont deux qui

sont en coïncidence spatiale avec une partie de l'émission étendue détectée par H.E.S.S. (Src1 et Region A).

Deux des trois sources (Src1 et Src2) présentent un spectre γ décrit par une loi de puissance simple d'indice spectral dur ($\Gamma > 2$). La troisième source (Region A) se différencie des autres par une coupure dans la partie haute de l'émission observée par le LAT. Nous l'avons modélisé en utilisant un modèle spectrale de *LogParabola*. Une recherche de pulsation dans les données du LAT a été effectuée pour la source Region A, qui s'est révélée infructueuse jusque là.

Ensuite, une analyse des données hors de la phase de pulsation de PSR J1747–2958 a mis en avant l'existence d'un signal résiduel. L'étude de cette source PSRbis montre qu'elle présente un spectre avec une courbure. Sa position coïncidant avec celle de la source modélisant le pulsar de la Souris, **il pourrait être probable qu'elle corresponde au signal de la nébuleuse du pulsar.**

Vraiment pas convaincu...

Enfin, l'analyse des données reprocessées du LAT a montré que seule la source Region A était présente dans la région de HESS J1745–303 : les sources Src1 et Src2, correspondant aux sources confuses 2FGL J1743.9–3039c et 2FGL J1745.5–3028c présentes dans le catalogue à deux ans de données de *Fermi*, disparaissent du nouveau lot de données.

La Region A étant en coïncidence spatiale avec la partie la plus brillante de l'émission observée par H.E.S.S. de HESS J1745–303, une étude pour essayer d'expliquer ces émissions sera détaillée au chapitre VII.

Que dis PASS 8 ?...

Troisième partie

**Discussion et interprétation des
résultats**

CHAPITRE VI

Modélisation des processus radiatifs

Sommaire

VI.1	L'émission synchrotron	108
VI.1.1	Puissance rayonnée, temps de perte et énergie caractéristique	108
VI.1.2	Calcul du flux de photons	109
VI.2	Le rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung)	110
VI.2.1	Section efficace pour des électrons de faibles énergies.	111
VI.2.2	Section efficace pour des électrons de moyennes énergies	111
VI.2.3	Section efficace pour des électrons de grandes énergies	112
VI.2.4	Pertes par rayonnement Bremsstrahlung	113
VI.3	L'émission Compton inverse	113
VI.3.1	Comparaison des régimes Thomson et Klein-Nishina	114
VI.3.2	Généralisation	116
VI.3.3	Pertes par émission Compton inverse	117
VI.4	Processus hadronique : désintégration des pions	117
VI.5	Injection des particules chargées	120
VI.6	Application : l'exemple de W51C.	121

Ce chapitre a pour but d'introduire les différents processus d'émission non thermiques permettant de produire des photons sur l'ensemble du spectre électromagnétique, s'étalant du domaine de la radio (pour des énergies inférieures à 10^{-3} eV) jusqu'aux très hautes énergies (supérieures à quelques centaines de GeV). Ces photons sont produits par l'interaction de particules ultra-relativistes avec le milieu rencontré pendant leur propagation selon différents mécanismes :

- le rayonnement synchrotron : les particules chargées en mouvement dans un champ électromagnétique subissent la force de Lorentz et perdent leur énergie par rayonnement.
- le processus Compton Inverse : les particules chargées peuvent diffuser élastiquement sur les photons du milieu ambiant, transférant une partie de leur énergie au photon.
- le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung) : les particules chargées peuvent également interagir avec le champ coulombien d'un atome émettant alors un photon.
- la désintégration des pions : les collisions inélastiques entre les protons du rayonnement cosmique et les noyaux du milieu interstellaire produisent des gerbes hadroniques constituées de nombreux pions. La désintégration de ces pions entraîne une émission de photons, dont la production principale provient des pions neutres.

Les trois premiers mécanismes concernent généralement un électron ou un positron qui peut interagir avec différents champs : champ magnétique, champ d'un noyau ou champ de photons. Le rayonnement produit est alors dit *leptonique*.

Quant à la désintégration des pions, elle provient de la collision entre hadrons qui est appelée processus *hadronique*. À partir de ce mécanisme, d'autres particules que les pions sont produits tels que des électrons et positrons. Ces dernières particules secondaires peuvent alors être à l'origine d'un rayonnement de photons par les mécanismes leptoniques.

Les notations dans ce chapitre sont les suivantes :

- électron incident : masse m_e , énergie E_e , facteur de Lorentz $\gamma_e = E_e/m_e c^2$;
- photon incident : énergie ϵ ;
- proton incident : masse m_p , énergie E_p , facteur de Lorentz $\gamma_p = E_p/m_p c^2$, énergie cinétique $T_p = (\gamma_p - 1)m_p c^2$;
- électron produit : masse m_e , énergie $E_{e,1}$, facteur de Lorentz $\gamma_{e,1} = E_{e,1}/m_e c^2$;
- photon produit : énergie E_{ph} .

VI.1 L'émission synchrotron

Une particule chargée, telle qu'un électron ou un positron, très énergétique et interagissant avec un champ magnétique local est à l'origine du rayonnement synchrotron. Elle spirale autour des lignes de champ magnétique et est soumise à une accélération centripète. Son accélération conduit alors à une émission de radiation dans un cône autour de la tangente à la trajectoire de la particule, orientée selon le sens de propagation de la particule. Pour simplifier les calculs, nous faisons l'hypothèse d'une distribution isotrope des électrons incidents.

VI.1.1 Puissance rayonnée, temps de perte et énergie caractéristique

Les électrons soumis à un champ magnétique d'intensité B et produisant une émission synchrotron perdent de l'énergie au cours du temps. Cette perte $\dot{E}^{sync} \equiv dE/dt$ est décrite par l'équation (Sturmer et al., 1997) :

$$\begin{aligned} \dot{E}^{sync}(\gamma_e) &= -\frac{4}{3}\sigma_T c \gamma_e^2 \beta_e^2 \left(\frac{B^2}{8\pi}\right) && [\text{erg s}^{-1}] && \text{(VI.1)} \\ &\simeq -4 \times 10^{-19} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}}\right)^2 \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}}\right)^2 && [\text{GeV s}^{-1}] \quad , \end{aligned}$$

avec γ_e le facteur de Lorentz de l'électron et $\sigma_T = \frac{8\pi}{3}r_e^2$ la section efficace de Thomson où $r_e = e^2/(m_e c^2)$ est le rayon classique de l'électron.

On déduit facilement de l'équation VI.1 le temps caractéristique de pertes d'énergie par rayonnement synchrotron pour un électron, en divisant son énergie E_e par $|\dot{E}_e^{sync}|$ (puissance totale rayonnée). Sachant que l'on considère un électron relativiste ($\beta_e \sim 1$) et un champ magnétique B constant et homogène, le temps de perte synchrotron, qui est le temps pour qu'un électron perde la moitié de son énergie, sera :

$$\begin{aligned} \tau^{sync} &= 6\pi \frac{(m_e c^2)^2}{\sigma_T c} \frac{1}{E_e B^2} && [\text{s}] && \text{(VI.2)} \\ &\simeq 1.25 \times 10^8 \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}}\right)^{-1} \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}}\right)^{-2} && [\text{an}] \quad . \end{aligned}$$

Ainsi, si l'on a par exemple une estimation de l'âge d'un vestige de supernova et du champ magnétique ambiant, il est possible d'estimer le maximum d'émission du spectre synchrotron.

Le temps de perte va produire une coupure exponentielle dans le spectre des électrons, qui implique une coupure dans le flux de photons émis. Inversement, une coupure observée dans le flux de photons peut nous permettre de remonter à l'âge et/ou au champ magnétique du SNR.

L'énergie caractéristique E_{ph}^c du photon rayonné par une particule d'énergie E et de masse m via le processus synchrotron peut être calculée par (Ginzburg and Syrovatskii, 1965) :

$$E_{ph}^c(\gamma_e) = \frac{3e\hbar}{2mc} B \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \quad [\text{erg}] \quad . \quad (\text{VI.3})$$

Dans le cas d'une population d'électrons distribués de manière isotrope et avec des unités qui nous sont adaptées, cette énergie caractéristique s'écrira :

$$E_{ph}^c \simeq 0.67 \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{10\mu \text{ G}} \right) \quad [\text{eV}] \quad . \quad (\text{VI.4})$$

La présence d'électrons d'énergie supérieure à 1 TeV dans un champ magnétique de quelques μG , voir plusieurs centaines de μG , ne peut donc pas expliquer la production de rayons γ de haute énergie. En revanche, ce mécanisme peut produire une émission à basse énergie (de la radio aux rayons X) pouvant contraindre l'intensité du champ magnétique et permettant une étude approfondie des objets étudiés en astronomie γ .

VI.1.2 Calcul du flux de photons

Le spectre synchrotron émis par un unique électron de facteur de Lorentz γ_e dans un champ magnétique homogène B est donné par l'équation D1 de Aharonian et al. (2010) :

$$\frac{dN(\gamma_e)}{dE_{ph}dt} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^3 B}{m_e c^2 \hbar E_{ph}} F(x) \quad [\text{erg}^{-1}\text{s}^{-1}] \quad , \quad (\text{VI.5})$$

où l'utilisation de la variable $x \equiv E_{ph}/E_e^c(\gamma_e)$ permet de mettre en évidence le fait que le spectre de l'émission synchrotron ne dépend de l'énergie qu'à travers la fonction $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\tau) d\tau$, où $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre $5/3$. L'énergie caractéristique de l'électron est définie par l'équation VI.3.

Il est possible d'approximer $F(x)$ par la fonction $\tilde{G}(x)$ (Aharonian et al., 2010) :

$$F(x) \approx \tilde{G}(x) = \frac{1.808x^{1/3}}{\sqrt{1 + 3.4x^{2/3}}} \frac{1 + 2.21x^{2/3} + 0.347x^{4/3}}{1 + 1.353x^{2/3} + 0.217x^{4/3}} e^{-x} \quad . \quad (\text{VI.6})$$

En dernière étape, l'intégration de l'équation VI.5 sur un spectre d'électron $dN_e/d\gamma_e$ permet de calculer le flux total rayonné par tous les électrons dans un champ magnétique B . Finalement, la distribution en énergie de l'émission **Bremsstrahlung** sera donnée par :

$$E_{ph}^2 \frac{dN}{dE_{ph}dt} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \omega_{ce} \alpha_f B E_{ph} \int_0^\infty \tilde{G}(x) \frac{dN_e}{d\gamma_e} d\gamma_e \quad [\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \quad , \quad (\text{VI.7})$$

où $\omega_{ce} = eB/m_e c$ est la gyrofréquence de l'électron ^a et $\alpha_f = e^2/\hbar c$ la constante de structure fine. Le terme $1/4\pi d^2$ provient de la supposition que le flux émis est isotrope pour une distance d à la source.

Dans le cas d'une population de particules chargées dont l'énergie est distribuée en loi de puissance $E^{-\alpha}$, le spectre synchrotron produit suit alors une loi de puissance d'indice spectral $(\alpha - 1)/2$ (Blumenthal and Gould, 1970).

a. La gyrofréquence est la fréquence angulaire du mouvement circulaire d'un électron dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.

VI.2 Le rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung)

Les particules chargées, en particulier les électrons, peuvent perdre une fraction importante de leur énergie au travers du rayonnement de freinage, appelé également Bremsstrahlung. Lorsqu'elles passent à proximité d'un noyau ou d'un électron du milieu interstellaire lors de leur propagation, les électrons peuvent être déviés par le champ coulombien de ce noyau et ainsi rayonner. L'énergie du photon émis peut parfois être comparable à celle de l'électron incident.

Le gaz du milieu interstellaire est constitué de différentes composantes : des gaz neutres (d'hydrogène et d'hélium), des ions hydrogénoïdes ou semblables à l'atome d'hélium ou encore des milieux entièrement ionisés. En fonction de cette composition, les interactions seront différentes et certaines simplifications pourront être faites dans le calcul du flux de photons reçu par le détecteur.

La section efficace sera également différente en fonction de l'énergie de l'électron incident. En effet, un électron ayant une faible énergie ne sera pas influencé par les électrons du cortège électronique, mais seulement par son noyau. On verra donc apparaître dans la formule de la section efficace le numéro atomique Z . À plus haute énergie, l'effet d'écran va être de plus en plus important. Cet effet est défini par le facteur d'écrantage (ou *screening factor*) :

$$\delta = \frac{k_{ph}}{2\gamma_e\gamma_{e,1}} \quad , \quad (\text{VI.8})$$

où $k_{ph} = E_{ph}/m_e c^2$ est l'énergie réduite du photon émis. γ_e et $\gamma_{e,1}$ sont respectivement les facteurs de Lorentz initial et final de l'électron lors de la collision.

Pour les énergies les plus élevées ($\gamma_e, \gamma_{e,1}, k_{ph} \gg 1$), les électrons atomiques pourront être traités comme étant non liés et pris en compte comme charges libres. Dans ce cas, la section efficace d'interaction Bremsstrahlung électron-électron avec un électron au repos s'approchera de la section efficace d'interaction Bremsstrahlung électron-proton, le proton étant au repos. Donc afin de prendre en compte le nombre d'électrons atomiques N , le facteur $(Z^2 + N)$ sera introduit (équation VI.17) à la place de Z^2 de la formule des atomes entièrement ionisés (équation VI.20).

Pour un électron traversant un milieu contenant différents gaz s (d'atomes, d'électrons ou ionisé) ayant une densité de particules n_s , le spectre Bremsstrahlung d'un électron est donné par (Blumenthal and Gould, 1970) :

$$\frac{dN(\gamma_e)}{dk_{ph}dt} = c \sum_s n_s \frac{d\sigma_s}{dk_{ph}} \quad , \quad (\text{VI.9})$$

où la section efficace différentielle $d\sigma_s$ dépend de la nature du gaz du milieu interstellaire et de l'énergie initiale de l'électron. Son calcul est développé dans la suite de cette section en se basant sur le travail de Strong et al. (2000).

Le flux total rayonné par émission Bremsstrahlung pour un spectre d'électrons $dN_e/d\gamma_e$ est quant à lui donné par l'intégration sur le facteur de Lorentz γ_e de l'équation VI.9. En supposant que ce flux est émis de manière isotrope à une distance d et en adaptant l'équation afin d'avoir les unités souhaitées, la distribution en énergie sera finalement :

$$E_{ph}^2 \frac{dN}{dE_{ph}dt} = \frac{1}{4\pi d^2} E_{ph} c \sum_s n_s k_{ph} \frac{d\sigma_s}{dk_{ph}} \int \frac{dN_e}{d\gamma_e} d\gamma_e \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}] \quad . \quad (\text{VI.10})$$

Le spectre de photons produit par émission Bremsstrahlung d'une population d'électrons injectés selon un spectre en loi de puissance d'indice spectral Γ peut être également modélisé par un spectre de même pente.

VI.2.1 Section efficace pour des électrons de faibles énergies

Ce paragraphe traite les électrons non-relativistes ($0.521 \leq E_e(\text{MeV}) \leq 0.581$) pour lesquels l'effet d'écran est négligeable, c'est à dire que l'on a la condition sur le facteur d'écran $\Delta \equiv \delta/(2\alpha_f Z^{1/3}) \gg 1$, où δ est défini par l'équation VI.8 et α_f la constante de structure fine. Il est alors possible d'utiliser l'approximation de Born : $2\pi Z\alpha_f/\beta \ll 1$ et $2\pi Z\alpha_f/\beta_1 \ll 1$, où β et β_1 sont les rapidités initiale et finale de l'électron^b. La section efficace de production devient assez simple à calculer et est donnée par l'équation 3BN(a) de Koch and Motz (1959) :

$$k_{ph} \frac{d\sigma_s}{dk_{ph}} = f_E \frac{16}{3} \frac{Z^2 r_e^2 \alpha_f}{p_e^2} \ln \left(\frac{p_e + p_{e,1}}{p_e - p_{e,1}} \right) , \quad (\text{VI.11})$$

où p_e et $p_{e,1}$ sont les quantités de mouvement réduites^c initiale et finale de l'électron. f_E est le facteur de Elwert qui donne une correction de la section efficace pour les énergies non relativistes :

$$f_E = \frac{\beta[1 - \exp(-2\pi Z\alpha_f/\beta)]}{\beta_1[1 - \exp(-2\pi Z\alpha_f/\beta_1)]} . \quad (\text{VI.12})$$

VI.2.2 Section efficace pour des électrons de moyennes énergies

Pour des énergies intermédiaires ($0.581 \leq E_e(\text{MeV}) \leq 2.511$), l'effet d'écran n'est plus négligeable et la contribution des électrons atomiques commence à devenir aussi importante que celle des protons. L'approximation de Born pour la section efficace donne maintenant ((Koch and Motz, 1959), eq. 3BN) :

$$\begin{aligned} k_{ph} \frac{d\sigma_s}{dk_{ph}} = & \xi f_E Z^2 r_e^2 \alpha_f \frac{p_{e,1}}{p_e} \left\{ \frac{4}{3} - 2\gamma_e \gamma_{e,1} \frac{p_{e,1}^2 + p_e^2}{p_e^2 p_{e,1}^2} + \frac{\epsilon \gamma_{e,1}}{p_e^3} + \frac{\epsilon_1 \gamma_e}{p_{e,1}^3} - \frac{\epsilon_1 \epsilon}{p_{e,1} p_e} \right. \\ & + L \left[\frac{8}{3} \frac{\gamma_e \gamma_{e,1}}{p_e p_{e,1}} + k_{ph}^2 \frac{\gamma_e^2 \gamma_{e,1}^2 + p_e^2 p_{e,1}^2}{p_e^3 p_{e,1}^3} \right. \\ & \left. \left. + \frac{k_{ph}}{2p_e p_{e,1}} \left(\epsilon \frac{\gamma_e \gamma_{e,1} + p_e^2}{p_e^3} - \epsilon_1 \frac{\gamma_e \gamma_{e,1} + p_{e,1}^2}{p_{e,1}^3} + 2k_{ph} \frac{\gamma_e \gamma_{e,1}}{p_{e,1}^2 p_e^2} \right) \right] \right\} , \end{aligned} \quad (\text{VI.13})$$

où :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \ln \left(\frac{\gamma_e + p_e}{\gamma_e - p_e} \right) , \\ \epsilon_{e,1} &= \ln \left(\frac{\gamma_{e,1} + p_{e,1}}{\gamma_{e,1} - p_{e,1}} \right) , \\ L &= 2 \ln \left[\frac{\gamma_e \gamma_{e,1} + p_e p_{e,1} - 1}{k_{ph}} \right] . \end{aligned} \quad (\text{VI.14})$$

Le facteur ξ permet de rendre compte de la contribution des électrons atomiques (Strong et al., 2000) :

$$\xi = \left[1 + \frac{N}{Z^2} \left(1 - e^{(b - m_e c^2 (\gamma_e - 1))/9a} \right) \right] \left(1 - 0.3e^{-k_{ph} m_e c^2 / b} \right) . \quad (\text{VI.15})$$

En effet, l'expression entre crochets correspond à la correction due à la contribution du nombre N des électrons atomiques. Cette contribution est négligeable pour $E_e \sim 0.6$ MeV mais devient

b. Petit rappel de Relativité : $\beta \equiv v/c$ et $\gamma \equiv 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

c. Dans ces calculs, il est utilisé $\hbar = c = m_e = 1$ et en utilisant à nouveau les valeurs CGS de ces grandeurs on a $p \leftrightarrow pc/mc^2 = \sqrt{\gamma^2 - 1}$.

aussi importante que celle des protons pour $E_e \sim 2.5$ MeV. L'expression entre parenthèses permet d'avoir une connexion lisse pour la transition autour de 0.6 MeV et est nécessaire seulement pour des valeurs petites de k_{ph} . Les constantes sont définies par $a = 0.07$ MeV et $b = 0.033$ MeV.

VI.2.3 Section efficace pour des électrons de grandes énergies

Pour un électron relativiste, l'effet d'écran des électrons atomiques est dominant. Il est possible d'utiliser la formule 3BS(b) de Koch and Motz (1959) :

$$k_{ph} \frac{d\sigma_s}{dk_{ph}} = r_e^2 \alpha_f \left[\left(1 + \frac{\gamma_e^2}{\gamma_{e,1}} \right) \phi_1 - \frac{2}{3} \frac{\gamma_e}{\gamma_{e,1}} \phi_2 \right] . \quad (\text{VI.16})$$

Dans le cas d'un système entièrement ionisé ($N = 0$, appelé *unshielded charge system* en anglais), par exemple pour des gaz d'hélium ou d'hydrogène ionisés qui sont les plus abondants dans le milieu interstellaire, il est possible de simplifier l'équation VI.16 en prenant :

$$\phi_1 = \phi_2 \equiv Z^2 \phi_u \quad , \quad (\text{VI.17})$$

où :

$$\phi_u = 4 \left[\ln \left(\frac{2\gamma_e \gamma_{e,1}}{k_{ph}} - \frac{1}{2} \right) \right] . \quad (\text{VI.18})$$

Dans le cas où le système cible est un noyau avec des électrons liés, les expressions pour ϕ_1 et ϕ_2 sont plus compliquées. Les auteurs de l'article Strong et al. (2000) proposent des formules applicables quelque soit Z , mais pour une question de rapidité de calcul il est préférable d'utiliser les approximations données en fonction du paramètre $\Delta_{B\&G} \equiv \delta/2\alpha_f$ dans le papier de Blumenthal and Gould (1970) pour chaque type de particule cible (cf figure VI.1).

Δ	p or e ϕ_u	H		He^+		He: Hylleraas (one parameter)		He: Hartree-Fock	
		ϕ_1	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_2
0	∞	45.79	44.46	∞	∞	121.54	117.54	134.60	131.40
0.01	33.33	45.43	44.38	113.50	111.14	120.99	117.47	133.85	130.51
0.02	30.56	45.09	44.24	110.37	108.27	120.46	117.31	133.11	130.33
0.05	26.89	44.11	43.65	105.67	104.13	118.89	116.61	130.86	129.26
0.1	24.12	42.64	42.49	101.28	100.34	116.89	115.51	127.17	126.76
0.2	21.33	40.16	40.19	95.56	95.21	112.00	111.53	120.35	120.80
0.5	17.68	34.97	34.93	84.90	84.87	101.28	101.26	104.60	105.21
1	14.91	29.97	29.78	74.00	73.72	88.86	88.43	89.94	89.46
2	12.14	24.73	24.34	61.45	60.70	74.03	72.90	74.19	73.03
5	8.49	18.09	17.28	44.66	43.04	54.26	51.84	54.26	51.84
10	5.70	13.65	12.41	32.99	30.52	40.94	37.24	40.94	37.24

Pas terrible, tu pourrais le retaper en LaTeX en prenant une taille de police tiny si tu veux que ça rentre dans la largeur de la page

Figure VI.1 - Facteurs ϕ_1 et ϕ_2 pour le calcul de la section efficace d'émissions Bremsstrahlung lorsque le système cible est p (ou e), H , He^+ , et He (Blumenthal and Gould, 1970).

On considérera $\Delta_{B\&G} \gg 1$ lorsque l'on aura :

$$\left[\left(1 + \frac{\gamma_e^2}{\gamma_{e,1}} \right) \phi_1 - \frac{2}{3} \frac{\gamma_e}{\gamma_{e,1}} \phi_2 \right] \geq (Z^2 + N) \left[\left(1 + \frac{\gamma_e^2}{\gamma_{e,1}} \right) - \frac{2}{3} \frac{\gamma_e}{\gamma_{e,1}} \right] \phi_u \quad , \quad (\text{VI.19})$$

avec ϕ_u défini par l'équation VI.18. On appliquera alors l'approximation suivante sur l'équation VI.16 :

$$\phi_1 = \phi_2 \rightarrow (Z^2 + N) \phi_u \quad . \quad (\text{VI.20})$$

La figure VI.2 montre le comportement de ces fonctions ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_u en fonction de $\Delta_{B\&G}$, pour un atome d'hydrogène à gauche ($Z^2 + N = 2$) et pour un atome d'hélium à droite ($Z^2 + N = 6$). Pour le premier, les trois courbes se rejoignent parfaitement lorsque $\Delta_{B\&G}$ est grand. Pour le second, les fonctions ϕ_1 et ϕ_2 sont supérieures à ϕ_u et il sera important de prendre en compte l'approximation VI.20.

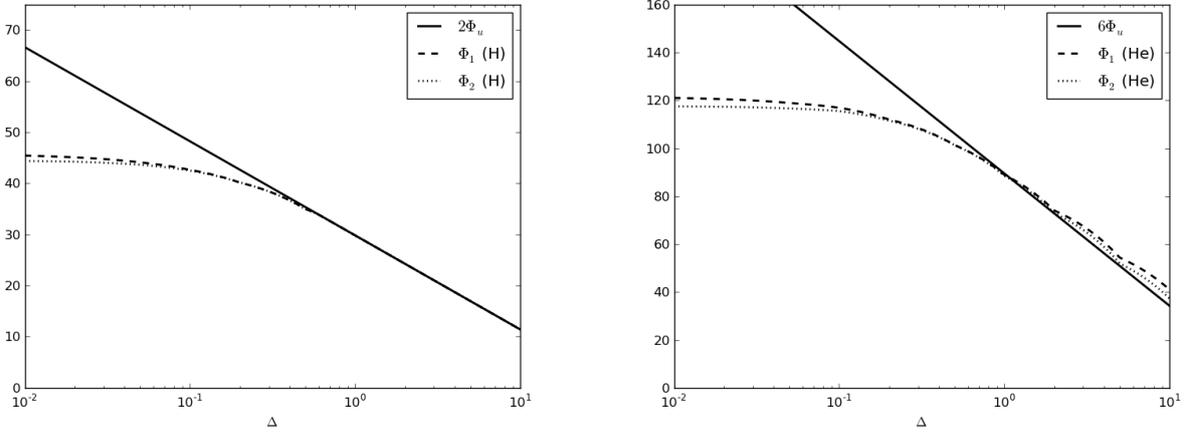


Figure VI.2 - *Gauche* : fonctions ϕ_1 et ϕ_2 pour l'hydrogène atomique ($Z^2 + N = 2$) qui tendent vers $2\phi_u$ à grands Δ ; *Droite* : fonctions ϕ_1 et ϕ_2 pour l'hélium atomique ($Z^2 + N = 6$) qui ne tendent pas exactement vers $2\phi_u$ à grands facteur d'écran Δ . Ces figures sont adaptées de Blumenthal and Gould (1970).

VI.2.4 Pertes par rayonnement Bremsstrahlung

Dans le cas d'un milieu entièrement ionisé, la perte d'énergie par rayonnement de freinage \dot{E}^{brem} pour des électrons incidents de grande énergie (voir sous-section VI.2.3) est donnée par l'équation VI.21 (Sturmer et al., 1997) pour un milieu de densité n_s .

$$\dot{E}^{brem}(\gamma_e) = -\eta_{He}^n \frac{8e^6 n_s}{m_c^2 c^4 \hbar} (\ln \gamma_e + 0.36) (E_e + m_e c^2) \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (\text{VI.21})$$

Le facteur de correction pour l'hélium $\eta_{He}^n = 1.3$ est le résultat de la dépendance du taux de perte avec $Z(Z+1)$.

En suivant ce qui été présenté dans la section sur l'émission synchrotron (VI.1.1), on déduit facilement de l'équation VI.21 le temps caractéristique de perte d'énergie τ^{brem} :

$$\begin{aligned} \tau^{brem} &= \frac{m_c^2 c^4 \hbar}{8e^6 n_s \eta_{He}^n} \frac{\gamma_e}{\gamma_e + 1} \frac{1}{\ln \gamma_e + 0.36} \quad [\text{s}] \quad (\text{VI.22}) \\ &\simeq 1.8 \times 10^8 \frac{1}{n_s} \frac{\gamma_e}{\gamma_e + 1} \frac{1}{\ln \gamma_e + 0.36} \quad [\text{an}] \quad . \end{aligned}$$

VI.3 L'émission Compton inverse

L'émission Compton inverse (IC pour *Inverse Compton*) est la diffusion élastique d'un électron relativiste de haute énergie avec un photon de plus basse énergie. Une fraction importante de l'énergie de l'électron est alors transférée au photon, qui peut par exemple atteindre une énergie supérieure à 100 GeV pour un électron de quelques TeV. Soient des électrons de

facteur de Lorentz γ_e et de spectre $dN_e/d\gamma_e$ et des photons initiaux d'énergie ϵ ayant une distribution spectrale $n_{ph}(\epsilon)$. L'émissivité de l'émission Compton inverse est donnée de manière générale par (Blumenthal and Gould, 1970) :

$$E_{ph} \frac{dN}{dE_{ph} dt} = c E_{ph} \int \frac{dN_e}{d\gamma_e} d\gamma_e \int n_{ph}(\epsilon) \sigma(E_{ph}, \epsilon; \gamma_e) d\epsilon \quad [s^{-1}] \quad , \quad (VI.23)$$

où $\sigma(E_{ph}, \epsilon; \gamma_e)$ est la section efficace d'interaction, dépendant de l'énergie des électrons et photons initiaux.

En effet pour le traitement théorique de ce processus, deux régimes sont à distinguer en fonction des énergies des deux particules :

- régime *Thomson* : l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron est inférieure à l'énergie de masse d'un électron $m_e c^2$. Dans cette limite, la section efficace d'interaction est indépendante de l'énergie du photon incident et l'électron perd une très faible part de son énergie.
- régime *Klein-Nishina* : l'énergie du photon incident dans le référentiel de l'électron est bien supérieure à l'énergie de l'électron $m_e c^2$.

Nous allons voir dans cette section les calculs de ces deux cas spécifiques, avant d'aborder une généralisation faite par Petruk (2009).

VI.3.1 Comparaison des régimes Thomson et Klein-Nishina

Pour le cas particulier du régime *Thomson*, la formule 2.42 de Blumenthal and Gould (1970) donne la forme générale du spectre de photons provenant de la diffusion d'un photon initial sur un électron. Cette formule peut être utilisée afin de calculer l'émissivité des photons :

$$E_{ph} \frac{dN_{\gamma_e, \epsilon}}{dE_{ph} dt} = E_{ph} \frac{2\pi r_0^2 c n(\epsilon) d\epsilon}{\gamma_e^2 \epsilon} f(\hat{E}_{ph}) \quad , \quad (VI.24)$$

où :

$$\begin{aligned} \hat{E}_{ph}(\epsilon, E_{ph}, \gamma_e) &= \frac{E_{ph}}{4\epsilon\gamma_e^2} \quad \text{avec } 0 \leq \hat{E}_{ph} \leq 1 \quad , \\ f(\hat{E}_{ph}) &= 2\hat{E}_{ph} \ln \hat{E}_{ph} + (1 + 2\hat{E}_{ph})(1 - \hat{E}_{ph}) \quad . \end{aligned} \quad (VI.25)$$

La distribution en énergie d'un spectre de photon diffusé par un électron pour le régime *Klein-Nishina* est quant à elle donnée par l'équation 2.48 de Blumenthal and Gould (1970). L'émissivité pour ce régime sera :

$$E_{ph} \frac{dN_{\gamma_e, \epsilon}}{dE_{ph} dt} = E_{ph} \frac{2\pi r_0^2 c n(\epsilon) d\epsilon}{\gamma_e^2 \epsilon} g(q) \quad , \quad (VI.26)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} g(q) = f(q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_\epsilon q)^2}{1 + \Gamma_\epsilon q} * (1 - q) \quad \text{avec} \quad f(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) \quad , \\ q(\epsilon, E_{ph}, \gamma_e) = \frac{E_{ph}}{\Gamma_\epsilon (\gamma_e m_e c^2 - E_{ph})} \quad \text{avec} \quad 1 \gg 1/4 \gamma_e^2 \leq q \leq 1 \quad \text{et} \quad \gamma_e m_e c^2 > E_{ph} \quad , \\ \Gamma_\epsilon(\epsilon, \gamma_e) = 4\epsilon \gamma_e / (m_e c^2) \quad , \\ \Gamma_\epsilon q(E_{ph}, \gamma_e) = \frac{E_{ph}}{\gamma_e m_e c^2 - E_{ph}} \quad . \end{array} \right. \quad (\text{VI.27})$$

Le paramètre Γ_ϵ détermine le domaine de diffusion : la limite *Thomson* est atteinte lorsque $\Gamma_\epsilon \ll 1$. De plus, il faut prendre en compte la contrainte $E_{ph} \ll \gamma_e m_e c^2$ dans cette limite. L'équation VI.26 se réduit alors à l'expression VI.24 puisque $g(q) \rightarrow f(q)$. Il est intéressant de noter que l'équation VI.26 est valable pour tout Γ_ϵ avec comme seule contrainte $\gamma_e \gg 1$.

La comparaison des deux régimes est présentée à la figure VI.3. Pour le régime *Thomson* (*gauche*), la fonction $f(\hat{E}_{ph})$ a été renormalisée : $\int f(\hat{E}_{ph}) d\hat{E}_{ph} = 1/3$ (Blumenthal and Gould, 1970). Pour le régime *Klein-Nishina*, un changement de variable a été effectué :

$$q \equiv \frac{\hat{E}_1}{1 + \Gamma_\epsilon - \Gamma_\epsilon \hat{E}_1} \quad , \quad (\text{VI.28})$$

avec $\hat{E}_1 = E_1 \Gamma_\epsilon / (1 + \Gamma_\epsilon)$ où $E_1 = E_{ph} / \gamma_e m_e c^2$ est l'énergie du photon produit en unités de l'électron incident. Il est maintenant possible de tracer la fonction $g(\hat{E}_1, \Gamma_\epsilon)$ en fonction de \hat{E}_1 , illustrée à la figure VI.3 (*droite*) pour quatre valeurs de \hat{E}_1 . Cette distribution a également été renormalisée : $\int g(\hat{E}_1, \Gamma_\epsilon) d\hat{E}_1 = 1$ (Blumenthal and Gould, 1970). Pour $\Gamma_\epsilon \ll 1$, la fonction $g(\hat{E}_1, \Gamma_\epsilon)$ du régime *Klein-Nishina* tend vers la fonction $f(\hat{E}_{ph})$ de la limite *Thomson* (renormalisée à 1, figure VI.3 *gauche*).

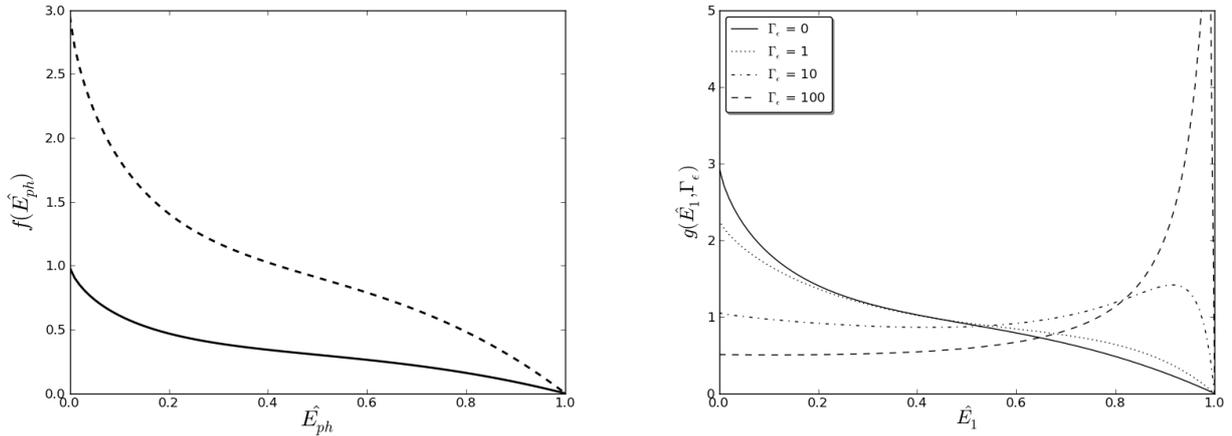


Figure VI.3 - Comparaison des fonctions de distribution du photon diffusé par émission IC. *Gauche* : cas de la limite *Thomson* lorsque la fonction $f(\hat{E}_{ph})$ est renormalisée à 1/3 (ligne continue) et à 1 (ligne pointillée, pour comparaison avec le régime *Klein-Nishina*). La fonction $f(\hat{E}_{ph})$ est maximum pour $\hat{E}_{ph} = 0$ et ne présente pas de pic. *Droite* : cas de la limite *Klein-Nishina* pour $\Gamma_\epsilon = 0, 1, 10, 100$. Toutes les courbes se rejoignent à 0 pour le maximum de \hat{E}_1 : $g(1, \Gamma_\epsilon) = 0$. Cependant, la forme des courbes est différente en fonction de la valeur du paramètre Γ_ϵ . Ces figures sont adaptées de Blumenthal and Gould (1970).

VI.3.2 Généralisation

Corps noir

Nous avons vu la formule générale de l'émissivité Compton inverse au début de cette partie (équation VI.23). Une approximation de cette émission est présentée dans Petruk (2009) dans le cas où la distribution (isotropique) de photons est un spectre de corps noir. On modélise ce dernier par :

$$n_{ph}(\epsilon) = \frac{1}{\pi^2(\hbar c)^3} \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/kT} - 1} \quad . \quad (\text{VI.29})$$

Différents champs de photons peuvent être pris pour cible par des électrons de haute énergie : le fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*) est bien souvent dominant, auquel peuvent s'ajouter celui du rayonnement infra-rouge (provenant des champs de photons stellaires) et celui des photons optiques (émis par des nuages de poussière). Ces champs sont caractérisés par la température T et par la densité d'énergie U_ϵ contenue dans les photons diffusés (en $[\text{erg cm}^{-3}]$). Afin d'avoir un spectre de corps noir (équation VI.29) valable pour n'importe quel champ de photon, il faut le normaliser en fonction de la densité d'énergie :

$$A \int \epsilon n_{ph}(\epsilon) d\epsilon = U_\epsilon \quad , \quad (\text{VI.30})$$

où A est la constante de normalisation qu'il faudra prendre en compte. Le calcul de cette constante nécessite le changement de variable $u = \epsilon/kT$:

$$A \frac{1}{\pi^2(\hbar c)^3} (kT)^4 \int \frac{u^3}{e^u - 1} du = U_\epsilon \quad . \quad (\text{VI.31})$$

Nous utilisons la distribution de Bose-Einstein afin de résoudre l'intégrale de cette équation :

$\int \frac{u^3}{e^u - 1} du = \Gamma(4) Li_4(1)$ avec les fonctions Gamma et polylogarithme de valeurs : $\Gamma(4) = 6$ et $Li_4(1) = \zeta(4) = \pi^4/90$, où $\zeta(4)$ est la fonction Zeta de Riemann^d.

La constante de normalisation du spectre de corps noir en fonction du champ de photon kT de densité d'énergie U_ϵ sera finalement :

$$A = \frac{15 U_\epsilon (\hbar c)^3}{(kT)^4 \pi^2} \quad . \quad (\text{VI.32})$$

Cette constante A sera introduite dans l'équation VI.36.

Approximation

L'approximation de Petruk (2009) permet de calculer l'émissivité Compton inverse en sommant sur l'énergie des électrons incidents plutôt que sur l'énergie du champ de photons. Il est alors possible de réécrire l'équation VI.23 sous la forme :

$$E_{ph} \frac{dN}{dE_{ph} dt} = \int \frac{dN_e}{d\gamma_e} p(\gamma_e, E_{ph}) d\gamma_e \quad , \quad (\text{VI.33})$$

où la distribution spectrale de l'émission Compton inverse produit par un unique électron de facteur de Lorentz γ_e est donnée par :

$$p(\gamma_e, E_{ph}) = \frac{2e^4 kT}{\pi \hbar^3 c^2} \gamma_e^{-2} I(\eta_c, \eta_0) \quad . \quad (\text{VI.34})$$

d. La fonction Gamma est : $\Gamma(n) = (n-1)!$. Le polylogarithme, ou fonction de Jonckière, est définie par $Li_n(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^n}$ avec $Li_s(1) = \zeta(s)$ pour $z = 1$. La fonction de Riemann ζ est définie par $\zeta(n) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^n}$.

Après plusieurs calculs et approximations détaillés par Petruk (2009), la fonction $I(\eta_c, \eta_0)$ est décrite par l'équation suivante, valable du régime *Thomson* au régime extrême *Klein-Nishina* :

$$I(\eta_c, \eta_0) \approx \frac{\pi^2}{6} \eta_c \left(\exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{\eta_0}{\eta_c} \right)^{1/2} \right] + 2\eta_0 \exp \left[-\frac{5}{7} \left(\frac{\eta_0}{\eta_c} \right)^{0.7} \right] \right) \exp \left[-\frac{2\eta_0}{3\eta_c} \right] \quad , \quad (\text{VI.35})$$

avec $\eta_c = \frac{kT E_{ph}}{(m_e c^2)^2}$ et $\eta_0 = \frac{E_{ph}^2}{4\gamma_e m_e c^2 (\gamma m_e c^2 - E_{ph})}$.

À partir de l'émissivité (équation VI.33), de la distribution spectrale (équation VI.34) et de l'approximation VI.35 et en supposant un flux émis de manière isotrope, la distribution spectrale en énergie totale rayonné par le processus Compton inverse se calcule finalement de la manière suivante :

$$E_{ph}^2 \frac{dN}{dE_{ph} dt} = \frac{1}{4\pi d^2} E_{ph} \frac{30 e^4 c U_\epsilon}{(kT)^3 \pi^3} \int \frac{dN_e}{d\gamma_e} \gamma_e^{-2} I(\eta_c, \eta_0) d\gamma_e \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}] \quad . \quad (\text{VI.36})$$

La constante de normalisation du spectre de corps noir donnée par l'équation VI.32 a été prise en compte dans cette équation.

VI.3.3 Pertes par émission Compton inverse

Considérons un électron relativiste d'énergie $\gamma_e m_e c^2 \gg m_e c^2$ et une distribution isotrope de photons incidents. La perte d'énergie de cet électron dans un champ de photons s'exprime :

$$\begin{aligned} \dot{E}^{IC} &= \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e^2 U_\epsilon \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (\text{VI.37}) \\ &\simeq 10^{-7} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right) U_\epsilon \quad [\text{GeV s}^{-1}] \quad , \end{aligned}$$

avec σ_T la section efficace de *Thomson* et U_ϵ la densité d'énergie contenue dans les photons diffusés. En utilisant l'équation VI.1, on retrouve le résultat général :

$$\frac{\dot{E}^{sync}}{\dot{E}^{IC}} = \frac{U_B}{U_\epsilon} \quad , \quad (\text{VI.38})$$

avec la densité d'énergie $U_B \equiv B^2/8\pi$. Les pertes par émission synchrotron et par effet Compton inverse sont donc dans le même rapport que la densité d'énergie en champ magnétique et de la densité d'énergie des photons cibles.

Le temps caractéristique de perte d'énergie par émission Compton inverse τ^{IC} se déduit facilement de l'équation VI.37 :

$$\begin{aligned} \tau^{IC} &= \frac{3}{4} \frac{(m_e c^2)^2}{\sigma_T c} (U_\epsilon E_e)^{-1} \quad [\text{s}] \quad (\text{VI.39}) \\ &\simeq 1.6 \times 10^4 \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} U_\epsilon^{-1} \quad [\text{s}] \quad . \end{aligned}$$

VI.4 Processus hadronique : désintégration des pions

Pour le proton, les processus électromagnétiques précédents sont peu efficaces à cause du rapport des masses entre le proton et l'électron. Afin d'expliquer la perte d'énergie des protons

et des noyaux atomiques, il faut faire appel aux interactions hadroniques. Lors de collisions entre protons et noyaux, des particules secondaires sont créées et notamment des mésons π^+ , π^- , π^0 . Ceci entraîne une cascade de particules décrite ci-dessous et illustrée par la figure VI.4.

En particulier, les pions chargés π^\pm sont à l'origine d'une cascade de particules produite par la succession de plusieurs mécanismes :

a) désintégration des pions chargés en muons et (anti)-neutrinos :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{dans } 99.98\% \text{ des cas et } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{dans } 0.02\% \text{ des cas} \quad (\text{VI.40})$$

b) décroissance des muons produits par a) en d'autres leptons :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{dans } 99.98\% \text{ des cas et } \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \text{dans } 0.02\% \text{ des cas} \quad (\text{VI.41})$$

c) cascades électromagnétiques générées par l'interaction des e^\pm très énergétiques produits par b) avec le milieu ambiant.

Quant aux pions neutres π^0 , leur décroissance est très rapide (temps de demi-vie de 1.78×10^{-16} s) et ils se désintègrent en deux photons de très haute énergie ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) dans 98.98% des cas et ils produisent un photon et une paire e^\pm ($\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$) dans 1.2% des cas.

Les neutrinos sont des particules neutres et ne sont donc pas déviés par les champs électromagnétiques ambiants, tout comme les photons. De ce fait, bien qu'ils soient difficiles à détecter, ils constituent une source d'informations précieuse quant à la direction et donc l'origine des rayons cosmiques qui les ont produits. Les électrons et positrons secondaires produits par ces mécanismes peuvent, si les bonnes conditions sont réunies, contribuer à l'émission en rayons γ via les mécanismes leptoniques décrits précédemment.

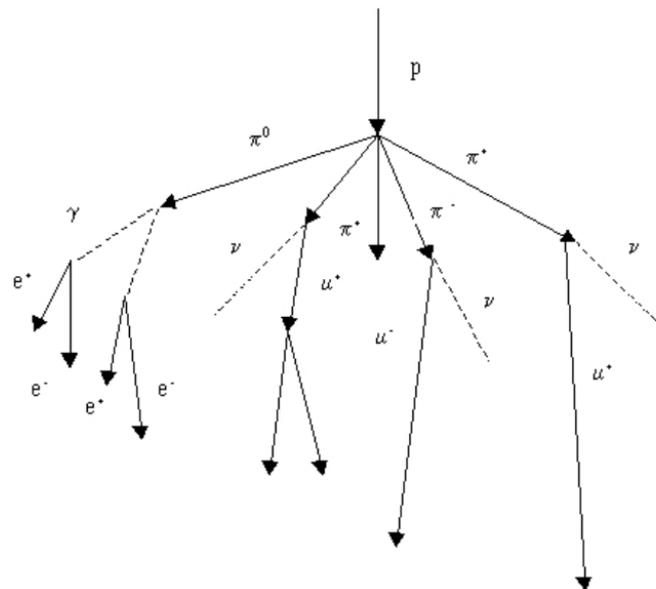


Figure VI.4 - Diagramme schématisant le développement d'une gerbe hadronique créée à partir de l'interaction d'un proton et d'un noyau (Grondin, 2010).

Il est possible d'utiliser deux modèles pour le calcul de la production des différentes particules produites par une collision proton-proton : le modèle de Huang et al. (2007) et celui de Kamae et al. (2006). Les collisions impliquent de nombreux processus dont le calcul analytique

n'est pas simple et il peut être remplacé par l'une ou l'autre de ces méthodes, qui utilisent toutes deux des paramétrisations. Nous nous intéresserons en particulier à la méthode de T. Kamae qui sera utilisée au chapitre VII. Plus de détails sur la méthode de C.-Y. Huang peuvent être trouvés dans la littérature : Huang (2005); Huang et al. (2007); Huang and Pohl (2008) et <http://gamma.physics.iastate.edu/gamma-prod/>.

Les paramétrisations s'effectuent pour le calcul des sections efficaces. Basées sur les données disponibles, elles ont pu être améliorées à l'aide de simulations Monte Carlo (comme le code Pythia (Sjöstrand et al., 2006) par exemple). Les paramétrisations utilisées par T. Kamae calculent la section efficace dans le cas des processus diffractif et non-diffractif (Kamae et al., 2005). Une amélioration de ce modèle a été effectuée par la suite afin de mieux prédire la production des particules secondaires (photons γ , électrons et positrons) pour des énergies proches de la limite de la production des pions : Kamae et al. (2006) ont pris en compte deux composantes correspondant aux résonances des baryons ($\Delta(1232)$ et $\text{res}(1600)$). Les différentes sections efficaces sont représentées à la figure VI.5.

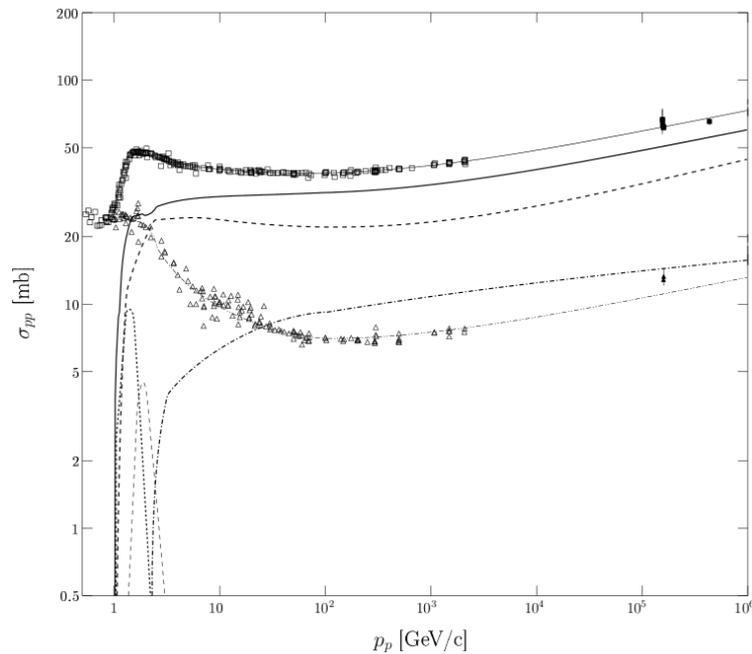


Figure VI.5 - Sections efficaces proton-proton expérimentales totale (carrés) et élastique (triangles) en fonction de la quantité de mouvement du proton dans le référentiel du laboratoire. Les modèles ajustant ces données sont indiqués par la ligne fine pour le total et par la ligne fine point-point-long pour la section efficace élastique. La part inélastique (ligne épaisse) est calculée en prenant la différence entre les sections efficaces totale et élastique. Elle correspond également à la somme de quatre composantes : non-diffractive (pointillé long), diffractive (point-long), $\Delta(1232)$ (pointillé) et $\text{res}(1600)$ (ligne fine, pointillé long). (Kamae et al., 2006)

Le flux de rayons γ se calcule ensuite à partir de la section efficace inélastique différentielle $\Delta\sigma/\Delta E_{ph}$ en fonction de l'énergie du photon produit E_{ph} , illustrée à la figure VI.6 pour plusieurs énergies cinétiques T_p du proton. Cette section efficace peut être trouvée à l'adresse suivante : <https://github.com/niklask/cparamlib>. Un tutoriel de l'utilisation de la librairie `cparamlib` développée par Kamae et al. (2006) y est également donné. La distribution spectrale en énergie totale des photons produits par le processus hadronique se calcule ensuite de

la manière suivante :

$$E_{ph}^2 \frac{dN}{dE_{ph} dt} = \frac{1}{4\pi d^2} E_{ph} c n_{H_2} \int \frac{d\sigma(T_p, E_{ph})}{dE_{ph}} \frac{dN_p}{dT_p} dT_p \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}] \quad , \quad (\text{VI.42})$$

où n_{H_2} est la densité d'hydrogène et dN_p/dT_p le spectre de protons incidents.

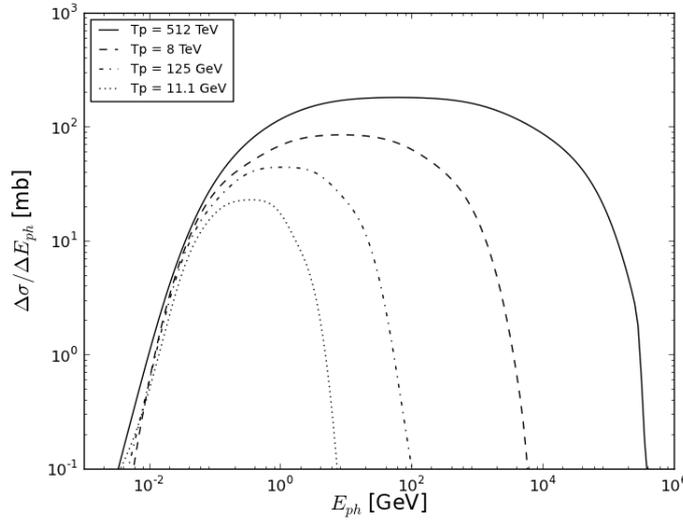


Figure VI.6 - Section efficace différentielle des protons pour produire des photons γ en fonction de l'énergie du photon. Les quatre courbes correspondent à plusieurs énergies cinétiques du proton incident : 512 TeV, 8 TeV, 125 GeV et 11.1 GeV. Cette figure est adaptée de Kamae et al. (2006).

VI.5 Injection des particules chargées

Dans le cas de la modélisation des SNRs ou des PWNe, on suppose que les particules chargées (électrons ou protons) ont été au préalable accélérées. Leurs spectres en énergie $dN/d\gamma$ présents dans les équations présentées précédemment sont principalement modélisés avec des lois de puissance d'indice Γ avec une coupure exponentielle à l'énergie E_c (équation IV.22). Afin d'appliquer cette équation aux modèles d'émissions calculés dans les sections précédentes, le facteur de Lorentz de la particule γ est utilisé :

$$\frac{dN}{d\gamma} = N_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{-\Gamma} * \exp \left(-\frac{\gamma}{\gamma_c} \right) \quad . \quad (\text{VI.43})$$

La coupure spectrale provient de l'existence d'une énergie maximale à laquelle les particules peuvent être accélérées. Ceci est dû à la taille limitée de la source et du champ magnétique qui y règne : les particules subissent des pertes significatives au-delà de cette taille et/ou s'échappent de la source.

Dans le cas de l'étude d'un reste de supernova, la normalisation du spectre N_0 est donnée par l'énergétique du pulsar. L'énergie cinétique totale injectée lors de l'explosion d'un SNR est généralement de l'ordre de 10^{51} erg dont seule une fraction est donnée aux particules chargées. Le lien entre cette énergie disponible W_i pour la particule de type i (avec $i \equiv e$ pour les électrons et $i \equiv p$ pour les protons) et leur spectre injecté est :

$$\frac{W_i}{m_i c^2} = \int_{\gamma_{min}}^{\infty} \gamma_i \frac{dN_i}{d\gamma_i} d\gamma_i \quad , \quad (\text{VI.44})$$

où le facteur $m_i c^2$ provient de l'utilisation du facteur de Lorentz plutôt que de l'énergie E_i de la particule. La normalisation N_0 se calcule ensuite très facilement :

$$N_0 = \frac{W_i/m_i c^2}{Int} \quad , \quad (VI.45)$$

$$\text{avec } Int = \int_{\gamma_{min}}^{\infty} \gamma_i \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left(- \left(\frac{\gamma}{\gamma_c} \right) \right) d\gamma_i \quad .$$

Bien entendu, ce calcul est valable pour tout type de spectre d'injection.

VI.6 Application : l'exemple de W51C

Afin d'illustrer les différents processus d'émission mais aussi de vérifier le bon fonctionnement des codes informatiques développés à partir des équations décrites précédemment dans ce chapitre, nous allons nous intéresser brièvement au vestige de supernova W51C. Les détails de l'analyse de cette source et des conclusions de l'étude effectuées par la collaboration *Fermi* peuvent être trouvés dans l'article Abdo et al. (2009c).

Cette source étendue, dont l'âge a été estimé à $\tau \approx 3 \times 10^4$ années, présente une émission dans les domaines des rayons X et des rayons γ . L'étude effectuée par (Abdo et al., 2009c) privilégie un scénario dont l'émission dominante serait hadronique afin d'expliquer l'émission observée par le LAT. Trois scénarios ont néanmoins été étudiés avant d'arriver à cette conclusion, correspondant à l'émission de trois processus pour expliquer l'émission observée par le LAT :

- (a) émission hadronique dominante, provenant de la désintégration des pions (π^0 -decay) ;
- (b) processus Bremsstrahlung dominant ;
- (c) diffusion Compton inverse dominante.

Le spectre utilisé pour les électrons et les protons est une loi de puissance brisée (voir équation VII.1). Les valeurs des paramètres utilisés pour les trois scénarios sont résumés au tableau VI.1.

Model	Paramètres				Budget énergétique	
	Δs	p_{br} (GeV c ⁻¹)	B (μ G)	\bar{n}_H (cm ⁻³)	W_p (10 ⁵⁰ erg)	W_e (10 ⁵⁰ erg)
(a) Hadronique	1.4	15	40	10	5.2	0.13
(b) Bremsstrahlung	1.4	5	15	10	0.54	0.87
(c) Compton inverse	2.3	20	2	0.1	8.4	11

Tableau VI.1 - Paramètres pour chaque modèle étudié dans le cas du SNR W51C (Abdo et al., 2009c). p_{br} est la valeur de la quantité de mouvement des particules à la coupure.

Afin de prendre en compte les pertes d'énergie au cours du temps des électrons, une coupure est ajouté au spectre des électrons : leur spectre est multiplié par $(1 + \frac{E}{E_{br2}})^{-1}$. En utilisant l'équation VI.2 du temps caractéristique de pertes d'énergie par rayonnement synchrotron, on en déduit les énergies de coupure suivantes : $E_{br2}(a) \approx 2.6 \times 10^{11}$ et $E_{br2}(b) \approx 1.8 \times 10^{12}$. Le champ magnétique estimé pour le cas (c) étant très faible, les pertes d'énergie des électrons sont négligeable.

Les trois scénarios pour tenter d'expliquer les émissions provenant des rayons X et γ du SNR W51C sont illustrés à la figure VI.7. Les spectres présents sur les graphiques de gauche ont été obtenus après application des équations décrites dans les sections précédentes de ce chapitre. Ils sont compatibles avec ceux présents sur les graphiques de droite, tirés de l'article Abdo et al.

(2009c). Une petite différence dans la normalisation de l'émission hadronique peut néanmoins être notée : elle provient du facteur d'amélioration qui est différent. Abdo et al. (2009c) ont en effet utilisé le facteur 1.85 pour prendre en compte l'hélium et les noyaux lourds (Mori, 2009).

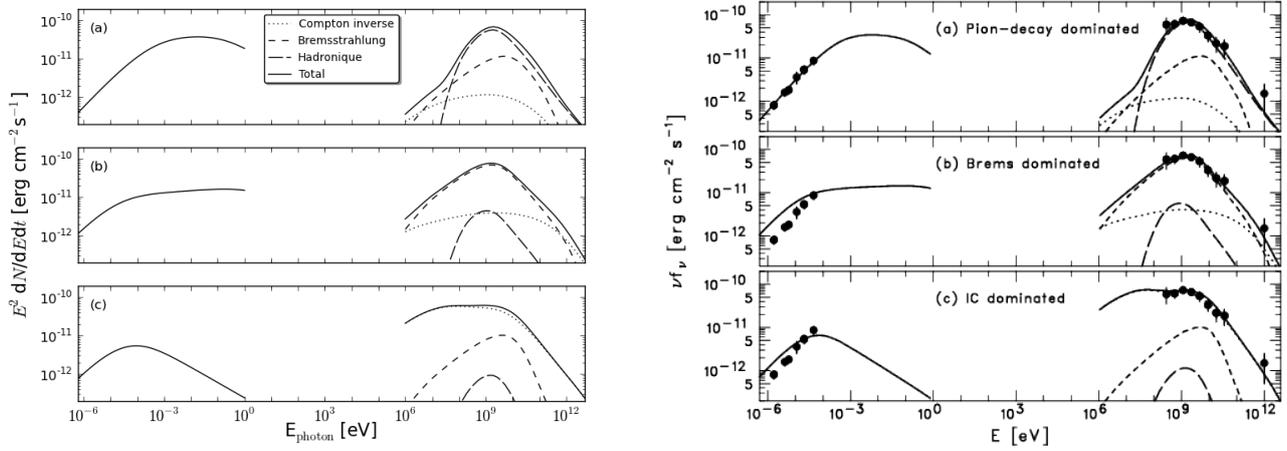


Figure VI.7 - Comparaison des trois scénarios modélisant les émissions détectées en rayons X et γ provenant du SNR W51C. Les graphiques de droite sont tirés de Abdo et al. (2009c). Le scénario le plus favorable est celui où l'émission hadronique est dominante (a).

CHAPITRE VII

Étude sur l'origine de l'émission γ de la région A de HESS J1745-303

Sommaire

VII.1	Introduction	123
VII.1.1	Informations multi-longueur d'onde.	123
VII.1.2	Études sur l'interprétation des résultats	124
VII.2	Cas 1 : étude du processus Compton inverse dominant (données du LAT).	126
VII.3	Cas 2 : étude de la combinaison d'une émission Bremsstrahlung (données du LAT) et d'une émission hadronique (données de H.E.S.S.)	129
VII.4	Cas 3 : étude du processus hadronique dominant pour les données du LAT et de H.E.S.S.	131
VII.5	Conclusion	132

L'analyse *Fermi*-LAT de la région de la source HESS J1745–303 présentée au chapitre V a permis de mettre en évidence 3 sources d'émission γ , dont au moins 2 sont spatialement coïncidentes avec l'émission observée aux très hautes énergies vue par l'expérience H.E.S.S. Ce chapitre présente les pistes envisagées pour tenter d'interpréter l'émission de la source *Fermi* précédemment nommée Region A et caractérisée au chapitre V, qui est spatialement coïncidente avec la partie la plus brillante de l'excès vu par H.E.S.S.

VII.1 Introduction

VII.1.1 Informations multi-longueur d'onde

La région de la source HESS J1745–303, déjà présentée en détails au chapitre II, a été observée à différentes longueurs d'ondes. Afin d'essayer d'interpréter l'émission de la source Region A vue par le LAT, plusieurs informations multi-longueur d'onde ont été prises en compte et sont listées ci-dessous.

Tout d'abord, des données directement liées à l'émission de la région A de HESS J1745–303 vont être utilisées :

- l'émission γ de très haute énergie observée par le télescope H.E.S.S. (Aharonian et al., 2008) : la source ponctuelle A est modélisée par une loi de puissance simple dont les paramètres ont été donnés dans le tableau II.1 ;
- l'étude effectuée dans le domaine des rayons X avec l'expérience *Suzaku* (Bamba et al., 2009) : une limite supérieure d'un niveau de confiance de 90% sur le flux de la source A a été estimée ($\Phi(2 - 10 \text{ keV}) = 2.1 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Ensuite, il sera utile de prendre en compte les informations liées au vestige de supernova G359.1–0.5 :

- les données astrophysiques du SNR utilisées pour cette analyse sont (Aharonian et al., 2008) : une distance de 7.6 kpc, un âge dépassant 10^4 années, une énergie totale disponible provenant de l'explosion $W_{SNR} \simeq 10^{51}$ erg ;
- un nuage moléculaire est présent sur la ligne de visée : une émission ^{12}CO est détectée tout autour de la coquille du SNR, impliquant une densité d'hydrogène n_{H_2} d'environ 5000 cm^{-3} (Aharonian et al., 2008) ;
- 6 masers OH à 1720 MHz sont observés le long d'une partie de la coquille du SNR (Yusef-Zadeh et al., 1995). Les présences d'un nuage moléculaire et de masers OH en coïncidences spatiales avec une partie du SNR indiquent la présence d'une région choquée ;
- la seule émission radio significative en coïncidence spatiale avec la région A de HESS J1745–303 est celle de SNR G359.1–0.5, un vestige observé par l'observatoire VLA à une longueur d'onde de 21 cm (Uchida et al., 1992b). Les flux provenant de son émission radio seront utilisées par la suite comme limites supérieures en direction de la source du LAT ($S_{2.695 \text{ GHz}} = 10 \text{ Jy}$, $S_{4.75 \text{ GHz}} = 8.1 \text{ Jy}$). Ainsi, ces limites supérieures seront très conservatives pour notre étude puisqu'elles correspondent au flux total de SNR G359.1–0.5 alors qu'une fraction seulement de ce dernier est en coïncidence spatiale avec la région A de HESS J1745–303.

La figure VII.1 présente les sources astrophysiques de la région d'intérêt, incluant celles décrites ci-dessus, en surimpression d'une carte des résidus (soustraction de la carte des données par celle du modèle de sources) de la région de la source HESS J1745–303 vue par le LAT. Les sources du catalogue 2FGL (ellipses cyans) ainsi que celles nommées Src1 et Src2 (ellipses rouges remplaçant les sources 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c, voir le chapitre V) sont incluses dans le modèle de sources, au contraire de Region A qui ne l'est pas. Un excès est par conséquent visible en coïncidence spatiale avec la région A de la source HESS J1745–303. Les masers OH et 3 SNR sont également indiqués sur cette carte.

VII.1.2 Études sur l'interprétation des résultats

Au vue des informations multi-longueur d'onde présentées à la sous-section précédente, deux principaux scénarios se dessinent pour expliquer l'émission vue par *Fermi* de la source Region A.

Le premier scénario consiste à dire que l'émission vue aux hautes énergies provient d'un pulsar et celle vue aux très hautes énergies est émise par la nébuleuse du pulsar (PWN). Cette hypothèse se justifie par le fait que les caractéristiques spectrales de la source observée par *Fermi* présentent une coupure autour du GeV, ce qui est typique de l'émission d'un pulsar. Ce dernier devant être une source ponctuelle, un autre argument en sa faveur est que l'émission vue par le LAT ne présente aucune extension significative (voir chapitre V). Enfin, les pulsars constituent la population de sources identifiées par le LAT majoritaire dans le plan Galactique (Nolan et al., 2012).

Concernant l'émission vue aux très hautes énergies, la population dominante observée par la

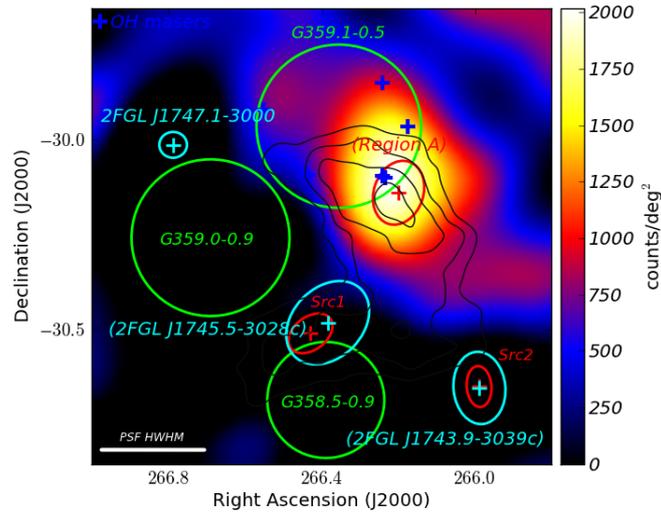


Figure VII.1 - Carte des résidus en coups par degré carré de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour les énergies comprises entre 300 MeV et 200 GeV. Les modèles spectraux et spatiaux des sources Src1 et Src2 (ellipses rouges) sont pris en compte. Ces dernières remplacent les sources 2FGL J1745.5–3028c et 2FGL J1743.9–3039c pour lesquels les positions et erreurs à 95% sont indiquées en cyan pour information. La source 2FGL J1747.1–3000 (cyan) correspondant au pulsar de la Souris vu en rayon γ par *Fermi* a également été prise en compte dans la construction de cette carte, ainsi que les modèles des émissions diffuses Galactique et extragalactique. Les contours des SNRs sont indiqués par des cercles verts et les positions des masers OH par des croix bleues. Les caractéristiques de ces sources sont décrites au chapitre II. Le trait blanc indique la demi-largeur à mi-hauteur (HWHM pour *Half Width at Half-Maximum*) de la PSF aux énergies considérées (> 300 MeV). Les traits noirs correspondent aux contours de significativité de 4σ à 7σ de l’excès HESS J1745–303 vu par H.E.S.S. (Aharonian et al., 2008).

collaboration H.E.S.S. est celle des PWNe (illustré à la figure VII.2). La source A détectée par cette expérience présentant un indice spectral d’environ 2.7 (voir le tableau II.1) favorise aussi son association à l’émission de la nébuleuse de vent d’un pulsar qui serait observé par *Fermi* : les PWNe détectées au TeV présentent en effet des indices spectraux du même ordre de grandeur^a.

Malgré ces arguments en sa faveur, l’hypothèse d’un couple pulsar/PWN n’a pas été confirmée : aucun signal pulsé n’a été détecté malgré une recherche de pulsation effectuée dans les données du LAT (voir chapitre V).

En l’absence de signal pulsé, un deuxième scénario peut être envisagé dans l’interprétation des excès vus par *Fermi* et H.E.S.S. La présence d’un nuage moléculaire, mis en évidence par la détection d’une émission CO, et de plusieurs masers OH situés le long de la coquille de SNR G359.1–0.5 indiquent l’existence d’une région choquée. Les émissions observées aux hautes et très hautes énergies pourraient alors provenir de l’interaction du nuage moléculaire avec le SNR. Une émission initiée par un processus hadronique viendrait confirmer ce scénario.

Afin de tenter de comprendre concrètement l’origine des émission γ , trois cas probables sont étudiés dans les sections suivantes à partir des différents processus d’émissions non thermiques décrits en détails au chapitre VI :

a. Pour voir la liste des PWNe vues au TeV : <http://tevcat.uchicago.edu/>

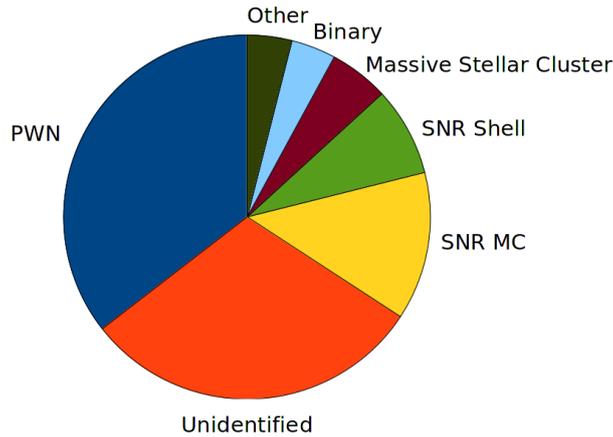


Figure VII.2 - Diagramme présentant la proportion des différentes populations de sources détectées par l'expérience H.E.S.S. dans le plan Galactique, jusqu'en février 2013. La population majoritaire est celle des PWNe. Ce diagramme est tiré de Carrigan et al. (2013) qui ont sélectionné des données répertoriées dans le site internet TeVCat (<http://tevcat.uchicago.edu/>).

- cas 1 : émission Compton inverse dominante pour l'émission *Fermi* ;
- cas 2 : processus Bremsstrahlung dominant pour l'émission *Fermi* et hadronique pour l'émission H.E.S.S. ;
- cas 3 : processus hadronique dominant pour toute la plage en énergie des hautes et très hautes énergies.

Pour chacun des cas, plusieurs jeux de paramètres spécifiques à chaque modèle d'émission (paramètres du(des) spectre(s) des particules incidentes, champ magnétique,...) ont été testés. Les émissions provenant des particules secondaires du processus hadronique ne sont pas prises en compte. Les valeurs des paramètres indiquées dans les tableaux de ce chapitre correspondent aux jeux ajustant au mieux les données (limites supérieures et flux, tirés des informations décrites dans cette introduction). Les points de données *Fermi* proviennent de l'analyse effectuée durant cette thèse en utilisant l'outil *PontLike* dont les résultats sont présentés au chapitre V.

VII.2 Cas 1 : étude du processus Compton inverse dominant (données du LAT)

Le premier cas exploré est celui où l'émission Compton inverse est dominante pour expliquer le flux de la source Region A. Il est basé sur un scénario similaire à celui utilisé pour interpréter les données du LAT sur Vela-X (Abdo et al., 2010f) pour lequel l'hypothèse la plus probable est que l'émission vue par *Fermi* provient du *halo* de la PWN et l'émission vue par H.E.S.S. provient du *cocon*. Chacune de ces deux émissions proviendrait alors d'une population différente de leptons émettant sa propre émission Compton inverse. Le *cocon* correspond à la partie centrale de la région de Vela, et le *halo* est une structure diffuse observée en radio entourant ce *cocon*. Pour notre étude de Region A, seule l'émission *Fermi* sera modélisée car elle permet à elle seule de mettre ce premier scénario en difficulté.

Le spectre des électrons utilisé est une loi de puissance avec une coupure exponentielle (voir équation VI.43) permettant de rendre compte des pertes radiatives des électrons. Des indices spectraux entre 1.5 et 2.5 étant ceux les plus souvent observés, l'indice Γ est fixé à 1.5, 2 et 2.5 afin de tester différentes configurations. Plusieurs paramètres décrits ci-après sont ensuite

ajustés. L'énergie de coupure $E_{c,e}$ du spectre des électrons et la fraction W_e de la quantité d'énergie totale du SNR (W_{SNR}) emportée par les électrons sont des paramètres spécifiques au spectre des électrons, décrit à la section VI.5. Il est à noter que les paramètres Γ et $E_{c,e}$ influent essentiellement sur la forme spectrale finale de l'émission Compton inverse, alors que W_e joue sur sa normalisation. Une fois W_e ajusté aux données du LAT, il nous est alors possible d'avoir une contrainte sur la valeur du champ magnétique B (qui n'a pas d'influence sur l'émission Compton inverse) : les limites supérieures dans la longueur d'onde radio sont utilisées de manière très conservatives sur l'ajustement du modèle d'émission synchrotron. Le champ magnétique réellement attendu sera donc bien plus faible que celui déduit de ces limites.

Les valeurs des paramètres $E_{c,e}$, W_{SNR} et W_e en fonction de la valeur fixée de γ sont données dans le tableau VII.1. Seule la contribution CMB dans les calculs de l'émission Compton inverse a été prise en compte pour obtenir ces résultats. C'est en effet la seule composante dont les paramètres (température et densité d'énergie du champ de photons cibles) sont bien connus. Une étude prenant en compte les contributions du rayonnement Compton inverse des électrons sur les photons infra-rouges et optiques sera présentée dans la suite de cette section.

Γ	1.5	2	2.5
$E_{c,e}$ [eV]	2×10^{11}	3×10^{11}	4.5×10^{11}
W_e [erg]	3.5×10^{50}	1.5×10^{51}	3.5×10^{52}
$B(< x)$ [μ G]	0.7	0.5	0.35

Tableau VII.1 - Valeurs de l'énergie de coupure $E_{c,e}$ du spectre des électrons, de la quantité d'énergie du SNR injecté aux électrons W_e et du champ magnétique ambiant B pour trois valeurs de l'indice spectral Γ des électrons. Ces paramètres ont été estimés lors de l'ajustement du spectre dans le cas où l'émission Compton inverse provenant du CMB est dominante pour expliquer les flux du *Fermi*-LAT.

Les valeurs du tableau VII.1 montrent tout d'abord qu'un spectre d'électrons ayant un indice de 2 ou de 2.5 est exclu pour modéliser l'émission au GeV. En effet, la quantité d'énergie W_e trouvée est supérieure au budget énergétique du pulsar engendrant le SNR, estimée à 10^{51} erg. De plus, même si ces indices spectraux permettent d'avoir un modèle de spectre Compton inverse qui ajuste les données du LAT, la contrainte dans le domaine des rayons X donné par Suzaku n'est pas respectée. De plus dans les trois cas présentés, la limite supérieure de la valeur du champ magnétique est irréaliste : inférieure au μ G. En effet, il a été montré (Han et al., 2006) que le champ magnétique moyen proche du système solaire est de l'ordre de 2μ G et qu'il augmente à 4μ G pour la zone située à moins de 3 kpc du centre de la Galaxie. Une moyenne de 3μ G est généralement utilisée pour le champ magnétique ambiant du milieu interstellaire. Le cas qui pourrait néanmoins être envisageable est celui où $\Gamma = 1.5$, illustré à la figure VII.3, pour lequel la limite supérieure du champ magnétique est la plus proche de 1μ G. Mais la quantité d'énergie W_e requise reste assez élevée avec 35% de l'énergie totale disponible dans SNR G359.1–0.5.

Afin d'approfondir le cas où l'indice spectral est fixé à 1.5 (cas le moins irréaliste au regard du tableau VII.1), nous avons introduit dans le modèle d'émission Compton inverse les composantes provenant des champs de photons de la poussière (en infra-rouge) et des étoiles (en optique). Les valeurs des températures T et des densités de photons U sont tirées des résultats déduits de la figure II.10 dans le cas où la distance à SNR G359.1–0.5 est de 7.6 kpc et sont résumées dans le tableau VII.2. L'émission dominante provient du processus Compton inverse sur le champ de photons optiques : la densité de ce champ est supérieur à 10 eV cm^{-3} .

La figure VII.4 illustre ce modèle de l'émission Compton inverse où les trois composantes

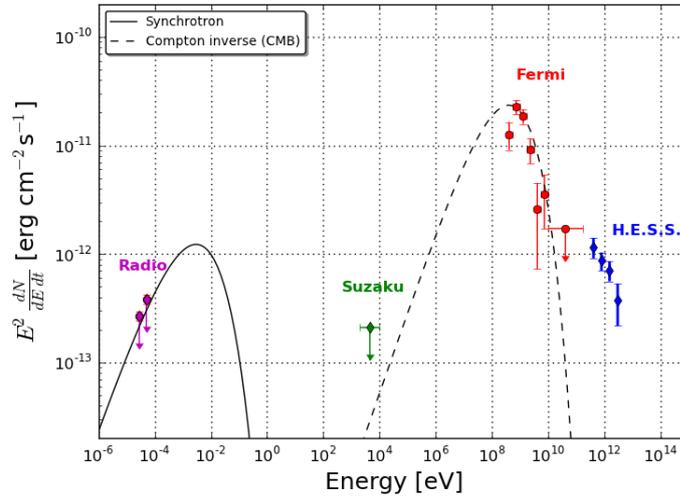


Figure VII.3 - Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745–303 sur l’ensemble du spectre électromagnétique dans le cas où le processus Compton inverse est dominant pour expliquer l’émission vue par *Fermi*. Les limites supérieures du domaine radio sont utilisées pour contraindre l’émission synchrotron. Le spectre de la composante IC qui ajuste les points *Fermi* a été obtenu en utilisant la contribution du CMB. Se référer au texte pour les valeurs des différents flux.

	CMB	IR ₁	IR ₂	Optique
U [eV cm ⁻³]	0.26	1.22	0.22	12.85
T [K]	2.7	45	450	4650

Tableau VII.2 - Valeurs utilisées pour les températures T et les densités des champs de photons U des composantes intervenant dans le processus Compton inverse. Deux composantes en infra-rouge (IR₁ et IR₂) sont nécessaires et leurs émissions respectives seront sommées afin d’être regroupées en une seule courbe à la figure VII.4.

CMB, IR et Optique ont été prises en compte. Les valeurs de la fraction d’énergie du SNR emportée par les électrons W_e , de leur énergie de coupure $E_{c,e}$ et du champ magnétique B ont été réajustées par rapport au modèle où seule la composante due au CMB avait été considérée : $W_e = 2 \times 10^{50}$ erg, $E_{c,e} = 7 \times 10^9$ eV et $B = 2.2 \mu\text{G}$. Bien qu’un peu plus élevé que dans le cas où seule la composante CMB a été prise en compte, le champ magnétique reste très faible. De plus, même si le modèle de l’émission Compton inverse total ajuste correctement les données de l’instrument *Fermi*, une deuxième population d’électrons serait nécessaire pour ajuster l’émission observée par le télescope H.E.S.S. Ainsi, des électrons accélérés par le SNR pourraient émettre une émission Compton inverse observée au GeV et un pulsar pourrait accélérer des électrons à une énergie plus importante pour que ces particules émettent des photons au TeV via le même processus. Il est cependant difficile de justifier l’ajout de degrés de liberté supplémentaires d’après les informations astrophysiques déjà listées au cours de l’introduction de ce chapitre.

En conclusion, une modélisation du processus Compton inverse seul expliquant les détections dans les domaines du GeV et du TeV de Region A est peu plausible. Le champ magnétique déduit est en effet peu réaliste (car trop bas) comparé au champ magnétique ambiant moyen, et une seconde population d’électrons serait nécessaire afin d’expliquer l’émission observée par H.E.S.S. Un processus purement leptonique ne permet donc pas d’expliquer ces émissions de manière satisfaisante : l’étude de l’ajout d’une composante provenant du processus hadronique

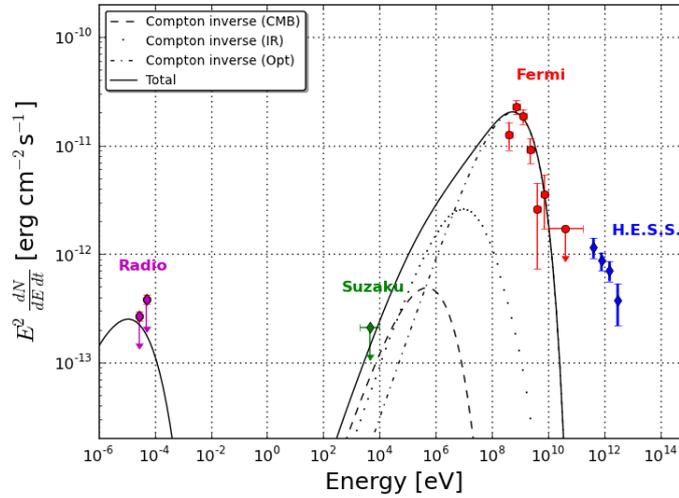


Figure VII.4 - Distribution spectrale similaire à celle montrée à la figure VII.3 en prenant en compte les contributions de l'infra-rouge (en trait pointillé) et de l'optique (tiret-pointillé) en plus de celle du CMB (tirets) dans le calcul de l'émission Compton inverse.

est développée dans les sections suivantes.

Comment justifies-tu l'introduction des différents modèles, il y a d'

VII.3 Cas 2 : étude de la combinaison d'une émission Bremsstrahlung (données du LAT) et d'une émission hadronique (données de H.E.S.S.)

Le deuxième cas envisagé est celui ajustant l'émission d'une population d'électrons via le processus Bremsstrahlung non thermique sur le milieu interstellaire sur les données du *Fermi*-LAT et l'émission provenant des interactions hadroniques d'une population de protons sur les données H.E.S.S.

Le type de spectre en énergie pour les protons et les électrons a la même forme que celui utilisé dans le cas où le processus Compton inverse est dominant : une loi de puissance avec coupure exponentielle est utilisée pour modéliser l'injection de ces deux particules. Comme nous faisons la supposition que le mécanisme d'accélération est le même pour les électrons et pour les protons, l'indice spectral Γ doit être identique pour ces deux populations de particules primaires. Par contre, les énergies de coupure $E_{c,e}$ et $E_{c,p}$ ainsi que les fractions W_e et W_p de la quantité d'énergie du SNR injectée ont été ajustées séparément pour ces deux populations de particules. En effet, les énergies de coupure peuvent différer car les leptons subissent généralement des pertes radiatives (synchrotron, Compton inverse) dans les sources astrophysiques contrairement aux hadrons, et ne peuvent donc pas être accélérés jusqu'à la même énergie que ces derniers.

Les valeurs de ces 5 paramètres ont été calculées de manière à ce que les spectres provenant des émissions Bremsstrahlung et hadronique ajustent au mieux les données des instruments *Fermi* et H.E.S.S. Ensuite les limites supérieures en longueur d'onde radio ont été utilisées afin de contraindre le champ magnétique B . Les résultats sont donnés dans le tableau VII.3 et sont illustrés à la figure VII.5.

Les données du LAT et de H.E.S.S. sont bien ajustées et les valeurs des paramètres sont

W_e [erg]	W_p [erg]	n_H [cm ⁻³]	$B(< x)$ [μ G]	Γ	$E_{c,e}$ [eV]	$E_{c,p}$ [eV]
$9 \cdot 10^{46}$	$4 \cdot 10^{46}$	5000	200	1.7	$6 \cdot 10^9$	$10 \cdot 10^{12}$

Tableau VII.3 - Valeurs des paramètres spectraux des électrons et protons obtenus lors de l'ajustement des spectres provenant des émissions Compton inverse et hadronique sur les données des instruments *Fermi*-LAT et H.E.S.S. La valeur de la densité d'hydrogène n_H provient de l'estimation donnée par Aharonian et al. (2008) à partir des données d'émission ^{12}CO .

raisonnables : les quantités d'énergie W_e et W_p sont cohérentes par rapport à la quantité d'énergie totale du SNR disponible et un champ magnétique de 200 μ G est une valeur tout à fait envisageable dans la coquille du SNR. La faible valeur de la quantité d'énergie allouée aux électrons W_e entraîne une émission Compton inverse sous-dominante par rapport à la contribution du processus Bremsstrahlung. Elle n'est donc pas visible sur la distribution spectrale en énergie (figure VII.5).

Le flux observé par *Fermi* provenant d'une émission Bremsstrahlung et celui observé par H.E.S.S. provenant d'une émission hadronique serait donc une explication envisageable. Néanmoins, l'indice spectral de 1.7 est assez dur ($\lesssim 2$) pour un reste de supernova plutôt vieux comme SNR G359.1-0.5 (au moins 10^4 ans). Toutefois, un tel indice n'est pas impossible (voir Uchiyama et al. (2010) pour des détails sur l'émission γ provenant de "nuages comprimés" dans des SNRs).

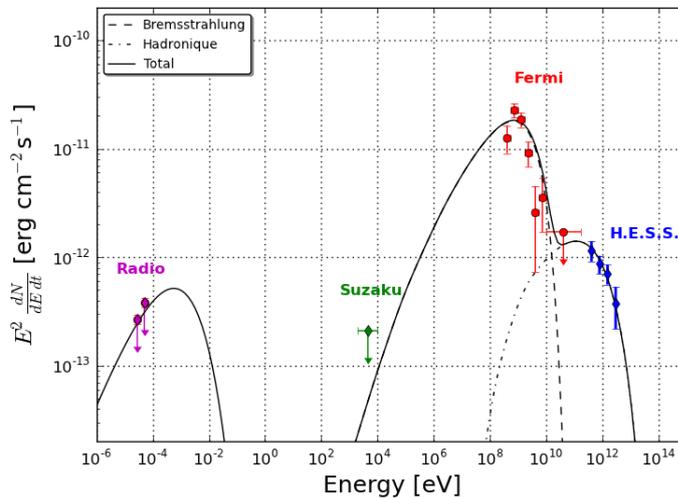


Figure VII.5 - Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745-303 sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Dans le cas étudié, l'émission provenant du processus Bremsstrahlung (respectivement hadronique) est dominant dans la gamme d'énergie observée par le LAT (respectivement H.E.S.S.). Les lignes en tiret et en tiret-pointillé représentent l'émission Bremsstrahlung et l'émission hadronique.

VII.4 Cas 3 : étude du processus hadronique dominant pour les données du LAT et de H.E.S.S.

Le dernier cas étudié pour interpréter les émissions de la région A observées par le LAT et par H.E.S.S. correspond à une émission dominée par le processus hadronique sur l'ensemble de la gamme en énergie du LAT et de H.E.S.S. Ce scénario, expliqué par l'interaction d'un nuage moléculaire avec un reste de supernova, est le plus favorable. En effet, la présence d'un nuage moléculaire et de plusieurs masers OH situés le long de la coquille de SNR G359.1-0.5 sont des indices forts sur l'existence d'une région choquée. Notre étude est similaire à celle menée par la collaboration *Fermi* sur une source d'émission γ étendue dans la direction du reste de supernova W51C (Abdo et al., 2009c). En effet, le SNR G359.1-0.5 est relativement comparable à W51C tant par son âge ($\sim 3 \times 10^4$ années pour W51C) que par sa distance ($\simeq 6$ kpc).

Le modèle spectral choisi pour les électrons et les protons est une loi de puissance brisée d'énergie de coupure E_{break} de la forme :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} * \left(1 + \left(\frac{E}{E_{break}} \right)^2 \right)^{-\Delta\Gamma/2} . \quad (\text{VII.1})$$

Des études antérieures (Abdo et al., 2010d,h, 2013a) ont en effet montré que dans le cas d'une émission de photons γ provenant d'une collision de protons, le spectre des hadrons pouvait être paramétré par une loi de puissance avec une cassure lissée. Les valeurs des paramètres spectraux Γ et $\Delta\Gamma$ sont identiques quel que soit la particule chargée considérée et sont regroupés dans le tableau VII.4.

W_e [erg]	W_p [erg]	n_H [cm^{-3}]	$B(< x)$ [μG]	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{break} (eV)
$9 \cdot 10^{45}$	$1 \cdot 10^{48}$	5000	800	1.5	1.1	$9 \cdot 10^8$

Tableau VII.4 - Paramètres spectraux des électrons et protons lors de l'ajustement d'un spectre d'émission hadronique sur les données des instruments *Fermi*-LAT et H.E.S.S.

Comme montré à la figure VII.6, et malgré des valeurs de paramètres cohérents, il est très difficile d'utiliser une émission hadronique provenant d'une seule population de protons afin d'ajuster le modèle aux données du LAT et de H.E.S.S. Il est en effet très difficile de relier les points de données des émissions *Fermi* et H.E.S.S. car la limite supérieure d'un niveau de confiance de 99% dans les données *Fermi* est contraignante.

Le champ magnétique utilisé dans cette modélisation de l'émission synchrotron étant assez élevé (800 μG) afin d'atteindre les limites supérieures en radio, il est nécessaire de prendre en compte les pertes d'énergie au cours du temps des électrons lors de leur rayonnement par émission synchrotron. Ces pertes étaient négligeables pour les cas 1 et 2 présentés précédemment du fait de la valeur maximum faible du champ magnétique. Pour un âge de 10^4 années et en utilisant l'équation VI.2, l'énergie maximum possédée par les électrons est d'environ de 2×10^9 eV. La prise en compte de cette contrainte sur cette énergie maximum a été effectuée de manière simple dans le cadre de cette thèse : le spectre initial des électrons (équation VII.1) a été multiplié par une coupure exponentielle : $\exp(E/E_{pertes})$. Une méthode qui donne un résultat équivalent consiste à calculer le spectre des électrons par intervalle de temps en prenant en compte les pertes d'énergie (voir Aharonian et al. (1997) pour les détails de ce calcul).

Il faut néanmoins rappeler que $B = 800\mu\text{G}$ est une limite supérieure : il n'est plus nécessaire de prendre en compte ces pertes dues à l'émission synchrotron si le champ magnétique réel est beaucoup plus faible (typiquement de l'ordre de quelques dizaines de μG).

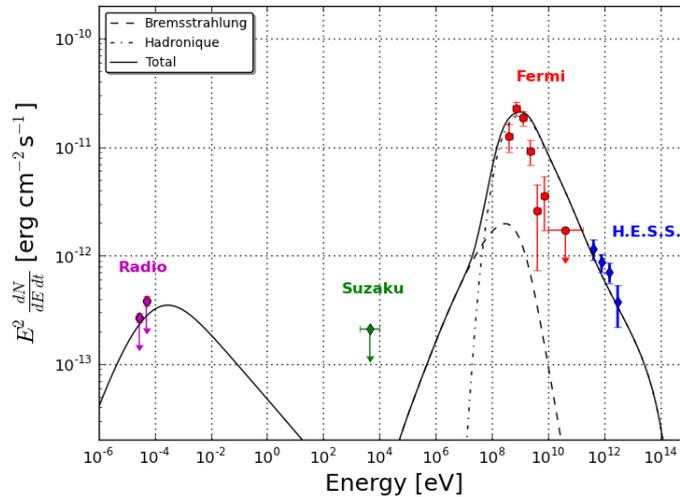


Figure VII.6 - Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745-303 sur l'ensemble du spectre électromagnétique dans le cas où l'émission hadronique domine. Les pertes d'énergie des électrons au cours du temps sont prises en compte dans ce modèle. Les mêmes conventions qu'aux figures VII.3 et VII.5 sont suivies mais, comme pour le cas 2, l'émission due au processus Compton inverse est trop faible et donc non visible sur cette figure.

Alternativement au modèle illustré à la figure VII.6, il pourrait être possible d'utiliser deux populations différentes de protons afin d'expliquer séparément les émissions détectées par les deux instruments. Dans cette hypothèse, la partie au GeV proviendrait de l'interaction du nuage moléculaire avec le SNR, tandis que l'excès observé au TeV pourrait provenir de rayons cosmiques échappés de ce même SNR (Gabici et al., 2009). Si cette hypothèse était correcte, le fait que l'on voit ces deux émissions localisées dans la même région du ciel proviendrait d'un effet de projection sur la ligne de visée. Cette interprétation permettrait fort probablement de supprimer la tension présente entre le modèle et les données du LAT (autour de 10 GeV), mais aucune piste astrophysique ne permet de justifier le fait d'ajouter ces nouveaux degrés de liberté dans le modèle.

VII.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre différentes interprétations possibles de l'émission de la région A de HESS J1745-303 observée par le *Fermi*-LAT, en utilisant des données multi-longueur d'onde de la radio aux rayons γ de très hautes énergies. Aucune pulsation n'ayant été détectée dans les données du LAT, d'autres scénarios ont été étudiés pour tenter d'interpréter le signal observé.

Le cas 1 est purement leptonique : l'hypothèse avancée est que les électrons d'une nébuleuse de pulsar sont suffisamment accélérés pour interagir avec les photons du milieu interstellaire et ainsi produire un rayonnement γ de haute énergie via le processus Compton inverse. Nous avons néanmoins montré qu'il n'est pas envisageable, essentiellement à cause des valeurs non physiques du champ magnétique.

Le deuxième scénario présenté (cas 2) utilise deux populations de particules chargées. Nous avons supposé que les protons se sont échappés en premier et rapidement de SNR G359.1-0.5 et ont interagi avec le nuage moléculaire en émettant le rayonnement γ observé par H.E.S.S. via le processus hadronique. Les électrons n'atteignant pas la même énergie que les protons, l'émission détectée par le LAT pourrait alors provenir de leur émission provenant du processus Bremsstrahlung. Ce cas 2 est convenable si l'on utilise un indice spectral dur (< 2) pour chacun des spectres des particules chargées.

Le dernier scénario, purement hadronique dans la modélisation des émissions vues par *Fermi* et H.E.S.S. (cas 3), ne permet pas d'ajuster correctement le modèle aux flux γ observés. En effet, et malgré le fait que les informations astrophysiques impliquent fort probablement la présence d'un SNR en interaction avec un nuage moléculaire, il y a de fortes tensions autour de 10 GeV entre le modèle et les données.

Nous n'avons donc pas de conclusion définitive, mais cette étude a montré la complexité de la région de la source HESS J1745–303. Les données du LAT ont apporté des indices sur l'origine du signal aux hautes et très hautes énergies et ont montré qu'une population (d'électrons ou de protons) unique pouvait difficilement être un scénario raisonnable. Néanmoins, la détection d'un signal pulsé dans les données du LAT, ou l'estimation d'une limite supérieure sur le flux d'un pulsar qui serait localisé à la position de la source Region A, permettrait bien évidemment de contraindre le scénario pulsar (GeV) – PWN (TeV).

Conclusion

L'expérience *Fermi* a permis une grande avancée dans la compréhension du ciel dans le domaine des rayons γ grâce à près de 5 ans d'observation du ciel au jour de l'écriture de cette thèse. Plus de 1800 sources ont été détectées par le LAT après seulement deux ans de données (Nolan et al., 2012). Même si plus de la moitié de ces sources sont extragalactiques, 575 n'ont pas d'association connue. Des études multi-longueur d'onde précises de ces dernières peuvent permettre de comprendre l'origine de leur émission et de contraindre les modèles d'accélération et d'émission des particules.

Durant cette thèse, une étude complète de la source étendue HESS J1745–303, détectée par le télescope H.E.S.S. en 2006 puis analysée spécifiquement dans un article de 2008, a été traitée : de l'analyse des données du *Fermi*-LAT à l'interprétation physique de son signal. Deux sources non-identifiées du catalogue 2FGL se situent en effet dans la direction de cette source étendue.

Une analyse des données de l'instrument LAT s'effectue à l'aide d'outils développés par la collaboration utilisant la méthode du maximum de vraisemblance : *gtlike* et *PointLike*. Ces outils sont en constante évolution pour permettre l'amélioration de leur utilisation, et j'ai pu prendre part à certains développements afin de mener à bien l'analyse des données de cette région complexe du ciel qu'est HESS J1745–303. Cette source se situe en effet à environ 1° du centre Galactique et à moins de 0.5° du pulsar de la Souris, les deux sources les plus brillantes en rayons γ dans cette région du ciel. De plus, l'émission diffuse Galactique étant intense, la recherche de sources relativement faibles doit être effectuée avec prudence. C'est pourquoi, en plus de l'analyse classique de cette région, une attention toute particulière a été portée à l'étude des erreurs systématiques : celles liées aux fonctions de réponse de l'instrument ainsi qu'à la modélisation de l'émission diffuse Galactique.

Grâce à notre analyse des données du *Fermi*-LAT dans la direction de la source HESS J1745–303, nous avons montré que cette source était également vue dans le domaine de la haute énergie. Trois sources ponctuelles ont pu être différenciées, dont deux en coïncidence spatiale avec une partie de l'émission étendue détectée par H.E.S.S. (Src1 et Region A).

Deux des trois sources (Src1 et Src2) présentent un spectre γ décrit par une loi de puissance simple d'indice spectral dur ($\Gamma > 2$). La troisième source (Region A) se différencie des autres par une coupure dans la partie haute de l'émission observée par le LAT : une étude morphologique a tout d'abord montré qu'elle est très brillante à basse énergie ($E < \sim 3$ GeV) et que son signal disparaît à plus haute énergie, permettant ainsi de distinguer les deux autres sources au-delà de 3 GeV. Une recherche de pulsation dans les données du LAT a été effectuée pour la source Region A, mais elle s'est révélée infructueuse à ce jour.

Ca aurait mérité quelques mots sur la stabilité de l'analyse PASS7 PASS7 Rep, PASS 8?...

Afin de compléter l'analyse des données, l'origine de l'émission de la source Region A a ensuite été étudiée à partir d'un code développé pour modéliser les différents processus radiatifs : les émissions synchrotron, Bremsstrahlung, Compton inverse et le processus hadronique. Plusieurs interprétations possibles de l'émission de la région A de HESS J1745–303 ont ensuite été étudiées en utilisant des données multi-longueur d'onde, de la radio aux rayons γ des très hautes énergies. Aucune pulsation n'ayant été détectée dans les données du LAT (ce qui aurait pu contraindre le scénario pulsar (GeV) – PWN (TeV)), d'autres scénarios ont été étudiés pour tenter d'interpréter le signal observé :

1. cas purement leptonique : l'hypothèse avancée est que les électrons d'une nébuleuse de pulsar sont suffisamment accélérés pour interagir avec les photons du milieu interstellaire et ainsi produire un rayonnement γ de haute énergie via le processus Compton inverse ;
2. cas utilisant deux populations de particules chargées (protons et électrons) : nous avons supposé que les protons se sont échappés en premier et rapidement de SNR G359.1-0.5 et ont interagi avec le nuage moléculaire en émettant le rayonnement γ observé par

H.E.S.S. via le processus hadronique. Les électrons n'atteignant pas la même énergie que les protons, l'émission détectée par le LAT pourrait alors provenir de leur émission Bremsstrahlung ;

3. cas où l'émission hadronique est dominante pour la modélisation des émissions vues par *Fermi* et H.E.S.S.

Chacun de ces trois cas présente des difficultés dans l'interprétation des données. Le premier cas n'est pas envisageable essentiellement à cause des valeurs non physiques du champ magnétique. Le deuxième cas est convenable si l'on utilise un indice spectral dur (< 2) pour chacun des spectres des particules chargées. Le troisième cas ne permet pas d'ajuster correctement le modèle hadronique aux flux γ observés au GeV et au TeV, même si le fait que les informations astrophysiques impliquant fort probablement la présence d'un SNR en interaction avec un nuage moléculaire favorise ce scénario.

Il est donc difficile de conclure sur l'origine de l'émission de la source Region A, mais cette étude a montré la complexité de la région de la source HESS J1745–303. Les données du LAT ont apporté des indices sur l'origine du signal observé aux hautes et très hautes énergies et ont montré qu'une population (d'électrons ou de protons) unique pouvait difficilement être un scénario raisonnable.

La région proche du centre Galactique observée dans le domaine de la haute énergie est encore de nos jours mal comprise de par sa complexité. Le nombre de sources qui pourraient potentiellement émettre en rayons γ est en effet important, cela ajouté à une émission diffuse Galactique intense et inhomogène dans les quelques degrés entourant la source centrale. L'étude de la source HESS J1745–303 sera certainement améliorée avec la mise en ligne des instruments de nouvelle génération, en particulier le réseau de télescope Čerenkov CTA.

Références

Bibliographie

- Abdo, A. A. et al. 2009a. Fermi Large Area Telescope Measurements of the Diffuse Gamma-Ray Emission at Intermediate Galactic Latitudes. *Physical Review Letters*, 103(25) :251101.
- Abdo, A. A. et al. 2009b. Fermi large area telescope observations of the cosmic-ray induced γ -ray emission of the Earth's atmosphere. *Phys. Rev. D*, 80(12) :122004.
- Abdo, A. A. et al. 2009c. Fermi LAT Discovery of Extended Gamma-Ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W51C. *ApJ*, 706 :L1–L6.
- Abdo, A. A. et al. 2009d. Measurement of the Cosmic Ray $e^+ + e^-$ Spectrum from 20GeV to 1TeV with the Fermi Large Area Telescope. *Physical Review Letters*, 102(18) :181101.
- Abdo, A. A. et al. 2010a. Constraints on cosmological dark matter annihilation from the Fermi-LAT isotropic diffuse gamma-ray measurement. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4 :14.
- Abdo, A. A. 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 :927–936.
- Abdo, A. A. et al. 2010c. Fermi Large Area Telescope First Source Catalog. *ApJS*, 188 :405–436.
- Abdo, A. A. et al. 2010d. Fermi Large Area Telescope Observations of PSR J1836+5925. *ApJ*, 712 :1209–1218.
- Abdo, A. A. et al. 2010e. Fermi Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar And Nebula. *ApJ*, 708 :1254–1267.
- Abdo, A. A. et al. 2010f. Fermi Large Area Telescope Observations of the Vela-X Pulsar Wind Nebula. *ApJ*, 713 :146–153.
- Abdo, A. A. et al. 2010g. Fermi-LAT Study of Gamma-ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W49B. *ArXiv e-prints*.
- Abdo, A. A. et al. 2010h. Gamma-Ray Emission from the Shell of Supernova Remnant W44 Revealed by the Fermi LAT. *Science*, 327 :1103–.
- Abdo, A. A. et al. 2010i. Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived from First-Year Fermi Large Area Telescope Data. *Physical Review Letters*, 104(10) :101101.
- Abdo, A. A. et al. 2010j. The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *ApJS*, 187 :460–494.
- Abdo, A. A. et al. 2011. Fermi Large Area Telescope Observations of Two Gamma-Ray Emission Components from the Quiescent Sun. *ApJ*, 734 :116.
- Abdo, A. A. et al. 2013a. Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants. *Science*, 339 :807–811.

- Abdo, A. A. et al. 2013b. The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *ArXiv e-prints*.
- Acero, F., Ballet, J., Decourchelle, A., Lemoine-Goumard, M., Ortega, M., Giacani, E., Dubner, G., and Cassam-Chenaï, G. 2009. A joint spectro-imaging analysis of the XMM-Newton and HESS observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946. *A&A*, 505 :157–167.
- Ackermann, M. et al. 2010. Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV. *Phys. Rev. D*, 82(9) :092004.
- Ackermann, M. et al. 2011. Constraining Dark Matter Models from a Combined Analysis of Milky Way Satellites with the Fermi Large Area Telescope. *Physical Review Letters*, 107(24) :241302.
- Ackermann, M. et al. 2012a. Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium. *ApJ*, 750 :3.
- Ackermann, M. et al. 2012b. The Fermi Large Area Telescope on Orbit : Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration. *ApJS*, 203 :4.
- Aharonian, F. et al. 2006a. 3.9 day orbital modulation in the TeV γ -ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039. *A&A*, 460 :743–749.
- Aharonian, F. et al. 2006b. Observations of the Crab nebula with HESS. *A&A*, 457 :899–915.
- Aharonian, F. et al. 2006c. The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *ApJ*, 636 :777–797.
- Aharonian, F. et al. 2008. Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303. *A&A*, 483 :509–517.
- Aharonian, F. A., Atoyan, A. M., and Kifune, T. 1997. Inverse Compton gamma radiation of faint synchrotron X-ray nebulae around pulsars. *MNRAS*, 291 :162–176.
- Aharonian, F. A., Kelner, S. R., and Prosekin, A. Y. 2010. Angular, spectral, and time distributions of highest energy protons and associated secondary gamma rays and neutrinos propagating through extragalactic magnetic and radiation fields. *Phys. Rev. D*, 82(4) :043002.
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., Althouse, W., Anderson, B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Band, D. L., Barbiellini, G., and et al. 2009. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, 697 :1071–1102.
- Ballet, J. 2008. Butterfly diagrams for power law sources. (Internal notes).
- Bamba, A., Koyama, K., Hiraga, J. S., Hughes, J. P., Kohmura, T., Kokubun, M., Maeda, Y., Matsumoto, H., Senda, A., Takahashi, T., Tsuboi, Y., Yamauchi, S., and Yuasa, T. 2007. Discovery of a Possible X-Ray Counterpart to HESS J1804-216. *PASJ*, 59 :209–214.
- Bamba, A., Yamazaki, R., Kohri, K., Matsumoto, H., Wagner, S., Pühlhofer, G., and Kosack, K. 2009. X-ray Observation of Very High Energy Gamma-Ray Source, HESS J1745-303, with Suzaku. *ApJ*, 691 :1854–1861.
- Bamba, A., Yokogawa, J., Sakano, M., and Koyama, K. 2000. Deep X-Ray Observations of Supernova Remnants G359.1-0.5 and G359.0-0.9 with ASCA. *PASJ*, 52 :259.
- Barlow, R. 1990. Extended maximum likelihood. *Nucl. Instr. and Meth*, **A297** :496–506.
-

- Becherini, Y., Punch, M., and H. E. S. S. Collaboration 2012. Performance of HESS-II in multi-telescope mode with a multi-variate analysis. In Aharonian, F. A., Hofmann, W., and Rieger, F. M., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 741–744.
- Begeman, K. G., Broeils, A. H., and Sanders, R. H. 1991. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *MNRAS*, 249 :523–537.
- Bignami, G. F., Boella, G., Burger, J. J., Taylor, B. G., Keirle, P., Paul, J. A., Mayer-Hasselwander, H. A., Pfeffermann, E., Scarsi, L., and Swanenburg, B. N. 1975. The COS-B experiment for gamma-ray astronomy. *Space Science Instrumentation*, 1 :245–268.
- Bitran, M., Alvarez, H., Bronfman, L., May, J., and Thaddeus, P. 1997. A large scale CO survey of the Galactic center region. *A&AS*, 125 :99–138.
- Blackburn, J. K. 1995. FTOOLS : A FITS Data Processing and Analysis Software Package. In Shaw, R. A., Payne, H. E., and Hayes, J. J. E., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, volume 77 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 367.
- Blumenthal, G. R. and Gould, R. J. 1970. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42 :237–271.
- Boyarsky, A., Malyshev, D., and Ruchayskiy, O. 2011. A comment on the emission from the Galactic Center as seen by the Fermi telescope. *Physics Letters B*, 705 :165–169.
- Bregeon, J., Charles, E., and M. Wood for the Fermi-LAT collaboration 2013. Fermi-LAT data reprocessed with updated calibration constants. *ArXiv e-prints*.
- Breiman, L., Friedman, J., Stone, C. J., and Olshen, R. A. 1984. *Classification and Regression Trees*. Wadsworth International Group, Belmont, CA.
- Camilo, F., Manchester, R. N., Gaensler, B. M., and Lorimer, D. R. 2002. Heartbeat of the Mouse : A Young Radio Pulsar Associated with the Axisymmetric Nebula G359.23-0.82. *ApJ*, 579 :L25–L28.
- Carrigan, S., Brun, F., Chaves, R. C. G., and for the H.E.S.S. collaboration 2013. The H.E.S.S. Galactic Plane Survey - maps, source catalog and source population. *ArXiv e-prints*.
- Casandjian, J.-M., Grenier, I., and for the Fermi Large Area Telescope Collaboration 2009. High Energy Gamma-Ray Emission from the Loop I region. *ArXiv e-prints*.
- Cash, W. 1979. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *ApJ*, 228 :939–974.
- Chernoff, H. 1954. On the Distribution of the Likelihood Ratio. *Ann. Math. Statist.*, 25 :573–578.
- Chernyakova, M., Malyshev, D., Aharonian, F. A., Crocker, R. M., and Jones, D. I. 2011. The High-energy, Arcminute-scale Galactic Center Gamma-ray Source. *ApJ*, 726 :60.
- Chiang, J. 2002. Unbinned maximum likelihood for lat data. (Internal notes).
- Clark, G. W., Garmire, G. P., and Kraushaar, W. L. 1968. Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays. *ApJ*, 153 :L203.
-

- Cordes, J. M. and Lazio, T. J. W. 2002. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Dame, T. M., Hartmann, D., and Thaddeus, P. 2001. The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. *ApJ*, 547 :792–813.
- Day, C. 2008. Very low frequency radio waves drain Earth’s inner radiation belt of satellite-killing electrons. *Physics Today*, 61 :18.
- de Jager, O. C., Raubenheimer, B. C., and Swanepoel, J. W. H. 1989. A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data. *A&A*, 221 :180–190.
- de Palma, F., Brandt, T. J., Johannesson, G., Tibaldo, L., and 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*.
- Dermer, C. D. 2007. The Extragalactic γ Ray Background. In Ritz, S., Michelson, P., and Meegan, C. A., editors, *The First GLAST Symposium*, volume 921 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 122–126.
- Dolan, J. F. and Fazio, G. G. 1965. The Gamma-Ray Spectrum of the Sun. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 3 :319–343.
- Downes, D., Goss, W. M., Schwarz, U. J., and Wouterloot, J. G. A. 1979. Compact radio sources in the galactic center region. *A&AS*, 35 :1–22.
- Eisenhauer, F., Genzel, R., Alexander, T., et al. 2005. SINFONI in the Galactic Center : Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month. *ApJ*, 628 :246–259.
- Evans, R. D. 1955. *The atomic nucleus*. Tata McGraw Hill Publishing Company Limited, Bombay, India.
- Fermi, E. 1949. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75 :1169–1174.
- Fermi-LAT collaboration 2013. High-Energy Gamma-Ray Emission From Solar Flares : Summary of Fermi LAT Detections and Analysis of Two M-Class Flares. *ArXiv e-prints*.
- Fermi-LAT Collaboration 2013. The First Fermi LAT Gamma-Ray Burst Catalog. *ArXiv e-prints*.
- Fermi-LAT Collaboration in prep. Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission Toward the Galactic Centre.
- Fichtel, C. E., Hartman, R. C., Kniffen, D. A., et al. 1975. High-energy gamma-ray results from the second small astronomy satellite. *ApJ*, 198 :163–182.
- Fichtel, C. E., Simpson, G. A., and Thompson, D. J. 1978. Diffuse gamma radiation. *ApJ*, 222 :833–849.
- Finkbeiner, D. P. 2004. Microwave Interstellar Medium Emission Observed by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. *ApJ*, 614 :186–193.
- Funk, S. 2012. The status of gamma-ray astronomy. *ArXiv e-prints*.
- Gabici, S., Aharonian, F. A., and Casanova, S. 2009. Broad-band non-thermal emission from molecular clouds illuminated by cosmic rays from nearby supernova remnants. *MNRAS*, 396 :1629–1639.
-

- Gaensler, B. M., van der Swaluw, E., Camilo, F., et al. 2004. The Mouse that Soared : High-Resolution X-Ray Imaging of the Pulsar-powered Bow Shock G359.23-0.82. *ApJ*, 616 :383–402.
- Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I. 1965. Cosmic Magnetobremstrahlung (synchrotron Radiation). *ARA&A*, 3 :297.
- Granato, F. 2010. http://www.eso.org/public/images/atm_opacity/.
- Gray, A. D. 1994. The Most Galactic Center Survey - Part Two - New Results on Published Supernova Remnants and G :2.4+1.4. *MNRAS*, 270 :835.
- Green, D. A. 2009. A revised Galactic supernova remnant catalogue. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37 :45–61.
- Grondin, M.-H. 2010. *Premières détections de nébuleuses avec le Fermi-Large Area Telescope et étude de leurs pulsars*. PhD thesis, Université Bordeaux 1.
- Hales, C. A., Gaensler, B. M., Chatterjee, S., van der Swaluw, E., and Camilo, F. 2009. A Proper Motion for the Pulsar Wind Nebula G359.23-0.82, the "Mouse," Associated with the Energetic Radio Pulsar J1747-2958. *ApJ*, 706 :1316–1322.
- Han, J. L., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Qiao, G. J., and van Straten, W. 2006. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 642 :868–881.
- Hanlon, W. F. 2008. <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- Hanlon, W. F. 2008. *The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays measured by the High Resolution Fly's Eye observatory in stereoscopic mode*. PhD thesis, The University of Utah.
- Hartman, R. C. et al. 1999. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *ApJS*, 123 :79–202.
- Hayakawa, T., Torii, K., Enokiya, R., Amano, T., and Fukui, Y. 2012. Molecular and Atomic Gas toward HESS J1745-303 in the Galactic Center : Further Support for the Hadronic Scenario. *PASJ*, 64 :8.
- Hermsen, W., Bloemen, J. B. G. M., Bennett, K., et al. 1981. Further COS-B evidence for gamma-ray emission from 3C273. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 230–233.
- Hewitt, J. W., Yusef-Zadeh, F., and Wardle, M. 2008. A Survey of Hydroxyl toward Supernova Remnants : Evidence for Extended 1720 MHz Maser Emission. *ApJ*, 683 :189–206.
- Hinton, J. A. 2004. The status of the HESS project. *New A Rev.*, 48 :331–337.
- Hooper, D. and Goodenough, L. 2011. Dark matter annihilation in the Galactic Center as seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope. *Physics Letters B*, 697 :412–428.
- Huang, C. Y. 2005. Gamma Rays as Probe of Primary Hadronic Cosmic Rays. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, page 73.
-

- Huang, C.-Y., Park, S.-E., Pohl, M., and Daniels, C. D. 2007. Gamma-rays produced in cosmic-ray interactions and the TeV-band spectrum of RX J1713.7-3946. *Astroparticle Physics*, 27 :429–439.
- Huang, C.-Y. and Pohl, M. 2008. Production of neutrinos and secondary electrons in cosmic sources. *Astroparticle Physics*, 29 :282–289.
- Hunter, S. D., Bertsch, D. L., Catelli, J. R., et al. 1997. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane. *ApJ*, 481 :205.
- in't Zand, J. J. M., Jonker, P. G., and Markwardt, C. B. 2007. Six new candidate ultracompact X-ray binaries. *A&A*, 465 :953–963.
- Johannesson, G., Orlando, E., and for the Fermi-LAT collaboration 2013. Accounting for the Sun and the Moon in Fermi-LAT Analysis. *ArXiv e-prints*.
- Johnston, S., Walker, M. A., van Kerkwijk, M. H., Lyne, A. G., and D'Amico, N. 1995. A 1500-MHz survey for pulsars near the Galactic Centre. *MNRAS*, 274 :L43–L45.
- Kamae, T., Abe, T., and Koi, T. 2005. Diffractive Interaction and Scaling Violation in $pp \rightarrow \pi^0$ Interaction and GeV Excess in Galactic Diffuse Gamma-Ray Spectrum of EGRET. *ApJ*, 620 :244–256.
- Kamae, T., Karlsson, N., Mizuno, T., Abe, T., and Koi, T. 2006. Parameterization of γ , $e^{+/-}$, and Neutrino Spectra Produced by p-p Interaction in Astronomical Environments. *ApJ*, 647 :692–708.
- Kerr, M. 2010. *Likelihood methods for the detection and characterization of gamma-ray pulsars with the Fermi large area telescope*. PhD thesis, University of Washington.
- Koch, H. W. and Motz, J. W. 1959. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Reviews of Modern Physics*, 31 :920–955.
- Kraushaar, W. L., Clark, G. W., Garmire, G. P., Borke, R., Higbie, P., Leong, V., and Thorsos, T. 1972. High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite. *ApJ*, 177 :341.
- Lande, J., Ackermann, M., Allafort, A., Ballet, J., Bechtol, K., Burnett, T. H., Cohen-Tanugi, J., Drlica-Wagner, A., Funk, S., Giordano, F., Grondin, M.-H., Kerr, M., and Lemoine-Goumard, M. 2012. Search for Spatially Extended Fermi Large Area Telescope Sources Using Two Years of Data. *ApJ*, 756 :5.
- LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., and Hyman, S. D. 2000. A Wide-Field 90 Centimeter VLA Image of the Galactic Center Region. *AJ*, 119 :207–240.
- Longair, M. S. 1981. *High energy astrophysics*.
- Longair, M. S. 2011. *High Energy Astrophysics*.
- Lorimer, D. R. and Kramer, M. 2012. *Handbook of Pulsar Astronomy*.
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., and Hobbs, M. 2005. ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005). *VizieR Online Data Catalog*, 7245 :0.
-

- 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 :17–35.
- Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1996. The Likelihood Analysis of EGRET Data. *ApJ*, 461 :396.
- Mayer-Hasselwander, H. A., Kanbach, G., Bennett, K., et al. 1982. Large-scale distribution of galactic gamma radiation observed by COS-B. *A&A*, 105 :164–175.
- Meegan, C. et al. 2009. The Fermi Gamma-ray Burst Monitor. *ApJ*, 702 :791–804.
- Mori, M. 2009. Nuclear enhancement factor in calculation of Galactic diffuse gamma-rays : A new estimate with DPMJET-3. *Astroparticle Physics*, 31 :341–343.
- Narayan, R., Paczynski, B., and Piran, T. 1992. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. *ApJ*, 395 :L83–L86.
- Nolan, P. L. et al. 2012. Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog. *ApJS*, 199 :31.
- Peterson, L. E. and Winckler, J. R. 1959. Gamma-Ray Burst from a Solar Flare. *J. Geophys. Res.*, 64 :697–707.
- Petruk, O. 2009. Approximation of the radiation power of electrons due to the inverse-Compton process in the black-body photon field. *A&A*, 499 :643–648.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., and et al. 2013. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*.
- Pletsch, H. J., Guillemot, L., Allen, B., Kramer, M., et al. 2012a. Discovery of Nine Gamma-Ray Pulsars in Fermi Large Area Telescope Data Using a New Blind Search Method. *ApJ*, 744 :105.
- Pletsch, H. J., Guillemot, L., Fehrmann, H., et al. 2012b. Binary Millisecond Pulsar Discovery via Gamma-Ray Pulsations. *Science*, 338 :1314–.
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., and Strong, A. W. 2006. Inverse Compton Emission from Galactic Supernova Remnants : Effect of the Interstellar Radiation Field. *ApJ*, 648 :L29–L32.
- Reich, W., Fuerst, E., Reich, P., and Reif, K. 1990. A radio continuum survey of the Galactic Plane at 11 CM wavelength. II - The area $L = 358-76$ deg, $B = -5$ to 5 deg. III. *A&AS*, 85 :633–690.
- Roy, S. and Bhatnagar, S. 2006. Confirmation of New Supernova Remnants near the Galactic Centre. *Journal of Physics Conference Series*, 54 :152–155.
- Rubin, V. C. and Ford, Jr., W. K. 1970. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ*, 159 :379.
- Seward, F. D., Tucker, W. H., and Fesen, R. A. 2006. Faint X-Ray Structure in the Crab Pulsar Wind Nebula. *ApJ*, 652 :1277–1287.
- Sjöstrand, T., Mrenna, S., and Skands, P. 2006. PYTHIA 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, 5 :26.
-

- Skinner, G. K., Foster, A. J., Willmore, A. P., and Eyles, C. J. 1990. Localization of one of the Galactic Centre X-ray burst sources. *MNRAS*, 243 :72–77.
- Snowden, S. L. 1990. ROSAT guest observer facility : South Atlantic Anomaly. http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc_saad.html.
- Sofue, Y. 2000. Bipolar Hypershell Galactic Center Starburst Model : Further Evidence from ROSAT Data and New Radio and X-Ray Simulations. *ApJ*, 540 :224–235.
- Sofue, Y., Hirabayashi, H., Akabane, K., Inoue, M., Handa, T., and Nakai, N. 1984. A 10-GHz radio continuum survey of the galactic plane region. I - A complex region at L = 21-26 deg. *PASJ*, 36 :287–295.
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., and Yahil, A. 1987. Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds. *ApJ*, 319 :730–741.
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., et al. 1998. EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission. *ApJ*, 494 :523.
- Strong, A. W., Bouchet, L., Diehl, R., Mandrou, P., Schönfelder, V., and Teegarden, B. J. 2003. Diffuse continuum emission from the inner Galaxy : First results from INTEGRAL/SPI. *A&A*, 411 :L447–L450.
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., and Reimer, O. 2000. Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy. *ApJ*, 537 :763–784.
- Sturmer, S. J., Skibo, J. G., Dermer, C. D., and Mattox, J. R. 1997. Temporal Evolution of Nonthermal Spectra from Supernova Remnants. *ApJ*, 490 :619.
- Su, M., Slatyer, T. R., and Finkbeiner, D. P. 2010. Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind ? *ApJ*, 724 :1044–1082.
- Swanenburg, B. N., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1981. Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources. *ApJ*, 243 :L69–L73.
- Taillet, R., Villain, L., and Fevre, P. 2013. *Dictionnaire de physique*. De Boeck, 3ème edition.
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Morris, D. J., and Mukherjee, R. 1997. Energetic gamma ray experiment telescope high-energy gamma ray observations of the Moon and quiet Sun. *J. Geophys. Res.*, 102 :14735–14740.
- Thompson, D. J., Simpson, G. A., and Ozel, M. E. 1981. SAS 2 observations of the earth albedo gamma radiation above 35 MeV. *J. Geophys. Res.*, 86 :1265–1270.
- Torii, K., Kudo, N., Fujishita, M., Kawase, T., et al. 2010. A Detailed Observational Study of Molecular Loops 1 and 2 in the Galactic Center. *PASJ*, 62 :1307–1332.
- Torres, D. F., Romero, G. E., Combi, J. A., Benaglia, P., Andernach, H., and Punsly, B. 2001. Variability of gamma-ray sources (Torres+, 2001). *VizieR Online Data Catalog*, 337 :468.
- Turman, B. N. 1977. Detection of lightning superbolts. *Journal of Geophysical Research*, 82(18) :2566–2568.
- Uchida, K., Morris, M., and Yusef-Zadeh, F. 1992a. An H I absorption line study of the non-thermal shell near the Galactic center, G359.1-0.5 and several nearby unusual radio features. *AJ*, 104 :1533–1538.
-

- Uchida, K. I., Morris, M., Bally, J., Pound, M., and Yusef-Zadeh, F. 1992b. A dense molecular ring surrounding the nonthermal Galactic center radio shell G359.1 - 0.5. *ApJ*, 398 :128–138.
- Uchiyama, Y., Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H., and Tanaka, T. 2010. Gamma-ray Emission from Crushed Clouds in Supernova Remnants. *ApJ*, 723 :L122–L126.
- Vasileiou, V., Jacholkowska, A., Piron, F., et al. 2013. Constraints on Lorentz invariance violation from Fermi-Large Area Telescope observations of gamma-ray bursts. *Phys. Rev. D*, 87(12) :122001.
- Watters, K. P., Romani, R. W., Weltevrede, P., and Johnston, S. 2009. An Atlas for Interpreting γ -Ray Pulsar Light Curves. *ApJ*, 695 :1289–1301.
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *ApJ*, 342 :379–395.
- Wilks, S. 1938. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *Ann. Math. Stat.*, 9 :60–62.
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., and Penzias, A. A. 1970. Carbon Monoxide in the Orion Nebula. *ApJ*, 161 :L43.
- Yamazaki, R., Kohri, K., Bamba, A., Yoshida, T., Tsuribe, T., and Takahara, F. 2006. TeV γ -rays from old supernova remnants. *MNRAS*, 371 :1975–1982.
- Yusef-Zadeh, F., Arendt, R. G., Heinke, C. O., et al. 2007. Masers as probes of massive star formation in the nuclear disk. In Chapman, J. M. and Baan, W. A., editors, *IAU Symposium*, volume 242 of *IAU Symposium*, pages 366–373.
- Yusef-Zadeh, F. and Bally, J. 1987. A non-thermal axially symmetric radio wake towards the Galactic centre. *Nature*, 330 :455–458.
- Yusef-Zadeh, F., Uchida, K. I., and Roberts, D. 1995. Shock-Excited OH Maser Emission Outlining the Galactic Center Supernova Remnant G359.1-0.05. *Science*, 270 :1801–1804.
- Zwicky, F. 1937. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ*, 86 :217.
- Zwicky, F. 1951. The Coma Cluster of Galaxies. *PASP*, 63 :61.
-

Liste des figures

I.1	Dépendance de l'absorption de la lumière par l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.	6
I.2	Nombre de sources détectées en fonction du temps.	7
I.3	Carte de significativité du plan Galactique observé par H.E.S.S..	9
I.4	Carte du ciel des trois premières années de prise de données du <i>Fermi</i> -LAT. . .	10
I.5	Spectre en énergie des rayons cosmiques.	11
I.6	Étalement de la pulsation provoquée par la diffusion du signal du pulsar.	13
I.7	Image en rayons X du pulsar du Crabe entouré de sa nébuleuse vu par Chandra. . .	14
I.8	Image radio de la région de RX J1713.7–3946.	15
I.9	Éruption solaire détectée par le LAT le 7 mars 2012.	16
I.10	Carte du modèle de l'émission diffuse Galactique.	20
I.11	Distribution spectrale en énergie des émissions provenant de la région du centre Galactique.	21
I.12	Cartes du ciel illustrant les Bulles de <i>Fermi</i>	22
I.13	Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503.	23
II.1	Profils en longitude et en latitude du nombre de sources du catalogue 2FGL. . .	26
II.2	Carte en coups des données du <i>Fermi</i> -LAT entre 100 MeV et 100 GeV.	26
II.3	Carte radio du centre Galactique et de la région de HESS J1745–303.	27
II.4	Carte d'excès H.E.S.S. pour la région de HESS J1745–303.	28
II.5	Distribution spectrale en énergie de HESS J1745–303 (EGRET et H.E.S.S.). . .	29
II.6	Carte radio de la Souris.	31
II.7	Courbes de lumière de PSR J1747–2958.	33
II.8	Distribution spectrale en énergie de PSR J1747–2958.	34
II.9	Carte des coups de <i>XMM-Newton</i> pour une partie de HESS J1745–303.	35
II.10	Champs de photons pour différentes distances sur la ligne de visée en direction de SNR G359.1–0.5.	37
II.11	Carte d'émission CO dans la ligne de visée de HESS J1745–303.	38
II.12	Masse de nuages moléculaires en fonction de l'intensité de la raie du ^{12}CO	38
II.13	Carte radio de la région de HESS J1745–303	40
III.1	Image de l'observatoire <i>Fermi</i>	44
III.2	Trajectoire de <i>Fermi</i>	45
III.3	Carte de l'anomalie sud-Atlantique	45
III.4	Importance relative des trois types dominants d'interactions des photons de hautes énergies.	46
III.5	Vue schématique du LAT	47
III.6	Schéma de principe du trajectographe du LAT	48
III.7	Calorimètre du LAT	49
III.8	Champ de vue du LAT	53
III.9	Fonctions de réponse du LAT pour P7SOURCE_V6	54

III.10	Cartes de sensibilité du LAT	55
III.11	Sensibilité du LAT	55
IV.1	Image schématisant les cartes de données FT1 et de coups <i>CCUBE</i>	67
IV.2	Cartes des résidus en coups de la région du centre Galactique.	68
IV.3	Histogramme de la valeur des pixels de la région de taille $3^\circ \times 3^\circ$ centrée sur la source 2FGL J1745.6-2858.	69
IV.4	Évolution de la surface effective en fonction de l'énergie.	74
IV.5	Évolution avec l'énergie de la fonction $b(E)$ pour différents paramètres spectraux.	74
IV.6	Schéma des anneaux Galactocentriques utilisés dans la production de 8 modèles de l'émission diffuse Galactique.	76
IV.7	Cartes des modèles des composantes de l'émission diffuse Galactique.	78
IV.8	Ajustement des modèles spectraux des quatre lots des composantes de l'émission diffuse dédiée au centre Galactique.	79
V.1	Cartes des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT, Src1 et Src2 étant exclues du modèle	83
V.2	Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vu par le LAT, Src1 et Src2 étant incluses dans le modèle	85
V.3	Distributions spectrales en énergie des sources Region A, Src1 et Src2.	88
V.4	Variation du TS de Region A en fonction des paramètres d'extension.	89
V.5	Densité de flux radio à 1.4 GHz en fonction de la distance du pulsar.	90
V.6	Variation du TS de 2FGL J1745.6–2958 en fonction du paramètre d'extension.	95
V.7	Courbe de lumière de PSR J1747–2958 obtenue avec les données du LAT.	96
V.8	Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT ($E > 300$ MeV, données OFF-pulse).	97
V.9	Distributions spectrales en énergie de la source PSRbis (données OFF-pulse).	98
V.10	Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT ($E > 300$ MeV, données OFF-pulse) avec PSRbis.	99
V.11	Cartes des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour les données Pass 7 et Pass 7 reprocessées ($E > 3$ GeV).	100
V.12	Soustraction de la carte des données Pass 7 à celle des données P7REP.	101
V.13	Étude (énergies et positions) des 27 événements P7REP reconstruits hors du pixel centré sur la position de Src2.	101
V.14	Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour les données reprocessées ($E > 1$ GeV).	102
V.15	Distribution spectrale en énergie de Region A (données P7REP et Pass 7).	103
V.16	Carte des résidu en coups de la région de HESS J1745–303 vue par le LAT pour les données reprocessées ($E > 300$ MeV).	103
VI.1	Valeurs des facteurs ϕ_1 et ϕ_2 du calcul du Bremsstrahlung (Blumenthal and Gould, 1970)	112
VI.2	Fonctions ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_u de l'émission Bremsstrahlung	113
VI.3	Comparaison des fonctions de distribution du photon diffusé par émission IC	115
VI.4	Gerbe hadronique.	118
VI.5	Sections efficaces proton-proton en fonction de la quantité de mouvement du proton.	119
VI.6	Sections efficaces proton-proton en fonction de l'énergie du photon.	120
VI.7	Modélisations du spectre d'émission de W51C.	122

VII.1	Carte des résidus en coups de la région de HESS J1745–303 vu par le LAT, Src1 et Src2 incluses dans le modèle et Region A soustraite.	125
VII.2	Diagramme montrant la proportion des différentes populations de sources détectées par l'expérience H.E.S.S. dans le plan Galactique.	126
VII.3	Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où le processus Compton inverse est dominant.	128
VII.4	Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où le processus Compton inverse est dominant, en prenant en compte ses composantes CMB, IR et optiques.	129
VII.5	Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où les processus Bremsstrahlung et hadronique sont dominants.	130
VII.6	Distribution spectrale en énergie de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où le processus hadronique est dominant.	132

Liste des tableaux

II.1	Flux intégrés de H.E.S.S. pour HESS J1745–303.	28
II.2	Caractéristiques de la source 3EG J1744–3011.	29
II.3	Caractéristiques des sources 2FGL J1743.9–3039c et 2FGL J1745.5–3028c. . . .	30
II.4	Estimations de la distance de PSR J1747–2958.	31
II.5	Paramètres du <i>Fermi</i> -LAT de PSR J1747–2958.	32
II.6	Données principales pour SNR G359.1–0.5, SNR G359.0–0.9, SNR G358.5–0.9. .	36
II.7	Noms et positions des masers OH détectés sur la coquille de SNR G159.1–0.5. .	39
III.1	Comparaison des performances du LAT et de EGRET.	52
IV.1	Résumé des options possibles pour un modèle de source au format XML.	65
IV.2	Erreurs sur la surface effective en fonction de l'énergie (Pass 6 et Pass 7)	73
IV.3	Normalisations des composantes du modèle de l'émission diffuse Galactique dédié à la région du centre Galactique.	77
V.1	Caractéristiques spatiales et spectrales de Region A.	86
V.2	Caractéristiques spatiales et spectrales des sources Src1 et Src2.	87
V.3	Valeurs des normalisations des composantes de chacun des 8 modèles d'émission diffuse Galactique	91
V.4	Résultats de l'étude des erreurs systématiques utilisant 8 modèles alternatifs de l'émission diffuse Galactique.	93
V.5	Résultats de l'étude des erreurs systématiques à partir de la variation de l'émission diffuse Galactique et de l'étude des IRFs modifiées.	94
V.6	Paramètres spectraux des sources 2FGL J1745.6–2958 et 2FGL J1747.1–3000. . .	94
V.7	Caractéristiques spatiales et spectrales de la source PSRbis (données OFF-pulse). .	98
V.8	Caractéristiques spatiales et spectrales de Region A (données reprocessées). . . .	102
VI.1	Paramètres pour chaque modèle étudié dans le cas du SNR W51C.	121
VII.1	Résultats des paramètres spectraux de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où le processus Compton inverse est dominant.	127
VII.2	Valeurs des températures et densités de photons des composantes du processus Compton inverse.	128
VII.3	Résultats des paramètres spectraux de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où les processus Bremsstrahlung et hadronique sont dominants.	130
VII.4	Résultats des paramètres spectraux de la source A de HESS J1745–303 dans le cas où le processus hadronique est dominant pour les émissions observées par <i>Fermi</i> et par H.E.S.S.	131

Acronymes et abréviations

La liste ci-dessous regroupe les acronymes et abréviations fréquemment utilisées dans ce manuscrit :

ACD	<i>AntiCoincidence Detector</i> , détecteur anti-coïncidence
AGN	<i>Active Galactic Nucleus</i> , Noyaux Actifs de Galaxie
ARR	<i>Autonomous Repoint Request</i>
CMB	<i>Cosmic Microwave Background</i> , fond diffus cosmologique
FGST	<i>Fermi Gamma-ray Space Telescope</i>
FITS	<i>Flexible Image Transport System</i>
GBM	<i>Gamma-ray Burst Monitor</i>
GCN	<i>Gamma-ray bursts Coordinates Network</i>
GLAST	<i>Gamma-ray Large Area Space Telescope</i>
GRB	<i>Gamma-Ray Burst</i> , sursauts gamma
GTI	<i>Good Time Interval</i>
HWHM	<i>Half Width at Half-Maximum</i> , demi-largeur à mi-hauteur
IC	<i>Inverse Compton</i> , processus Compton inverse
IRF	<i>Instrument Response Function</i> , fonction de réponse instrumentale
LAT	<i>Large Area Telescope</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i> , fonction d'étalement
PSR	Pulsar
PWN	<i>Pulsar Wind Nebula</i> , nébuleuse de vent de pulsar
ROI	<i>Region Of Interest</i> , région d'intérêt
SAA	<i>South Atlantic Anomaly</i>
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i> , distribution spectrale en énergie
SNR	<i>SuperNova Remnant</i> , vestige de supernova
SR	<i>Source Region</i> , région source
TKR	<i>tracker</i> , trajectographe
ToO	<i>Target of Opportunity</i>

Résumé :

Le LAT est l'instrument principal du satellite *Fermi* et permet d'étudier le ciel en rayons γ de 20 MeV à plus de 300 GeV. Sa sensibilité accrue a permis l'augmentation du nombre de sources détectées dans le domaine des hautes énergies. Une partie importante de celles-ci n'a pas de contrepartie connue et une étude multi-longueur d'onde est nécessaire afin de comprendre l'origine du signal observé.

Dans un premier temps, cette thèse présente l'étude morphologique et spectrale détaillée de la source non-identifiée HESS J1745–303, qui a été découverte dans le domaine γ par l'expérience H.E.S.S. en 2006 puis analysée spécifiquement dans un article de 2008, à l'aide des données du LAT. Deux sources ponctuelles situées à une localisation proche de HESS J1745–303 sont présentes dans le catalogue à deux ans de données de *Fermi* (2FGL) mais une analyse dédiée de cette région est néanmoins nécessaire vu sa complexité. Elle est en effet localisée à $\sim 1^\circ$ du Centre Galactique et à moins de 0.5° du pulsar de la Souris, les deux sources les plus brillantes en γ dans cette région.

Les différents processus d'émission de photons sont présentés dans un second temps. Leurs simulations permettent d'effectuer une étude approfondie de l'origine de l'émission détectée aux hautes et très hautes énergies par le LAT et par H.E.S.S. L'émission de cette source reste en effet encore énigmatique de nos jours et une étude multi-longueur d'onde est effectuée afin de contraindre les modèles d'émission.

Mots-clés : Astronomie γ de haute énergie, Fermi, Large Area Telescope (LAT), HESS J1745–303, Centre Galactique, modélisations spectrales.

Abstract :

The LAT is the main instrument onboard the *Fermi* space telescope and performs unprecedented observations of the γ -ray sky between 20 MeV and more than 300 GeV. The number of γ -ray sources detected has grown thanks to its high sensibility. A large part of these sources has no known counterpart and a multi-wavelength study is needed in order to understand the origin of the observed signal.

This thesis presents a morphological and spectral detailed study of the unidentified source HESS J1745–303, which was discovered in γ -rays in 2006 with the H.E.S.S. experiment, using the *Fermi*-LAT data. Two point-like sources, located near HESS J1745–303, are included in the *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog* (2FGL) but, due to the complexity of this region, a dedicated study of the LAT data is however needed. Indeed, its location is $\sim 1^\circ$ away from the Galactic Center source and less than 0.5° from the Mouse pulsar, the two brightest γ -ray sources in this region.

The astrophysical emission processes are then detailed. We develop an extensive code which allowed us to study the origin of the HE (High Energy) and VHE (Very-High Energy) γ -ray emissions detected by the LAT and H.E.S.S. The emission of this source is indeed still enigmatic and we perform a mutli-wavelength study to try to constrain the emission modeling.

Keywords : γ -ray astronomy, Fermi, Large Area Telescope (LAT), HESS J1745–303, Galactic Center, spectral modeling.