



Nébuleuses de pulsars : sondage profond de la Galaxie au TeV et études multi-longueurs d'onde.

Vincent Marandon

► To cite this version:

Vincent Marandon. Nébuleuses de pulsars : sondage profond de la Galaxie au TeV et études multi-longueurs d'onde.. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Observatoire de Paris, 2010. Français. NNT : . tel-01251247

HAL Id: tel-01251247

<https://theses.hal.science/tel-01251247>

Submitted on 5 Jan 2016

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

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

École Doctorale
Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France

Thèse de Doctorat

Présentée par

Vincent MARANDON

pour obtenir le grade de docteur de
l'Observatoire de Paris en Astronomie & Astrophysique

Nébuleuses de pulsars : sondage
profond de la Galaxie au TeV et
études multi-longueurs d'onde.

Thèse dirigée par Arache DJANNATI-ATAÏ & Régis TERRIER

Soutenue publiquement le 14 décembre 2010

Jury :

<i>Président :</i>	Christophe SAUTY	- Observatoire de Paris
<i>Rapporteurs :</i>	David SMITH	- CENBG
	Jürgen KNÖDLSEDER	- CCSR
<i>Directeur :</i>	Arache DJANNATI-ATAÏ	- APC
<i>Examineurs :</i>	Yves GALLANT	- LUPM
	Hélène SOL	- Observatoire de Paris
	Eric GOTTHELF	- Columbia Astrophysics Laboratory



Résumé

Cette thèse est dédiée à l'étude des sources gamma de très haute énergie découvertes grâce aux télescopes H.E.S.S. dans le domaine du TeV. L'observatoire H.E.S.S. a en effet révélé, suite à un relevé du plan de la Galaxie depuis 6 ans, un ciel gamma très riche. D'abord, nous avons vérifié que l'évolution des performances des télescopes depuis sa mise en exploitation était bien comprise et maîtrisée. L'étude des caractéristiques au TeV, mais aussi à d'autres longueurs d'onde, notamment en rayons X, des sources de type nébuleuse de pulsar constitue la partie centrale des travaux présentés ici. Pour les sources dont la nature restait encore inconnue ou sujette à questions, nous avons cherché des contreparties parmi les pulsars connus, ou alors mené une analyse spectrale et morphologique, ce qui a permis d'en identifier bon nombre en tant que nébuleuses, sauf une, pour laquelle ce scénario est mis en difficulté grâce aux observations profondes en X ; elle pourrait ainsi constituer une nouvelle classe de sources gamma. Les nébuleuses de pulsar, constituent néanmoins, et ces travaux y auront contribué, de loin la population majoritaire des sources au TeV dans la Galaxie. Nous les examinons en tant que telle, en formant un catalogue, et montrons que la limitation par la sensibilité de l'horizon des observations au TeV interdit de considérer celui-ci comme complet. Enfin, la recherche de relations entre les divers observables au TeV, et en X, des nébuleuses et les paramètres du pulsar, tout en procurant d'un outil de prédiction, confirme l'aspect relique d'une bonne partie des sources du fait de la non-dépendance de la luminosité gamma à l'âge ou à la puissance du pulsar.

Mots clés : Astrophysique gamma de très haute énergie, H.E.S.S., relevé du plan Galactique, pulsars, nébuleuse de pulsars, sources non-identifiées, observations multi-longueurs d'onde, étude de population.

Abstract

This thesis is dedicated to the study of Very High Energy gamma-ray sources discovered thanks to the H.E.S.S. telescopes. The H.E.S.S. observatory has indeed revealed, through a systematic survey of the galactic plane since 6 years, a very rich gamma-ray sky. First, we verified that the evolution of the telescope performance since the start of operations was well understood. The study of TeV characteristics, but also at other wavelengths, including X-rays, of pulsar wind nebulae is the central part of the work presented here. For sources whose nature remained unknown or subject to question, we searched for counterparts among the known pulsars, or made a spectral and morphological analysis, which helped to identify many as nebulae, except one for which we have shown that this scenario is rather uncomfortable through profound observations in X-rays. This source could thus constitute a new class of gamma-ray sources. Pulsar wind nebulae, are nevertheless, and this work will have contributed to this, by far the majority of the TeV sources in the Galaxy. We study them as such, by forming a catalogue, and then show that the sensitivity limitation of the TeV horizon forbids to consider it as complete. Finally, the search for relationships between the various observables at TeV gamma-rays and X-rays of the nebulae, and parameters of the pulsar, while providing a predictive tool, confirms the relic nature of many sources because of non-dependence of the gamma-ray luminosity on age or on the pulsar power.

Keywords : Very high energy gamma-ray astrophysics, H.E.S.S., Galactic plane survey, pulsars, pulsar wind nebulae, unidentified sources, multi-wavelength observations, population study.

Remerciements

Ici commence un exercice difficile. En effet, il convient de remercier comme il se doit, toutes les personnes qui ont permis l'aboutissement de cette thèse, que ce soit pendant ces trois dernières années, mais aussi les précédentes. Je ne saurais malheureusement être exhaustif tant la liste serait longue. Je m'excuse donc par avance si vous ne vous retrouvez pas dans la suite, et que vous vous sentiez floués. Je tiens, d'une manière générale à vous remercier, vous avez tous été importants à mes yeux.

Je tiens tout d'abord à remercier Arache Djannati-ataï et Régis Terrier pour avoir accepté de prendre en charge la direction de cette thèse. J'ai particulièrement apprécié leur soutien, leur disponibilité, leur vaste connaissance du domaine, ainsi que les nombreuses discussions sur et en dehors de la Physique. J'ai aussi apprécié la patience dont ils ont fait montre dans la relecture de ce manuscrit, ce qui a permis d'améliorer grandement sa clarté et le niveau de français. Merci pour ces trois années passées à vos côtés qui m'ont énormément apporté.

Je tiens à remercier aussi Christophe Sauty, David Smith, Jürgen Knödseder, Yves Gallant, Eric Gotthelf et Hélène Sol pour avoir constitué mon jury de thèse. Et plus particulièrement à Jürgen et David pour avoir accepté d'en être les rapporteurs, et d'avoir effectué un travail remarquable de relecture malgré un certain retard dans la rédaction. Je remercie aussi Eric pour avoir fait le déplacement depuis New-York afin d'assister à ma soutenance. A son contact, j'ai beaucoup appris sur le domaine des rayons X.

Je veux aussi remercier les membres du groupe H.E.S.S. à l'APC, Santiago Pita, Michael Punch, Yvonne Becherini Anne Lemièrre, Emma de Oña Wilhelmi, Pierre et Marie-Geneviève Espigat, qui m'ont encouragé et soutenu. Mais aussi à Lucie Gérard, qui a effectué sa thèse en même temps que moi et avec laquelle j'ai pu partager les différents problèmes inhérents au parcours du thésard. A tous, je vous dois beaucoup.

Je remercie Matthieu Renaud, dont j'ai beaucoup apprécié la bonne humeur et l'enthousiasme débordant, pendant toute l'année qu'il a effectué au sein du laboratoire. Je le remercie de m'avoir impliqué dans l'analyse des données Chandra de la source IGR J14003-6326, ayant permis la découverte d'un nouveau reste de supernova composite. Les figures et images présentées dans cette thèse doivent aussi énormément à sa connaissance profonde d'IDL.

Je me dois aussi de remercier les doctorants et post-doctorants de l'APC : Fabio, Guillaume T, Guillaume D, Sébastien, Héloïse, Massimo et Silvia, ainsi que les membres permanents : Stefano, François, Andrea, Etienne, Denis, Martine et Philippe.

Je remercie le personnel administratif de l'APC pour avoir accepté mes nombreux retards et réservations de dernières minutes, ainsi que le directeur de l'APC, Pierre Binetruy, de m'avoir accepté au sein du laboratoire.

J'aimerais évidemment remercier aussi Werner Hofmann et l'ensemble des membres de la collaboration H.E.S.S. pour leur travail permettant la mise en œuvre d'un si bel instrument et plus particulièrement à Bruno, Mathieu, Bernard, Nukri, Ryan, Julien, Armand, Yves, Jérémie, Marianne, Hélène, François, Florent, Christopher et les autres

pour les nombreuses discussions et bons moments passés lors des reunions.

J'aimerais remercier Eben, Maveipi, Tony et Albert pour avoir facilité le séjour sur site.

Une pensée émue et un grand merci à Okkie de Jaeger, qui m'a accueilli au sein de son laboratoire, avec lequel j'ai énormément appris et qui nous a malheureusement quitté trop tôt. Son enthousiasme communicatif, sa connaissance et son foisonnement d'idées innovantes vont manquer à la Science.

Je remercie du fond du cœur mes parents, pour m'avoir supporté pendant tout ce temps, même si je suis conscient que cela devait être parfois pénible. Un grand merci aussi à mon père pour avoir effectué une relecture de toute ma thèse à la recherche de coquille et de fautes d'orthographe.

Ma sœur pour son soutien constant et pour m'avoir sorti la tête de l'eau quand j'en avais le plus besoin. Ainsi que toute ma famille pour leur soutien et les attentions qui m'ont vraiment touché, avec une pensée particulière pour ceux qui sont partis en cours de route.

Je remercie aussi Jonny Wilkinson, ainsi que Gérard et Maxime Raulin pour leurs encouragements.

Merci aussi à l'ensemble des enseignants qui m'ont fait aimer la Physique. Au M2 Astronomie et Astrophysique pour l'année formidable que j'y ai passé, et un grand merci pour l'Université de Marne-la-Vallée, qui m'a mis sur de bons rails pendant ma Licence.

Je souhaiterais enfin remercier Gilles Dodray, le président et animateur du club d'astronomie du Lycée Gaston Bachelard de Chelles. Ma volonté de continuer sur la voie de l'Astrophysique ne lui est pas totalement étrangère.

A tout ceux que j'aurais oublié, je m'en excuse, votre soutien a aussi été précieux.

Table des matières

Introduction	11
I Les pulsars et leurs nébuleuses	13
1 Les Pulsars et leur nébuleuses	15
1.1 Les Pulsars	15
1.1.1 Historique	15
1.1.2 Caractéristiques	17
1.1.3 Paramètres observationnels	21
1.1.4 La mesure de dispersion comme estimation de la distance	25
1.2 Les nébuleuses de pulsars	27
1.2.1 Descriptions	27
1.2.2 Modélisation des nébuleuses	28
1.2.3 Accélération des particules dans la nébuleuse et spectre d'injection	32
1.2.4 Rayonnement des particules chargées	33
1.3 Conclusions	35
II L'observation du ciel à haute énergie et description de H.E.S.S.	37
2 Observation de l'Univers à haute énergie	39
2.1 Introduction	39
2.2 L'astronomie X	40
2.3 L'astronomie γ de haute et très haute énergie	45
2.4 Conclusions	51
3 H.E.S.S, Un télescope de 3^{eme} génération pour l'astronomie γ depuis le sol.	53
3.1 Description de l'instrument et acquisition des données	53
3.1.1 Le système de télescopes H.E.S.S.	53
3.1.2 La logique de détection d'un évènement	60
3.1.3 Étalonnage des caméras et du télescope	62
3.1.4 Déroulement de la prise de données	65
3.1.5 Fabrication des DST	66
3.2 La chaîne d'analyse	66
3.2.1 Reconstruction des évènements	67
3.2.2 Les tables d'instrument	72
3.2.3 Évaluation du fond sous le signal	76
3.2.4 Évaluation de la significativité d'un signal	80
3.3 Critères de qualité des données et sélections des pointés	80

3.3.1	Les critères de qualité du bon fonctionnement des télescopes	81
3.3.2	Les critères atmosphériques	81
3.4	La réduction des données et l'analyse de haut niveau	85
3.4.1	Cartographie des sources	85
3.4.2	Reconstruction Spectral	87
3.4.3	Les cartes avancées	90
3.5	Stabilité du détecteur dans le temps : Études des systématiques	92
3.5.1	Origine des erreurs systématiques	92
3.5.2	La nébuleuse du crabe : Un faisceau test	93
3.5.3	Conclusions	104
4	Le relevé du plan galactique	107
4.1	Le relevé du plan galactique	107
4.2	La diversité des sources au TeV dans la Galaxie	113
4.2.1	Les sources binaires	113
4.2.2	Les restes de supernova	114
4.2.3	Les nébuleuses associées à des pulsars jeunes	117
4.2.4	Les sources non-identifiées	118
4.3	Conclusions	118
III	Observations des nébuleuses de pulsars	121
5	Les sources compactes associées aux pulsars jeunes	123
5.1	Introduction	123
5.2	Les pulsars jeunes dans le Grand Nuage de Magellan	125
5.2.1	Introduction	125
5.2.2	Analyse des données H.E.S.S	130
5.2.3	Interprétation	134
5.2.4	Conclusion	138
5.3	Etude de la source IGR J14003-6326	140
5.3.1	Étude morphologique et spectrale avec <i>Chandra</i>	140
5.3.2	Découverte du pulsar	143
5.3.3	Étude spectrale en rayons X-X durs	144
5.3.4	Les données Radio	148
5.3.5	Observations H.E.S.S	149
5.3.6	Observations Fermi	150
5.3.7	Discussions	151
5.3.8	Conclusions	155
5.4	Observation de SNR G292.0+1.8/PSR J1124-5916	156
5.4.1	Introduction	156
5.4.2	Analyse des données H.E.S.S	158
5.4.3	Discussion	159
5.5	Conclusions	161

6	Les sources associées à pulsars d'âge intermédiaire	163
6.1	Introduction	163
6.2	Analyse de la source HESS J1837-069	165
6.2.1	Introduction	165
6.2.2	Analyse des données H.E.S.S	167
6.2.3	Discussions et Conclusions	175
6.3	HESS J1303-631	176
6.3.1	Introduction	176
6.3.2	Nouvelle analyse des données H.E.S.S	177
6.3.3	Interprétation	183
6.4	Analyse de HESS J1356-645	185
6.4.1	Introduction	185
6.4.2	Analyse des données H.E.S.S	186
6.4.3	Interprétation	187
6.4.4	Conclusions	189
6.5	Observation de PSR B1853+01 / SNR W44	191
6.5.1	Introduction	191
6.5.2	Analyse des données H.E.S.S	194
6.5.3	Discussions & Conclusions	197
6.6	Conclusions	198
7	Les accélérateurs sombres, des nébuleuses cachées ?	201
7.1	Introduction	201
7.2	HESS J1858+020	202
7.2.1	Introduction	202
7.2.2	Analyse des données H.E.S.S	203
7.2.3	Analyse des données X	206
7.2.4	Études du jet moléculaire	209
7.2.5	Analyse des données de Fermi	212
7.2.6	Discussion	214
7.2.7	Conclusions	222
IV	La population des nébuleuses de pulsars au TeV	225
8	La population des nébuleuses de pulsars au TeV	227
8.1	Introduction	227
8.2	Bilan des observations à haute énergie.	228
8.3	Les effets de sélection : Les limites du relevé galactique	240
8.4	Quelles informations générales peut on tirer des observations ?	244
8.4.1	Distribution des luminosités au TeV	246
8.4.2	L'apport de la luminosité X	250
8.4.3	Évolution du rayon des nébuleuses	260
8.4.4	Indice γ en fonction de l'indice X	261
8.5	Conclusions	263

Conclusions et perspectives	265
Bibliographie	267

Introduction

La découverte d'astre émettant un signal radio périodique par Jocelyn Bell et Antony Hewish en 1967 a permis de découvrir une nouvelle classe d'objets, les pulsars, ce qui a confirmé par la même occasion, les prédictions de quelques visionnaires, comme Baade et Zwicky, lesquels avaient suggéré l'existence dès 1934 d'étoiles à neutrons formées lors de l'effondrement d'une étoile massive. L'année suivante, le pulsar de la nébuleuse du Crabe a été découvert, et rapidement ensuite, il a été montré que celui-ci ralentissait et ainsi émettait de l'énergie en grande quantité.

La nébuleuse du Crabe avait été découverte en 1721 par John Bevis puis redécouverte indépendamment en 1758 par Charles Messier, qui l'a reportée comme la première entrée de son fameux catalogue (catalogue des sources diffuses qui ne sont pas des comètes). La mesure dans les années 1920 de la vitesse d'expansion de la nébuleuse, couplée à l'existence d'une "étoile invitée" reportée par les chinois et les japonais en 1054, ainsi que la présence d'un pulsar, ont permis non seulement d'identifier avec certitude cet événement historique comme une supernova, mais aussi de valider le fait que l'étoile à neutrons est bien le résidu d'une étoile après sa mort.

La découverte du pulsar a également permis d'expliquer l'origine des particules relativistes de la nébuleuse synchrotron composant le Crabe, par l'intermédiaire d'un vent relativiste quittant la magnétosphère du pulsar pour interagir avec le milieu extérieur en formant un choc propice à l'accélération de particules, lesquelles sont ensuite relâchées dans le milieu extérieur. Ce sont ces particules qui vont émettre par l'intermédiaire de l'effet synchrotron et Compton inverse, et former ce que l'on appelle nébuleuse de pulsar.

Un grand nombre de sources de cette nature a été découvert au cours des décennies qui ont suivi, ce qui a montré une large diversité dans les morphologies : certaines sources sont nommées composites à cause de la présence d'un vestige de supernova en coquille centré sur le pulsar, tandis que d'autres montrent des formes cométaires. Les observations avec des instruments à haute résolution ont permis de montrer la présence de structures au voisinage du choc du vent du pulsar, qui ont révélé la nature toroïdale du champ magnétique à proximité de ces objets, ainsi que la présence de jets.

La nébuleuse du Crabe a longtemps été considérée comme l'archétype des nébuleuses de pulsar, et a fait l'objet de très nombreuses études théoriques pour essayer de comprendre ces objets (notamment à cause de l'extrême richesse de données multi-longueurs d'onde de cette source, ayant une couverture "presque totale" de la radio au TeV). Cependant, l'observation de nombreuses autres nébuleuses, dont certaines seront discutées en détail ici, semble mettre à mal ce schéma, et montre plutôt que le Crabe (de par son énergie proche de l'équipartition entre le champ magnétique et les particules, entre autre) est une exception par rapport aux autres objets.

Les télescopes Čerenkov de troisième génération, et principalement H.E.S.S., ont largement contribué à ce constat. En effet, de part leur sensibilité et résolution angulaire sans précédent, ils ont permis une avancée majeure dans le domaine du TeV, par la découverte d'un très grand nombre de sources. L'observation du plan galactique a révélé la richesse de ce dernier au TeV, qui est principalement dominé par les nébuleuses de pulsars, sources

le plus souvent étendues. Les données au TeV montrent aussi une large fraction de sources pour lesquelles la nature de l'objet à l'origine de l'émission n'est pas connue.

L'objectif de cette thèse a été, dans un premier temps, de mettre en évidence des associations entre des nouvelles sources au TeV et des pulsars connus. Dans un second temps, nous avons cherché à voir s'il existait des relations entre les caractéristiques observationnelles des sources identifiées comme nébuleuse et les caractéristiques des pulsars. Cette étude devenait possible grâce au nombre croissant des sources identifiées et candidats nébuleuses.

La première partie de cette thèse fera un rapide rappel sur les connaissances préalables des pulsars et de leur nébuleuses, ainsi que les notions utilisées par la suite. La seconde partie est centrée sur les moyens de détection au TeV. Après une courte introduction aux instruments X et γ qui permettent de sonder l'univers non-thermique, nous présenterons la technique Čerenkov atmosphérique pour nous intéresser plus particulièrement dans le troisième chapitre, à la description de l'instrument H.E.S.S. et pour présenter en détail la reconstruction spectrale ainsi que la fabrication des cartes du ciel γ . Nous montrerons aussi la méthode utilisée pour la sélection des données, préalable à toute analyse, afin d'éliminer les effets atmosphériques et instrumentaux. Nous nous attarderons aussi sur la quantification des effets systématiques du télescope, après six années de fonctionnement. Dans le quatrième chapitre, nous montrerons rapidement les résultats du relevé galactique de H.E.S.S. au moment de la rédaction de cette thèse et les différents types de sources que l'on y trouve.

La troisième partie sera centrée sur la recherche et l'analyse d'émission au TeV à proximité des pulsars. Cette partie est divisée en trois chapitres. Dans le premier nous nous intéresserons aux nébuleuses associées aux pulsars jeunes, et montrerons par la même occasion l'utilité des observations au TeV pour mesurer l'énergie totale injectée, et donc la période initiale du pulsar. Nous y montrerons aussi la découverte et l'analyse d'une nouvelle jeune supernova composite, au sein duquel se trouve un pulsar énergétique, dont la nébuleuse n'a pas encore été détectée par H.E.S.S.. Dans le second chapitre, nous appliquerons différentes méthodes pour la mise en évidence d'associations entre des nébuleuses étendues et des pulsars énergétiques. Nous nous intéresserons dans le dernier chapitre à une source non-identifiée, à l'aide d'une étude multi-longueur d'onde, et nous discuterons les différentes interprétations et leurs difficultés à la lumière de l'ensemble des données présentes.

Enfin dans une quatrième partie, qui présente un bilan des observations disponibles au TeV, nous examinerons la limitation de l'horizon vu par le relevé galactique de H.E.S.S. et donc les biais possibles dans son catalogue des nébuleuses, et nous chercherons la présence de dépendances entre les observables au TeV et les paramètres du pulsar, mais aussi entre ces derniers et les données disponibles dans le domaine X .

Première partie

Les pulsars et leurs nébuleuses

Les Pulsars et leur nébuleuses

Sommaire

1.1 Les Pulsars	13
1.1.1 Historique	13
1.1.2 Caractéristiques	15
1.1.3 Paramètres observationnels	19
1.1.4 La mesure de dispersion comme estimation de la distance	24
1.2 Les nébuleuses de pulsars	25
1.2.1 Descriptions	25
1.2.2 Modélisation des nébuleuses	27
1.2.3 Accélération des particules dans la nébuleuse et spectre d'injection	31
1.2.4 Rayonnement des particules chargées	32
1.3 Conclusions	34

Dans ce chapitre nous présenterons succinctement les différentes connaissances observationnelles et théoriques à propos des pulsars et de leur nébuleuses, qui nous seront utiles dans la suite de cette thèse.

1.1 Les Pulsars

1.1.1 Historique

Le neutron a été découvert par J. Chadwick en 1932. Seulement deux ans plus tard, les deux astrophysiciens **Baade & Zwicky (1934)**, dans un article sur l'accélération des rayons cosmiques, proposent qu'une supernova puisse être la transition d'une étoile vers une étoile à neutrons¹.

Ce n'est que 40 ans plus tard que cette prédiction allait être vérifiée, avec la découverte en 1967 du pulsar PSR B1919+21 par Bell & Hewish² (**Hewish et al. 1968**). Cette découverte a été fortuite, car les observations étaient destinées à l'étude du scintillement radio d'objets faibles pour discriminer entre quasars et radio-galaxies. Pour ce faire Hewish fit construire un télescope de grande taille, avec une capacité de résolution temporelle inférieure au dixième de seconde. C'est lors du premier relevé qu'ils ont découvert un

1. Les deux auteurs concluent leur article sur l'accélération des rayons cosmiques par cette simple phrase : *"With all reserve we advance the view that a super-nova represents the transition of an ordinary star into a neutron star, consisting mainly of neutrons"*.

2. Son travail pionnier en radioastronomie ayant débouché sur la découverte des pulsars lui valut le prix Nobel de physique 1974.

signal variable sur une courte période et qui apparaissait comme étant purement de la scintillation. Très vite, l'aspect céleste de ce signal fut vérifié, par sa fréquence de réapparition identique à la période sidérale de la Terre, au même endroit du ciel. Le signal de cette source fut confirmé fin 1967 par l'utilisation d'un instrument avec une résolution temporelle encore plus fine.

Suivent ensuite les découvertes des pulsars associés au reste de supernova du Crabe (Staelin & Reifenstein 1968) et de celui de Vela (Large et al. 1968), la nébuleuse du Crabe étant associée à la supernova de 1054. Cet événement historique avait été observé par les chinois, et nommé "nouvelle étoile" ou "étoile invitée" par ceux-ci. La supernova a été visible 22 mois et pendant 3 semaines en plein jour. Il faut souligner que c'est un des rares objets où l'on connaisse l'âge du pulsar de manière très précise, ce qui permet de poser une forte contrainte dans la modélisation de cet objet.

La même année que la découverte du pulsar du Crabe, Gold (1968) prédit une augmentation de sa période de rotation, c'est-à-dire une perte d'énergie lorsque l'axe magnétique n'est pas aligné avec l'axe de rotation. Ce ralentissement a été mesuré dès l'année suivante par des observations plus profondes du Crabe (Boynton et al. 1969).

Une autre date importante dans la chronologie des pulsars est la découverte du pulsar binaire PSR B1913+16 par Hulse & Taylor (1975). Ce système a permis de mettre en évidence indirectement l'émission d'ondes gravitationnelles, par la mesure précise de ses paramètres orbitaux en fonction du temps, avec un excellent accord avec ce que prédit la relativité générale.

Une nouvelle catégorie de pulsar a été découverte dans le courant des années 1980-1990 : les magnétars. Ce sont des objets pour lesquels le champ magnétique associé est supérieur au champ critique³. Cette découverte s'est fait par l'intermédiaire de l'observation de ses différentes manifestations, que sont les répéteurs gamma-mou (ou SGR, Soft Gamma-ray Repeaters), et les pulsars anormalement lumineux (ou AXP pour Anomalous X-ray Pulsar). Les répéteurs gamma ont été découverts en 1979, par l'intermédiaire d'un énorme sursaut γ détecté par de nombreux satellites en orbite, la plupart allant jusqu'à saturation. Cet événement a été localisé dans le Grand Nuage de Magellan grâce aux différents temps d'arrivée dans les différents satellites (Evans et al. 1980). Ce phénomène présentait des caractéristiques d'évolution temporelle suffisamment différentes des sursauts gamma, suggérant la possibilité d'une origine différente (Cline et al. 1980). Suite à la découverte d'autres sources de ce type, cette catégorie d'objet, se signalant par une récurrence de petits sursauts dans la gamme des γ mous, a été baptisé Soft Gamma-ray Repeaters (SGR). L'hypothèse que ce genre d'objet soit dû à une étoile à neutrons possédant un fort champ magnétique a été faite par Duncan & Thompson (1992). Ceci a été confirmé avec l'association pour chacun de ces objets d'un pulsar avec un champ magnétique élevé. Parallèlement, une autre classe d'objets émergeait, celle des pulsars anormalement lumineux (nommé aussi AXP pour Anomalous X-ray Pulsar), qui sont des objets pour lesquels la luminosité X du pulsar est supérieure à sa puissance rotationnelle. A l'origine, ils furent considérés comme des binaires, sauf que les observations profondes n'ont révélé aucune étoile compagne, ce qui a amené à les considérer comme une nou-

3. Le champ critique est défini pour une valeur de $B_{\text{crit}} = \frac{m^2 c^2}{\hbar e}$, qui correspond au champ pour lequel la différence d'énergie de deux niveaux de Landau de l'électron devient égale à son énergie au repos

velle classe (Mereghetti & Stella 1995). L'association avec des pulsars plutôt lents et à fort champ magnétique, a poussé à l'interprétation commune entre ces deux catégories d'objets en une classe unique : les magnétars. Aujourd'hui⁴, le nombre de source de type répétiteurs gamma est de 7 objets confirmés et deux candidats, tandis que le nombre de pulsars anormalement lumineux est de 9 confirmés et 3 candidats. Les caractéristiques de ces objets sont étudiées en détail par Mereghetti (2008).

C'est en 1982 que l'on a découvert un nouveau type de pulsar, les pulsars millisecondes (Backer et al. 1982). Ceux-ci sont interprétés comme des pulsars âgés réaccélérés par accréation de matière en provenance de l'étoile compagne, dont la taille dépasse son lobe de roche. Notons que certains de ces pulsars millisecondes sont même vus avec une période en train de diminuer.

Enfin, depuis la découverte du premier pulsar en 1967, la recherche de ces objets a continué et s'est intensifiée, si bien que l'on a aujourd'hui 1880 pulsars répertoriés dans le catalogue de l'ATNF⁵.

1.1.2 Caractéristiques

L'évolution stellaire d'une étoile est presque entièrement dictée par sa masse initiale (théorème de Russel-Vogt). Et donc aussi, sa fin de vie et ce qui va rester après la mort de l'étoile.

Si la masse de l'étoile à l'origine est supérieure à $\sim 9M_{\odot}$, alors l'étoile en fin de vie est suffisamment énergétique pour déclencher des réactions nucléaires formant un noyau de Fer. Ce noyau atteint la limite de Chandrasekhar, cependant, la pression de dégénérescence des électrons n'est pas suffisante pour contrecarrer la gravitation, et celui-ci s'effondre. L'effondrement se fait de manière catastrophique, par l'intermédiaire de deux réactions qui vont travailler ensemble pour dissiper l'énergie gravitationnelle : la photodissociation du Fer⁶, qui est une réaction très endothermique, ainsi que la réaction de capture électronique⁷, qui va faire diminuer la quantité d'électrons, et donc la pression électronique.

L'existence de cette réaction de capture électronique a été confirmée en 1987, par la découverte de neutrinos⁸ en provenance de la supernova SN 1987A, qui a eu lieu dans le Grand Nuage de Magellan. Cette réaction de capture électronique s'équilibre lorsque la matière atteint une densité de $\sim 4 \cdot 10^{11} \text{ g.cm}^{-3}$, c'est-à-dire lorsqu'elle devient opaque aux neutrinos. L'effondrement s'arrête une fois la densité de $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$ atteinte, l'interaction forte permettant de s'y opposer.

Cependant, si la masse est supérieure à $\sim 25M_{\odot}$, la pression gravitationnelle l'emporte sur celle due à l'interaction forte, et le noyau central (la proto-étoile à neutrons) finit par s'effondrer sur lui-même pour former un trou noir.

La figure 1.1 montre le type de résidus attendus en fin de vie de l'étoile en fonction de sa masse initiale et de sa métallicité. Pour plus de détails sur l'évolution des étoiles

4. <http://www.physics.mcgill.ca/~pulsar/magnetar/main.html>

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

6. Photo-dissociation du Fer : $\gamma + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$

7. Réaction de capture électronique : $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$

8. 12 par Kamiokande II (Hirata et al. 1987), 8 par IMB (Bionta et al. 1987) et une possible détection de 5 événements par l'observatoire à neutrino de Baskan (Aleksiev et al. 1987)

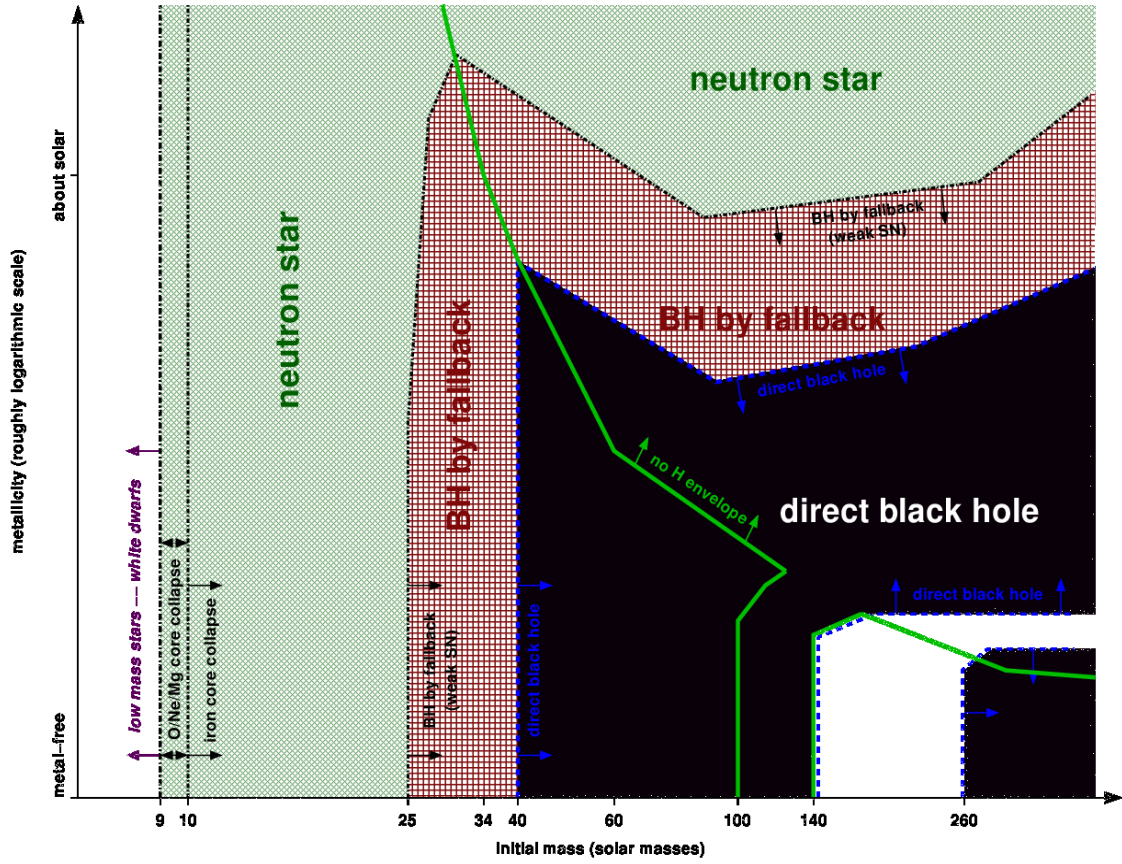


FIGURE 1.1 – Résidu obtenu à la fin de vie d’une étoile en fonction de sa masse initiale et de sa métallicité (Heger et al. 2003)

massives, on pourra se référer à Heger et al. (2003), par exemple.

La masse de l’étoile à neutrons est estimée à une valeur entre 1 et $\sim 3M_{\odot}$, pour un rayon de l’ordre de 10 km, pour une densité de l’ordre de $\sim 7 \cdot 10^{14} \text{g.cm}^{-3}$. Toutefois, il est possible d’obtenir plus précisément la masse de l’étoile à neutrons lorsque celle-ci se trouve dans un système binaire, grâce aux effets relativistes (tel que l’effet Shapiro). En effet, la prise en compte de la relativité générale dans l’étude des systèmes binaires permet d’estimer la masse de chaque objet (à condition que ces effets soient mesurables, donc que le système soit relativiste) et donc d’obtenir l’intégralité des paramètres orbitaux de ces systèmes, contrairement au cas Newtonien où l’on n’obtient qu’une combinaison des masses dépendant de l’inclinaison du système.

Dans le cas des binaires X, c’est-à-dire lorsqu’une étoile à neutrons est associée à une étoile massive, les effets relativistes sont faibles. Mais l’observation du décalage doppler des raies, ainsi que l’observation d’éclipses donnent une estimation de la masse des deux objets.

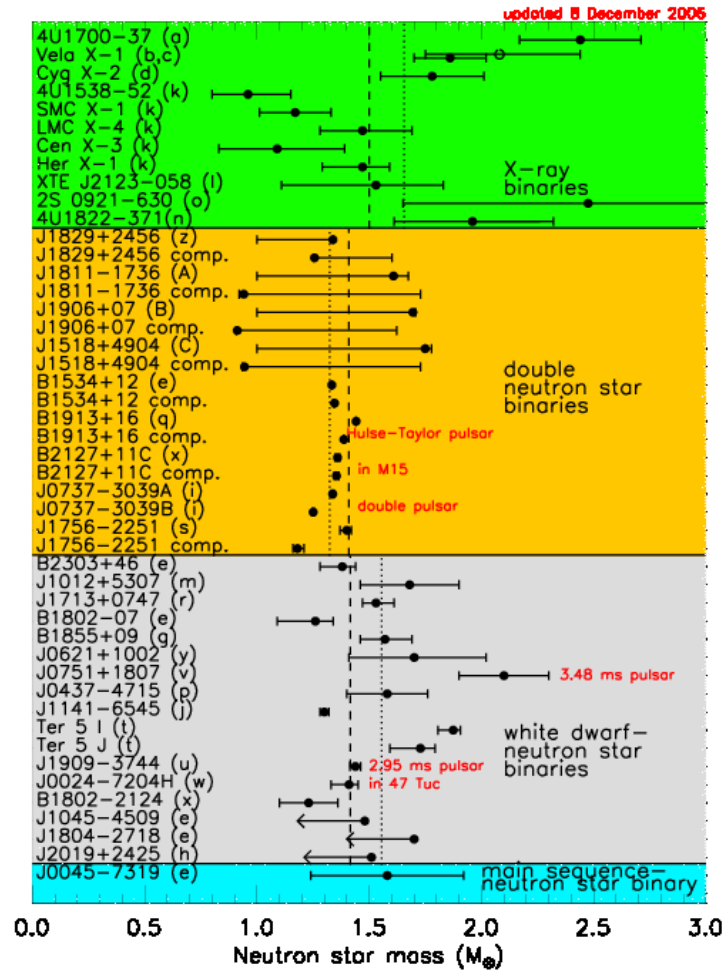


FIGURE 1.2 – Masse mesurée d'étoiles à neutrons pour différents pulsars dans les systèmes binaires (Lattimer & Prakash 2007).

La figure 1.2 montre la mesure de la masse obtenue pour quelques pulsars. L'obtention de la masse ainsi que le rayon est une donnée intéressante pour valider les équations d'état de la matière, car la composition interne et la répartition de matière à l'intérieur de l'étoile à neutrons sont inconnues. La figure 1.3 montre quelques modèles de répartition de la matière au sein d'une étoile à neutrons. Cependant, la mesure récente de la masse d'une étoile à neutron de $2 M_{\odot}$ (Demorest et al. 2010), semble rejeter les équations d'état composées de bosons, d'hypéron ou de quarks à l'état libre (Lattimer & Prakash 2007; Nice et al. 2005).

Une étoile à neutrons présente aussi un champ magnétique élevé, ainsi qu'une période de rotation rapide. En effet, la conservation du flux magnétique pendant la formation de l'étoile à neutrons implique un champ de surface de quelques 10^{12} G.

Dans le modèle traditionnel, la période de rotation de ces objets est issue de la conservation du moment cinétique, et donc qu'il y a corrélation avec la période du progéniteur.

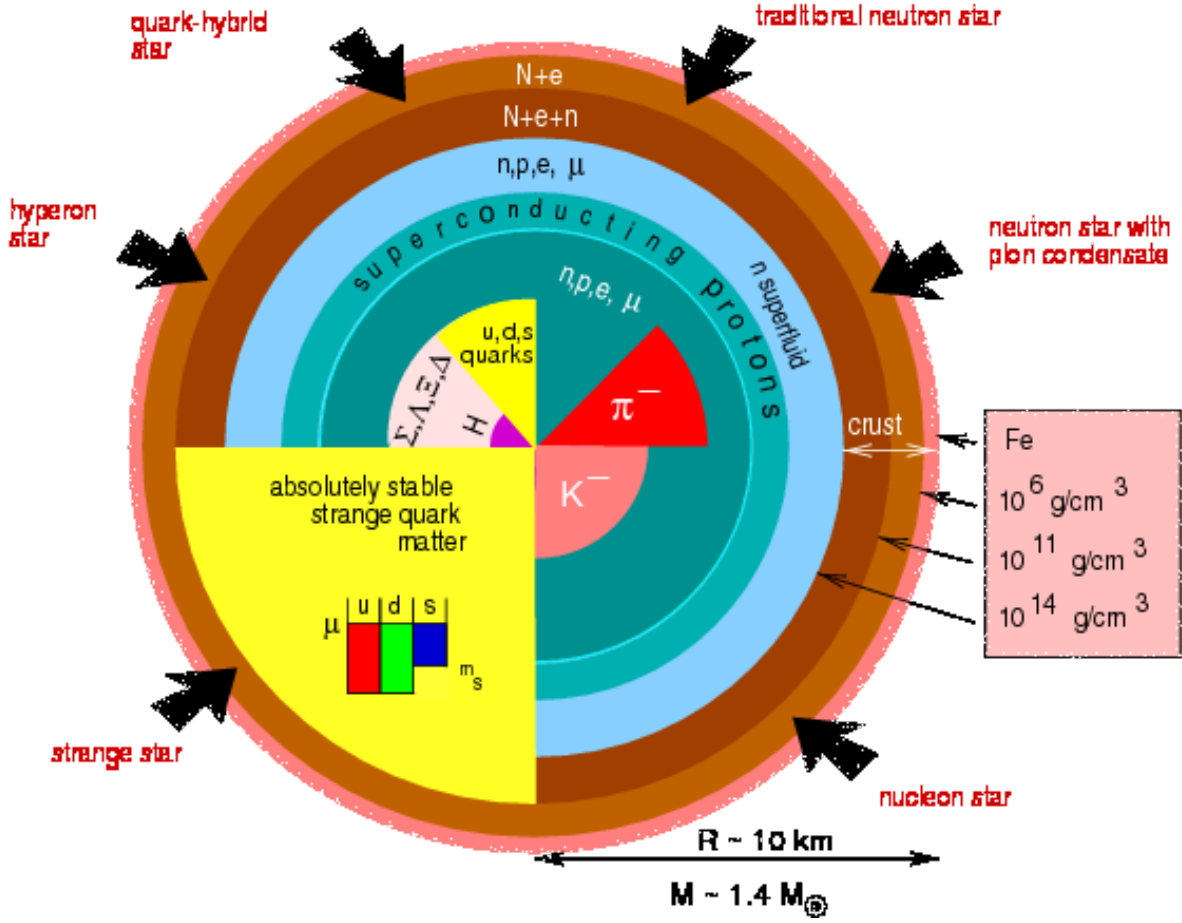
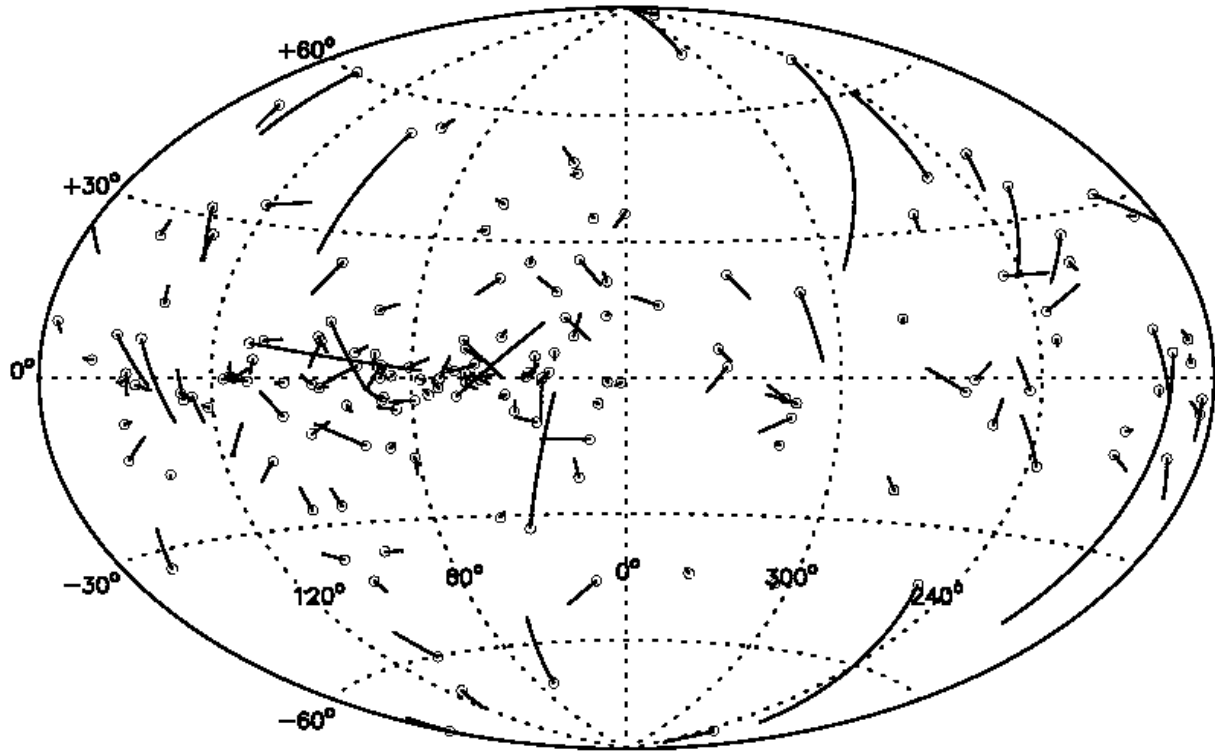


FIGURE 1.3 – Différents modèles pour la composition de l'intérieur d'une étoile à neutrons, d'après Weber (2001).

De nombreux travaux pour calculer la période initiale des pulsars ont été effectués à partir de l'évolution stellaire, comme par exemple ceux de Heger et al. (2005). Une nouvelle possibilité est apparue récemment grâce à la présence d'ondes d'instabilité, appelée SASI⁹ (Foglizzo 2002; Blondin et al. 2003). Ces ondes s'amplifient au cours du temps et sont capables de mettre en œuvre des écoulements rotationnels à proximité de la proto-étoile à neutrons. Blondin & Mezzacappa (2007) ont montré la possibilité de transfert d'énergie en provenance de ces ondes vers le pulsar, capable d'accélérer la rotation, et donc de diminuer la période initiale de l'étoile à neutrons. D'autre part, Scheck et al. (2006) évoquent la possibilité que ces ondes soient aussi responsables du kick initial du pulsar. En effet, beaucoup de pulsars possèdent une vitesse intrinsèque élevée, certains allant jusqu'à plus de 1000 km.s^{-1} (cf figure 1.4). Des études de la distribution de la vitesse des pulsars ont été faites par Arzoumanian et al. (2002) ou Faucher-Giguère & Kaspi (2006), par exemple. Il n'y a pas encore de statistique suffisante pour en déduire une distribution claire, cepen-

9. Stationary Accretion Shock Instability.



Taken from "Handbook of Pulsar Astronomy" by Lorimer & Kramer

FIGURE 1.4 – Distribution des vitesses mesurées des pulsars dans le ciel (Lorimer & Kramer 2004).

dant Faucher-Giguère & Kaspi (2006) montrent que la distribution est compatible avec une loi exponentielle avec une vitesse moyenne de 380 km.s^{-1} .

1.1.3 Paramètres observationnels

La mesure que l'on obtient du pulsar par l'observation est son émission en fonction du temps. Cela donne donc accès à la période P , mais aussi son évolution dans le temps : $\dot{P}$, et voire dans certains cas, $\ddot{P}$.

La puissance rotationnelle

La perte d'énergie cinétique rotationnelle, si l'on considère un rotateur rigide (c'est-à-dire lorsque le moment d'inertie est constant) peut s'écrire :

$$\frac{d(E)}{dt} = \frac{d\left(\frac{1}{2}I\Omega^2\right)}{dt} \quad (1.1)$$

avec I , le moment d'inertie du pulsar, et la pulsation $\Omega = \frac{2\pi}{P}$ où P est la période de rotation. Le moment d'inertie vaut approximativement $I \approx 10^{45} \text{ g.cm}^2$, pour une sphère de 10 km de rayon et une masse de $1.4 M_{\odot}$.

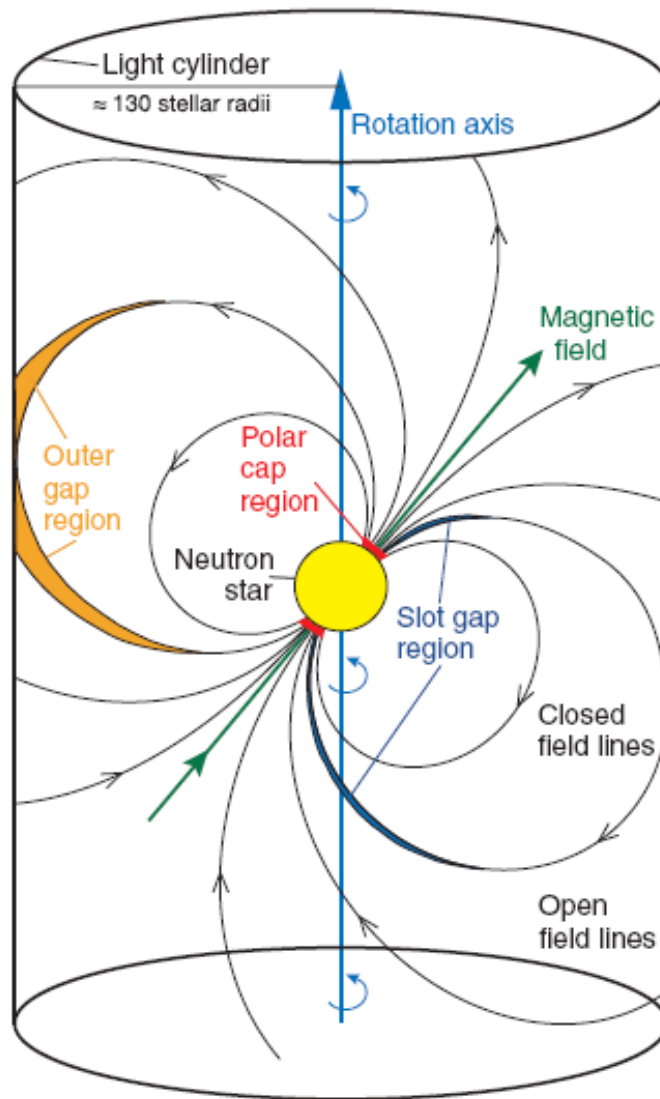


FIGURE 1.5 – Modèle du pulsar comme dipôle oblique. L'angle entre l'axe de rotation et l'axe magnétique est noté α . Le cylindre de lumière représente la distance à partir de laquelle les lignes de champ magnétique ne peuvent être en corotation avec le pulsar.

Donc :

$$\dot{E} = \Omega \dot{\Omega} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (1.2)$$

Cela implique qu'en mesurant P et $\dot{P}$ on obtient la puissance rotationnelle du pulsar.

Âge du pulsar

Nous supposons que la dérivée de la pulsation est proportionnelle à la puissance n de la pulsation (où n est le paramètre de freinage), ce qui s'écrit :

Pulsar	n	Référence
PSR B0531+21 (Crabe)	2.51 ± 0.01	Lyne et al. (1993)
PSR B033-45 (Vela)	1.4 ± 0.2	Lyne et al. (1996)
PSR B1509-58	2.839 ± 0.001	Livingstone et al. (2005b)
PSR B0540-69	2.14 ± 0.09	Livingstone et al. (2005a)
PSR J1846-0258	2.16 ± 0.13	Livingstone et al. (2010)
PSR J1119-6127	2.91 ± 0.05	Camilo et al. (2000)

TABLE 1.1 – Liste des pulsars pour lesquels le paramètre de freinage a été mesuré. Le pulsar PSR J1846-0258 a récemment vu changer son paramètre de freinage à la suite d’un glitch (voir texte pour plus de détails).

$$\dot{\Omega} \equiv -k\Omega^n \quad (1.3)$$

Ce paramètre de freinage se calcule à l’aide des observations comme suit :

$$n = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \quad (1.4)$$

Il faut tout de même noter que le paramètre de freinage n’est connu que pour une poignée de pulsars, dont nous récapitulons les valeurs dans le tableau 1.1.

La mesure de cette valeur n’est pas simple, car elle nécessite d’avoir des pulsars qui ont un faible bruit de mesure (ou timing noise). Ce bruit est un processus aléatoire à basse fréquence qui se superpose à l’évolution des fréquences due au ralentissement du pulsar lui-même. Ce bruit est aussi corrélé avec la dérivée de la période, et son origine est mal connue. Quelques pistes avancées sont la présence de fluctuations dans les courants atmosphériques, ou des interactions de petits vortex dans les couches superfluides, qui vont interagir avec la croûte, etc... Pour plus de détails voir, par exemple, Hobbs et al. (2006).

Nous pouvons aussi noter que la valeur du paramètre de freinage n, n’est sans doute pas constante au cours du temps. En effet, le suivi de la valeur de ce paramètre sur PSR J1846-0258, le pulsar associé au reste de supernova Kes 75, avant et après un sursaut de l’émission de l’étoile, accompagné d’un glitch (en 2006), montre que le paramètre de freinage a changé suite à cet événement, passant de 2.65 ± 0.01 (Livingstone et al. 2006) à 2.16 ± 0.13 (Livingstone et al. 2010). Dans la plupart des cas nous utiliserons la valeur que l’on obtient sous l’hypothèse d’un dipôle magnétique : $n=3$ (voir plus loin).

En intégrant l’équation 1.3, en prenant le temps de création du pulsar comme l’origine des temps, et en remarquant que $-k = \frac{\dot{\Omega}}{\Omega^n}$ nous avons :

$$T = \frac{\Omega}{(1-n)\dot{\Omega}} - \frac{\Omega_0^{1-n}\Omega^n}{(1-n)\dot{\Omega}} \quad (1.5)$$

avec Ω_0 la pulsation initiale du pulsar.

Ce qui devient en développant :

$$T = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \times \left(1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)\right) \quad (1.6)$$

avec P_0 la période initiale du pulsar et $\dot{P} = \frac{dP}{dt}$. On remarque que pour connaître l'âge vrai du pulsar, il faut connaître au moins un paramètre auquel nous n'avons pas accès par le suivi temporelle du pulsar, ici, sa période à l'origine.

Cependant, en remarquant que $\frac{\dot{\Omega}}{\Omega_0} = \frac{\Omega^n}{\Omega_0^n}$, nous pouvons réécrire l'avant dernière équation comme :

$$T = \frac{\Omega}{(1-n)\dot{\Omega}} - \frac{\Omega_0}{(1-n)\dot{\Omega}_0} \quad (1.7)$$

Et donc, en fonction de la période :

$$\begin{aligned} T &= \frac{P}{(n-1)\dot{P}} - \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0} \\ &= \tau_c - \tau_0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

τ_c est appelé âge caractéristique du pulsar mesuré aujourd'hui, tandis que τ_0 est sa valeur à la naissance du pulsar. Nous pouvons remarquer que si τ_0 est négligeable devant l'âge caractéristique, alors l'âge vrai est de l'ordre de grandeur de ce dernier. C'est d'ailleurs cette approximation qui est faite la plupart du temps, pour estimer l'âge, en l'absence d'autres informations. La seconde propriété que l'on peut remarquer est que si l'on connaît la valeur de n , alors l'âge caractéristique surestime toujours l'âge vrai.

Évolution temporelle de la puissance du pulsar

Pour faire ce calcul, nous pouvons déjà calculer l'évolution de la pulsation en fonction du temps. Celle-ci s'obtient en résolvant l'équation 1.4, dont la solution s'écrit :

$$\Omega(t) = \Omega_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{-1/(n-1)} \quad (1.9)$$

avec le paramètre τ_0 défini de la même manière que précédemment, c'est-à-dire le temps caractéristique à l'origine du pulsar.

De même, en dérivant cette expression, nous obtenons :

$$\dot{\Omega}(t) = \dot{\Omega}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{-n/(n-1)} \quad (1.10)$$

En utilisant ces deux dernières relations avec la formule 1.2, nous pouvons alors calculer :

$$\begin{aligned} \dot{E} &= I\Omega\dot{\Omega} \\ &= \frac{\dot{E}_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}} \end{aligned} \quad (1.11)$$

en notant $\dot{E}_0$ la puissance rotationnelle à la naissance.

Le dipôle magnétique

Le modèle couramment utilisé pour expliquer la perte de puissance du pulsar est celui d'un dipôle magnétique non-aligné avec l'axe de rotation. Ce modèle a été proposé en premier par **Gold (1968)**.

Si nous considérons un dipôle magnétique $\vec{m}$, la perte de puissance de ce dipôle s'écrit (en CGS) :

$$\dot{E} = \frac{2}{3c^3} \ddot{\vec{m}}^2 \quad (1.12)$$

Ce qui se traduit par l'expression suivante :

$$\dot{E} = - \frac{B_0^2 R^6 \Omega^4 \sin^2 \alpha}{6c^3} \quad (1.13)$$

avec B_0 la valeur du champ au pôle magnétique du pulsar, R le rayon de l'étoile à neutrons et α l'angle entre l'axe du dipôle magnétique et l'axe de rotation.

Nous pouvons remarquer que si l'on injecte cette relation, dans la relation 1.2, nous obtenons $\dot{\Omega} \propto \Omega^3$, et donc, dans le cas d'un dipôle magnétique, l'indice de freinage prédit est de $n=3$.

Nous pouvons aussi en déduire la valeur du champ magnétique B_0 à la surface de l'étoile, en utilisant la formule 1.13 et 1.2 :

$$B_0 = \sqrt{\frac{6c^3 I}{4\pi^2 R^6 \sin^2 \alpha}} \dot{P} \quad (1.14)$$

La valeur du champ magnétique de surface utilisée dans la littérature est souvent plutôt calculé pour $B_0/2$, ce qui correspond à la valeur minimum du champ magnétique de surface (c'est-à-dire à 90° du pôle magnétique). Cela donne donc la valeur du champ magnétique de surface de :

$$B_{\text{Surf}} \approx 3.2 \cdot 10^{19} \left(\dot{P} \right)^{-1/2} \text{G} \quad (1.15)$$

A cause du terme en $\sin \alpha$ que nous n'avons pas pris en compte dans cette application numérique, la valeur du champ magnétique calculé par les données est donc une limite inférieure. Nous pouvons aussi noter que, d'après les équations 1.9 et 1.10, le champ magnétique de surface de l'étoile reste constant, sous l'hypothèse d'un dipôle magnétique en rotation.

1.1.4 La mesure de dispersion comme estimation de la distance

Nous allons présenter ici un résultat important de **Taylor & Cordes (1993)**, qui permet d'estimer la distance d'un pulsar par la mesure de la dispersion temporelle du signal

passant à travers le milieu interstellaire partiellement ionisé.

Lorsqu'un signal électromagnétique se déplace dans un plasma, l'indice de réfraction va dépendre de la fréquence du signal. Ainsi, la vitesse de groupe de l'onde électromagnétique, v_g , s'écrit :

$$v_g = c \left(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

avec c , la vitesse de la lumière, et ν_p la fréquence plasma.

Cette fréquence s'exprime comme :

$$\nu_p = e \left(\frac{n_e}{\pi m_e} \right) \quad (1.17)$$

avec n_e , la densité d'électrons (nombre par unité de volume), m_e et e étant la masse et la charge de l'électron, respectivement.

La dispersion temporelle du signal induite par le déplacement dans le milieu peut être calculée en intégrant la quantité $(c - v)/c^2$, le long de la ligne de visée. Cette valeur représente le décalage entre le temps qu'aurait mis le signal pour se propager sans plasma et celui effectivement mis. Pour une fréquence $\nu \gg \nu_p$:

$$\Delta t = \frac{e^2}{2m_e c \pi \nu^2} \int_0^d n_e dl \quad (1.18)$$

$$= \frac{DM}{241.0 \nu_{\text{GHz}}^2} \quad (1.19)$$

avec DM en pc.cm^{-3} qui vaut par définition :

$$DM \equiv \int_0^d n_e dl \quad (1.20)$$

Cette valeur est directement mesurable avec les observations radio qui possèdent une résolution en énergie et temporelle assez précises pour le mesurer.

Pour obtenir la distance, il faut donc calculer l'intégrale associée à l'équation 1.20, ce qui nécessite la valeur de la densité en électrons le long du chemin. Cette valeur n'est pas connue, et nécessite l'utilisation d'une modélisation de la distribution de densité dans la Galaxie. Deux modèles sont couramment utilisés pour obtenir la distribution des densités, celui de [Taylor & Cordes \(1993\)](#) et celui de [Cordes & Lazio \(2002\)](#), ce dernier étant une amélioration du premier. La valeur de la distance dépend du modèle utilisé, elle reste dans les deux cas en relatif bon accord, sauf sur certains objets comme PSR J1124-5916, où la distance trouvée par [Taylor & Cordes \(1993\)](#) est de 11 kpc et 5.7 kpc pour le modèle de [Cordes & Lazio \(2002\)](#), ou encore PSR J1301-6305 situé à 15 kpc pour le premier modèle et 6.7 kpc pour le second.

1.2 Les nébuleuses de pulsars

1.2.1 Descriptions

Le Crabe, l'archétype de la nébuleuse de pulsar, a été observé dans presque toutes les longueurs d'onde, et a été la base pour le développement de nombreux modèles.

La nébuleuse du Crabe a été découverte en 1731 par John Bevis, et redécouverte en 1758 par Charles Messier dont elle est la première entrée de son catalogue. Schklovsky a émis, en 1953, l'hypothèse selon laquelle l'émission continue de la nébuleuse du Crabe serait due au rayonnement synchrotron d'électrons relativistes spiralant autour des lignes de champ magnétique. Cette prédiction a été vérifiée par l'observation d'une émission polarisée de la nébuleuse par Dombrowsky dès 1954, ainsi que Oort & Walraven (1956). Piddington (1957) a fait l'hypothèse que l'origine du champ magnétique de la nébuleuse devait être dans l'objet stellaire central de la supernova.

La découverte du pulsar du Crabe en 1968, par Staelin & Reifenstein (1968), a été le premier pas vers la compréhension des nébuleuses de pulsars. La prédiction de Gold (1968) de la perte d'énergie rotationnelle, puis la mesure effective de la puissance du pulsar en 1969 par Boynton et al. (1969), a vérifié celle-ci, et montré que le pulsar perdait de l'énergie à un taux de $4.6 \cdot 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$, ce qui est suffisant pour alimenter la nébuleuse.

Les observations plus précises ont permis de révéler des structures détaillées des nébuleuses, notamment dans le domaine X avec le satellite *Chandra*, qui a montré la présence d'une structure toroïdale et des jets (cf image 1.6). Cette structure a depuis été observée dans d'autres objets, tels que PSR J1930+1852 (SNR G54.1+0.3).

Les autres domaines de longueur d'onde, et notamment le TeV, ont permis de montrer la présence de nébuleuses étendues, et décalées par rapport à la position du pulsar, ce qui interroge quant à l'évolution temporelle de ces objets.

La vision actuelle de la nébuleuse de pulsar peut être résumée de la manière suivante : il y a, dans la magnétosphère, présence de cascades de particules chargées (Goldreich & Julian 1969), issues de mécanismes de création de paires résultant de photons énergétiques eux-mêmes créés par rayonnement de courbure ou alors Compton inverse. Certaines de ces particules s'échappent de la magnétosphère le long des lignes de champ magnétique ouvertes, c'est-à-dire celles qui passent au-delà du cylindre de lumière (que l'on peut voir sur la figure 1.5). Ces particules vont ainsi former un vent relativiste, qui par interaction avec le milieu extérieur va former un choc, appelé choc terminal¹⁰. Il est possible aussi d'avoir une composante issue d'ions en provenance de la surface de l'étoile à neutrons (Gallant & Arons 1994).

Les particules ainsi accélérées sont libérées dans le milieu extérieur, mais sont confinées par la supernova. Ce sont elles qui vont former la nébuleuse de pulsar que l'on voit par

10. En considérant l'équilibre entre la pression dynamique du vent, et la pression à l'intérieur de la nébuleuse (P_{PWN}), on peut écrire le rayon du choc terminal comme :

$$R_{TS} = \sqrt{\dot{E} / (4\pi f c P_{PWN})}$$

avec f , le facteur de remplissage (pour prendre en compte le fait que le vent n'est pas à symétrie sphérique) et P_{PWN} , la pression dans la nébuleuse juste après le choc. Des travaux pour mettre en évidence cette loi ont commencé (Bamba et al. 2010b).

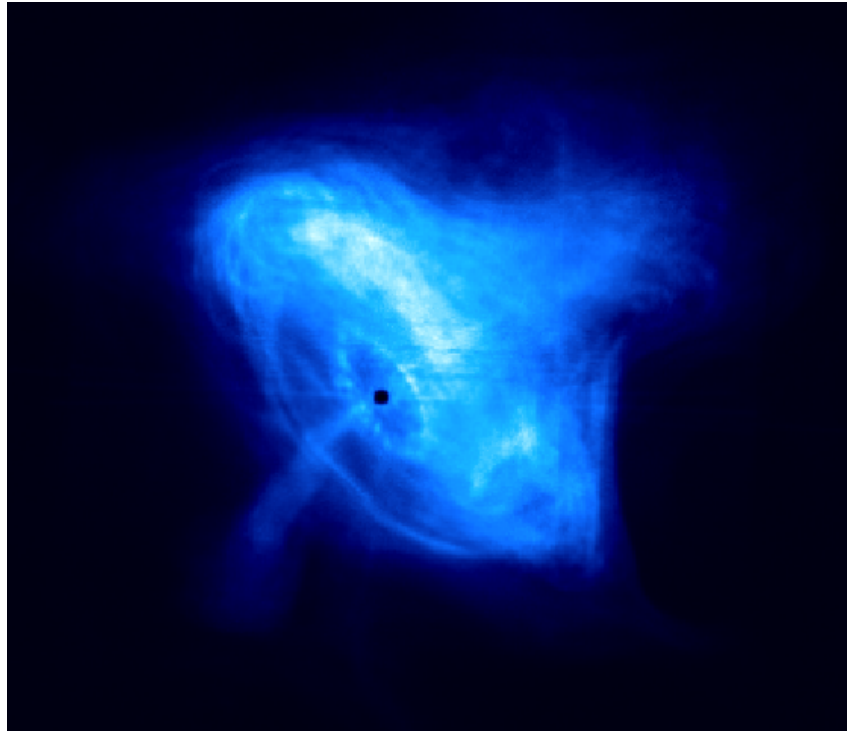


FIGURE 1.6 – Image en flux de la nébuleuse du Crabe entre 0.8 et 8 keV. Le point noir représente la position du pulsar. On remarque aisément la présence d'un tore et de jet proche du pulsar. L'anneau brillant intérieur trace le choc terminale du vent.

l'intermédiaire du rayonnement synchrotron et Compton inverse.

Dans la suite de ce chapitre, nous verrons l'évolution temporelle des nébuleuses, puis nous ferons un point sur le mécanisme d'accélération en jeu, ainsi que les processus de rayonnement nous permettant d'observer ces objets.

1.2.2 Modélisation des nébuleuses

Il a, pendant longtemps, existé deux façons de modéliser les nébuleuses, soit de manière statique, à base d'un modèle spatial de la nébuleuse (c'est-à-dire avoir les paramètres physiques de la nébuleuse en fonction de la distance à celui-ci), soit un modèle dépendant du temps, sans information spatiale dans la nébuleuse mais qui permet d'obtenir l'évolution temporelle de celui-ci.

Cependant, ce type de dichotomie dans la modélisation est en passe de devenir obsolète, grâce aux moyens modernes de simulation numérique, qui permettent de mener les deux approches en même temps. Parmi les travaux les plus récents, citons [Bucciantini \(2010\)](#) qui donne une revue très intéressante des modèles MHD des nébuleuses.

1.2.2.1 Modèles statiques

Ces modèles ont été introduit pour la première fois au début des années 1970, et permettent de décrire spatialement la nébuleuse. Les bases en ont été jetées par le modèle de [Rees & Gunn \(1974\)](#), qui propose l'idée selon laquelle l'énergie perdue par le pulsar est émise sous forme d'un vent relativiste, à l'origine de la formation d'un choc dont le rayon serait d'une dizaine de pour-cents de celui de la nébuleuse.

Ce modèle sera repris dans le cadre d'un traitement complet par [Kennel & Coroniti \(1984a,b\)](#). En faisant un traitement exact des équations de la MHD idéale ainsi que des équations de Rankine-Hugoniot relativistes, dans une symétrie sphérique (qui permet une résolution unidimensionnelle) avec l'hypothèse d'un champ magnétique toroïdal dans la nébuleuse (où le flux de particules se déplace donc radialement), ils obtiennent des relations simples entre les paramètres physiques de la nébuleuse à une distance r du pulsar en fonction de seulement deux paramètres, z , le rapport entre le rayon r et le rayon du choc terminal r_s , et σ , le rapport entre le flux de Pointing et le flux d'énergie des particules.

Leur étude du Crabe confirme que ce paramètre σ au niveau du choc doit être faible¹¹ ($\sigma \simeq 0.003$).

Bien que leur modélisation donne des résultats satisfaisants, elle est néanmoins difficile à adapter à bon nombre de nébuleuses, car elle ne s'applique implicitement qu'à des nébuleuses jeunes.

1.2.2.2 Modèles dépendant du temps

L'évolution des nébuleuses est quelque chose d'important pour comprendre nos observations au TeV. Nous pouvons distinguer trois phases : la première est une expansion de la nébuleuse dans la supernova en phase d'expansion libre, c'est-à-dire pendant les premiers milliers d'années de la nébuleuse. Ensuite, il y a la phase d'interaction avec le choc en retour, pendant que la supernova est en phase de Sedov (ou phase adiabatique), puis, la phase de relaxation après le passage du choc inverse.

La transition entre la phase d'expansion libre et la phase de Sedov de la supernova, se fait lorsque la masse balayée est de l'ordre de la masse initiale éjectée, soit pour un âge d'environ :

$$T_{\text{Libre} \rightarrow \text{Sedov}} = 120.6 \text{ ans} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} \quad (1.21)$$

Expansion dans la supernova en expansion libre

Un des modèles les plus utilisés dans ce cas est celui de [Reynolds & Chevalier \(1984\)](#). Le principe de leur modélisation est de considérer que la nébuleuse est une bulle de matière alimentée en énergie par le pulsar et confinée par les éjectas. Pour simplifier les équations, l'hypothèse de symétrie sphérique est appliquée, les paramètres physiques au cœur de

11. La valeur de ce paramètre σ n'est pas sans poser de problèmes dans notre compréhension globale, car le mécanisme de transition du vent relativiste fortement magnétisé, possédant une valeur de $\sigma > 10^4$ au niveau du cylindre de lumière ([Arons 2002](#)) vers une valeur très faible au niveau du choc reste mal connu.

la bulle sont pris comme constants, et les éjectas possèdent une solution auto-similaire, c'est-à-dire que le profil de densité est supposé de la forme $\rho \propto r^{-n}t^{n-3}$, avec n l'indice du profil. Ici les pertes adiabatiques sont prises en compte, mais pas les pertes radiatives.

Des travaux effectués par [Chevalier & Fransson \(1992\)](#), ont généralisé ce résultat pour un profil des éjectas en deux parties. La partie interne n'est plus un plateau (la partie entre R_p et R_2 dans la figure 1.7), mais une loi de puissance d'indice m .

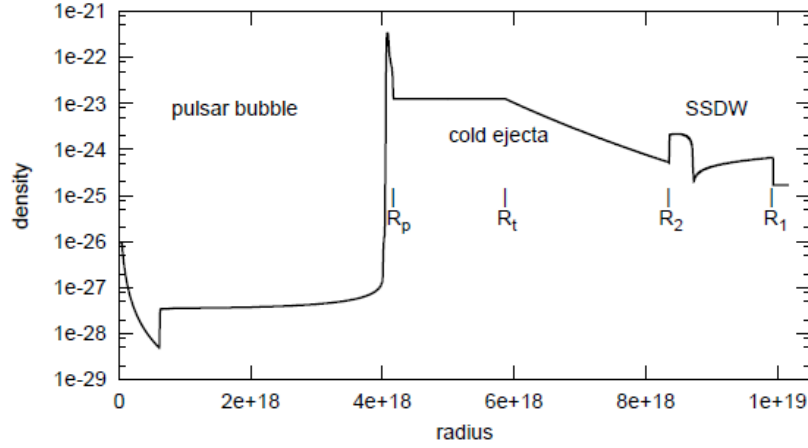


FIGURE 1.7 – Profil de densité du modèle d'interaction de la nébuleuse avec le reste de supernova ([Blondin et al. 2001](#)). La supernova est modélisée comme une onde se propageant de manière auto-similaire, avec R_1 , le choc, en R_2 le choc en retour. R_p représente la frontière entre les éjectas froids et la nébuleuse. R_t représente la transition entre la région interne où le profil de densité forme un plateau, et la région externe où le profil a un indice n .

Ainsi, le rayon de la nébuleuse peut s'écrire :

$$R_{\text{PWN}} \propto \dot{E}_0^{\frac{1}{5-m}} M_{\text{ej}}^{\frac{-5+m}{10-2m}} E_{\text{SN}}^{\frac{3-m}{10-2m}} t^{\frac{6-m}{5-m}} \quad (1.22)$$

avec $\dot{E}_0$ la luminosité initiale du pulsar, M_{ej} la masse dans les éjectas, E_{SN} l'énergie de la supernova et t l'âge.

Dans le cas où $m=0$, c'est-à-dire lorsque le profil interne des éjectas forme un plateau, nous pouvons écrire :

$$R_{\text{PWN}} \approx 1.1 \text{ pc} \left(\frac{\dot{E}_0}{10^{38} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{3/10} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10 M_{\odot}} \right)^{-1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ ans}} \right)^{6/5} \quad (1.23)$$

D'autres travaux avec des approches similaires, comme ceux de [van der Swaluw et al. \(2001\)](#) ou [Bucciantini et al. \(2004\)](#) montrent des évolutions similaires.

Interaction avec le choc en retour

Une fois dans la phase de Sedov, le choc en retour commence à revenir vers le centre de la supernova et va confiner la nébuleuse. Nous pouvons distinguer deux cas, selon

que le choc en retour est symétrique ou non. L'étude de l'interaction avec le choc en retour est principalement faite par l'intermédiaire de simulations numériques. Dans le cas symétrique, la nébuleuse va être confinée, et va subir un phénomène de rebond, issu de la compétition entre la pression du choc en retour, et la pression de la nébuleuse (qui est alimentée en permanence par le pulsar).

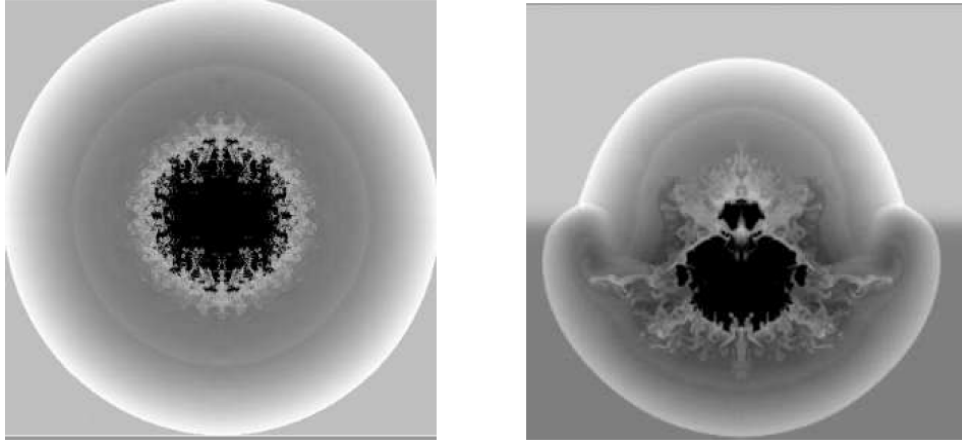


FIGURE 1.8 – Résultat du modèle hydrodynamique d'évolution de nébuleuse de [Blondin et al. \(2001\)](#), dans le cas d'une expansion dans un milieu homogène (*gauche*) et inhomogène (*droite*).

Dans le cas où le milieu interstellaire possède un gradient de densité, le choc en retour ne reviendra pas vers le centre de la nébuleuse de manière symétrique. Ainsi, seul un côté de la nébuleuse subira la pression du choc, et par conséquent celui-ci va pousser la nébuleuse au lieu de la comprimer, et créer un décalage entre le pulsar et le centre de l'émission. [Blondin et al. \(2001\)](#) ont montré que cet effet apparaît assez facilement, même avec un contraste de densité de seulement 5 dans le milieu extérieur.

Le choc d'étrave

Comme nous l'avons vu précédemment, les pulsars peuvent avoir des vitesses intrinsèques assez élevées qui peuvent permettre au pulsar de s'éloigner de leur position initiale et de se propager à travers les éjectas choqué à l'intérieur de la SNR. Lorsque la vitesse du son dans le milieu devient plus faible que la vitesse du pulsar, alors il se forme un choc d'étrave autour du pulsar (cf image 1.9).

Le pulsar va traverser le reste de la supernova en un temps donné par la relation suivante ([van der Swaluw et al. 2003](#)) :

$$t_{\text{cross}} \approx 44 \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{V_{\text{PSR}}}{500 \text{ km.s}^{-1}} \right)^{-5/3} \text{ kyr} \quad (1.24)$$

avec V_{PSR} la vitesse du pulsar, n_0 la densité du milieu extérieur et E_{SN} l'énergie cinétique de la supernova.

De nombreuses nébuleuses font partie de cette catégorie, un des exemples les plus connus est celui de la nébuleuse dite "the Mouse" (cf figure 1.9).

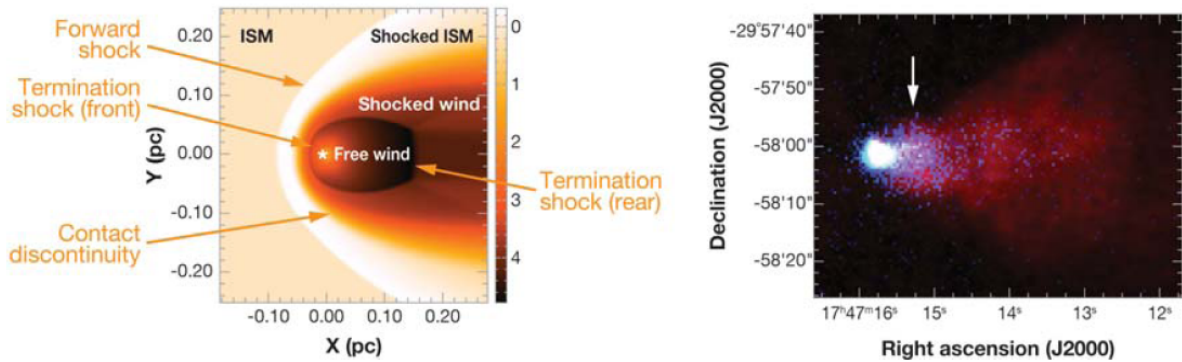


FIGURE 1.9 – (*gauche*) Simulation hydrodynamique d'un pulsar présentant un choc en arc. L'étoile représente la position du pulsar. (*droite*) Image composite de la nébuleuse "the Mouse" associée au pulsar PSR J1747-2958, avec en bleu l'image *Chandra* et en rouge la nébuleuse en radio vu par le VLA. Cette image est extraite de Gaensler & Slane (2006).

1.2.3 Accélération des particules dans la nébuleuse et spectre d'injection

L'accélération dans les nébuleuses est généralement considérée comme étant due à un mécanisme de Fermi du premier ordre au niveau du choc terminal du pulsar.

Le mécanisme de Fermi du premier ordre consiste en l'accélération de particules par passages successifs des particules à travers le choc. Ici est faite l'hypothèse de la présence d'irrégularités magnétiques en amont et en aval pour permettre le retour des particules. En écrivant le gain d'énergie relatif d'une particule à travers un passage amont-aval-amont, en prenant un coefficient adiabatique de 5/3 et dans le d'un choc fort, on peut montrer que :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{V_c}{c} \quad (1.25)$$

où V_c représente la vitesse du choc. Dans ce cas, l'injection se fait avec une loi de puissance d'indice 2.0. Plus de détails dans le calcul de l'accélération de Fermi de premier ordre, sont données, par exemple, dans Longair (1994).

Cependant, dans le cas des nébuleuses de pulsars nous avons affaire à un choc relativiste, qui n'est pas sans poser de problèmes sur le retour des particules, et nécessite des conditions particulières de turbulence au niveau du choc afin que le processus soit efficace (voir par exemple Pelletier et al. 2009 et les références mentionnées).

Achterberg et al. (2001) montrent, par un traitement semi-analytique, que dans le cadre d'un mécanisme relativiste de Fermi du premier ordre, le spectre attendu a un indice de $\approx 2.2-2.3$.

En utilisant une simulation à deux dimensions, Spitkovsky (2008) a montré, de son côté, que le mécanisme de Fermi dans un choc relativiste était auto-consistant, grâce à la création d'instabilités, au voisinage du choc, étant à même de créer le retour des particules à travers le choc. A la fin de la simulation, il obtient un spectre en sortie du choc composé d'une maxwelienne relativiste (dont la température est donnée par l'énergie cinétique du flot de particules injectées dans le choc) avec une queue non-thermique, d'indice 2.4.

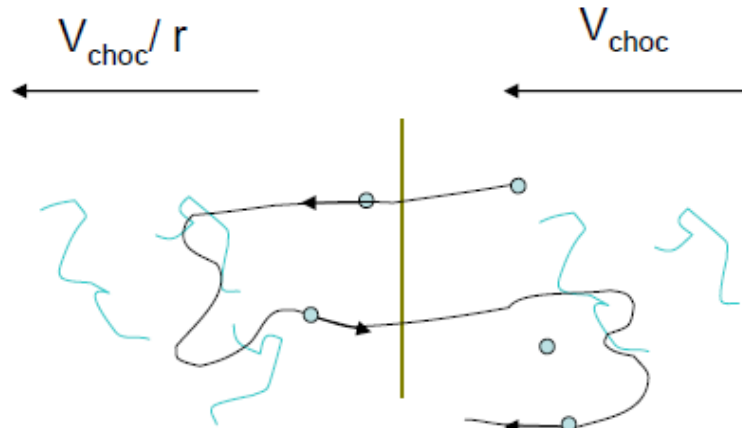


FIGURE 1.10 – Schéma représentant une onde de choc ainsi que le trajet d'une particule accélérée. Ce schéma se situe dans le référentiel du choc, avec à droite, le milieu interstellaire, et à gauche le milieu choqué.

Il montre aussi que seulement 1% des particules composant cette queue, mais qu'elles transportent 10% de l'énergie totale.

1.2.4 Rayonnement des particules chargées

Nous allons présenter succinctement les processus qui produisent, dans les nébuleuses de pulsars, des photons détectables par les différents instruments, photons qui signent la présence des particules de haute énergie : il s'agit des processus de rayonnement synchrotron et Compton inverse. Pour plus de détails sur ces mécanismes, il est conseillé de regarder des références telle que [Blumenthal & Gould \(1970\)](#) ou [Rybicki & Lightman \(1979\)](#).

1.2.4.1 Le processus synchrotron

Une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique B , subit la force de Lorentz et perd de l'énergie par rayonnement synchrotron.

Une particule de masse m , de charge q , et de facteur de Lorentz γ en mouvement dans un milieu où règne un champ magnétique constant B , faisant un angle θ avec sa direction de propagation, a une trajectoire hélicoïdale. Pour écrire la puissance émise par la particule, nous pouvons utiliser la formule de Larmor :

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2) \quad (1.26)$$

avec $a_{\perp}$ et $a_{\parallel}$ la composante de perpendiculaire et radiale de l'accélération de la particule, respectivement.

Dans le cas de la force de Lorentz, ces deux composantes s'écrivent :

$$a_{\perp} = \omega_B v_{\perp} \quad \text{et} \quad a_{\parallel} = 0 \quad (1.27)$$

avec $\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}$ la fréquence de giration, et $v_\perp$ la composante perpendiculaire de la vitesse de la particule.

Donc nous pouvons écrire la puissance comme :

$$P = \frac{2}{3} r_0^2 c \beta_\perp^2 \gamma^2 B^2 \quad (1.28)$$

avec $r_0 = \frac{q^2}{mc^2}$.

Si la distribution des vitesses est isotrope, alors il faut moyenner la formule précédente sur les angles d'attaque :

$$\langle \beta_\perp^2 \rangle = \frac{\beta^2}{4\pi} \int \sin^2 \alpha \, d\Omega = \frac{2\beta^2}{3} \quad (1.29)$$

La perte d'énergie totale pour une particule, peut donc s'écrire :

$$P_{\text{sync}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (1.30)$$

avec $\sigma_T = \frac{8\pi r_0^2}{3}$ la section efficace de Thomson, β le rapport de la vitesse de la particule par rapport à la vitesse de la lumière et $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ la densité d'énergie magnétique.

Si l'on suppose une distribution d'électrons suivant une distribution en loi de puissance en $E^{-\Gamma}$, on peut calculer que l'émission synchrotron totale émise suit un spectre en loi de puissance d'indice $\beta = \frac{\Gamma+1}{2}$.

La puissance émise par une particule par unité de pulsation et d'angle solide s'écrit quant à elle (Rybicki & Lightman 1979) :

$$\frac{dE}{d\omega dt d\Omega} = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \theta}{8\pi^2 \varepsilon_0 c m} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(x) \, dx \quad (1.31)$$

avec $\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \frac{qB}{m} \sin \theta$ et $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3. Cette relation possède un maximum, lorsque $\omega \approx 0.3\omega_c$. Lorsque l'on utilise l'approximation "delta", alors on considère que toute la puissance est émise à une énergie correspondant à ce maximum. Ainsi, nous pouvons calculer l'énergie typique d'un photon issue du rayonnement synchrotron pour un électron donné :

$$E_{\text{sync}} \sim 2.0 \left(\frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \text{ keV} \quad (1.32)$$

En utilisant cette approximation ainsi que l'équation 1.30, nous pouvons calculer le temps de vie de particules émettant dans le domaine du keV (c'est-à-dire celui visible par les instruments X) :

$$T = 1.8 \text{ kys} \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-3/2} \left(\frac{E_X}{1 \text{ keV}} \right)^{-1/2} \quad (1.33)$$

1.2.4.2 Le processus Compton-inverse

Le processus Compton-inverse est un processus privilégié dans la production des photons γ . Au cours de cette diffusion, une particule va céder de son énergie au profit d'un photon ambiant.

Le traitement complet du processus Compton, nécessite l'utilisation de la section efficace de Klein-Nishina (voir la formule 2.27 de [Blumenthal & Gould 1970](#)). Cependant, lorsque la condition $2\gamma\varepsilon \ll m_e c^2$, avec ε l'énergie du photon ambiant et m_e la masse de l'électron de facteur de Lorentz γ , alors la section efficace s'approche à celle de Thomson.

Dans le régime de Thomson, l'énergie d'un photon après diffusion Compton inverse d'un électron de facteur de Lorentz γ , sur un photon ambiant d'énergie ε , s'écrit :

$$\varepsilon_{IC} \approx \frac{4}{3}\gamma^2\varepsilon \quad (1.34)$$

Dans le cas où nous avons des photons cibles issus d'un corps noir de température T , alors le photon ambiant moyen a une énergie de $\varepsilon = 2.7 kT$ (k étant la constante de Boltzmann).

En utilisant cette approximation, nous pouvons calculer l'énergie initiale d'un électron (E_{IC}) ayant promu à l'énergie ε_{IC} un photon issu d'une distribution de corps noir de température T :

$$E_{e^-} = 17.6 \left(\frac{\varepsilon_{IC}}{1 \text{ TeV}} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{2.7 \text{ K}} \right)^{-1/2} \text{ TeV} \quad (1.35)$$

Notons que pour les champs de photons cibles tel que l'infrarouge dû aux poussières ou l'optique, l'énergie typique des électrons sera plus faible, sachant que l'on rentre rapidement dans le régime Klein-Nishina dans ces cas là, principalement en optique.

La puissance totale émise par un photon par le processus Compton-inverse, dans le régime Thomson, s'écrit :

$$P_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_{TC}\beta^2\gamma^2 U_{ph} \quad (1.36)$$

avec U_{ph} la densité d'énergie dans les photons cibles.

Nous pouvons remarquer que cette forme est similaire à la puissance observée dans le domaine X, et nous pouvons écrire :

$$\frac{P_{sync}}{P_{IC}} = \frac{B^2}{8\pi U_{ph}} \quad (1.37)$$

Si l'on connaît la densité d'énergie dans les photons, on peut retrouver la valeur du champ magnétique. Dans la pratique, nous n'avons pas accès à la puissance totale synchrotron et Compton inverse, mais seulement à des domaines d'énergie (ou fréquence) restreints. Dans ce cas pour évaluer le champ magnétique, il faut calculer la puissance dans des bandes en énergie correspondant aux mêmes électrons : ce calcul est fait dans la section 7.2.6.1.

1.3 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté rapidement quelques résultats et ordres de grandeurs qui seront utiles par la suite à propos des pulsars, mais aussi des nébuleuses. Sans

rentrer dans les détails, nous avons pu entrevoir les difficultés de la compréhension des nébuleuses de pulsars, car l'évolution de ces objets est fortement liée au pulsar, qui l'alimente en énergie, mais aussi à celle de la supernova qui confine la nébuleuse. De plus, cette évolution dépend du milieu extérieur qui va jouer sur le moment ainsi que la manière dont le choc en retour interagira avec elle. La partie III nous permettra de faire un panorama sur les implications observationnelles dans le domaine du TeV des différentes étapes de l'évolution des nébuleuses.

Deuxième partie

L'observation du ciel à haute énergie et description de H.E.S.S.

Observation de l'Univers à haute énergie

Sommaire

2.1	Introduction	37
2.2	L'astronomie X	38
2.3	L'astronomie γ de haute et très haute énergie	43
2.4	Conclusions	50

2.1 Introduction

Il existe quatre types de messagers apportant de l'information en provenance de l'Univers : les photons, les rayons cosmiques, les neutrinos et les ondes gravitationnelles.

Le principal intermédiaire utilisé dans l'astronomie est le photon. Les photons sont émis par une grande diversité de mécanismes et dans une très large bande, observés sur plus de 10 ordres de grandeurs en fréquences, des ondes radios aux γ . Le comportement des photons dépend aussi de leur énergie, tantôt comme une onde dans le domaine Radio, IR et optique, et plutôt corpusculaire dans la partie supérieure du spectre. Cela implique une conception des instruments de détection différente en fonction de la longueur d'onde observée.

Un autre messager est représenté par les rayons cosmiques en provenance de la Galaxie mais aussi de l'Univers. Presque un siècle après leurs découvertes, ils constituent toujours un enjeu important pour l'astrophysique moderne, puisque le site de leur production, ainsi que les mécanismes de leur accélération n'ont toujours pas été totalement expliqués. Toutefois, ce messager s'avère difficile à utiliser comme traceur des sites d'accélération, car subissant trop la déflexion sur les champs magnétiques galactique et extragalactique, il devient impossible de remonter de manière précise leur lieu d'émission. Pour limiter cet effet, il faut regarder à ultra haute énergie, proche de la coupure GZK. Mais dans ce domaine d'énergie, le nombre d'événements devient très faible, ce qui ne facilite pas son utilisation pour les observations astronomiques.

Le troisième messager est le neutrino. Sa très faible section efficace le rend très difficile à observer. Même avec la sensibilité des instruments de dernière génération (ou en phase de développement et de test), comme IceCube, la détection de sources reste assez difficile. Un des apports fondamentaux des neutrinos a été la vérification de l'hypothèse selon laquelle $\sim 99\%$ de l'énergie d'une supernova gravitationnelle est émise sous forme de neu-

trinos, lorsqu'une poignée de ces particules fut détectée en coïncidence avec la supernova SN 1987A¹².

Le dernier messenger utilisable pour sonder l'Univers est l'onde gravitationnelle. Ces ondes avaient été prédites dès 1916 par Einstein, comme conséquence de la relativité générale, et ont été mises en évidence par l'étude du système binaire de pulsars (PSR B1913+16), par Hulse & Taylor en 1975. Ces ondes gravitationnelles sont émises à chaque fois qu'il y a un mouvement possédant au moins une composante quadrupolaire. Cependant pour que la quantité de rayonnement soit détectable, il faut regarder les systèmes mettant en jeu des objets compacts, comme des pulsars binaires serrés en rotation, lors de la coalescence de trous noirs ou d'étoiles à neutrons, etc... L'utilisation de grands interféromètres au sol (VIRGO et LIGO entre autres) n'a toujours pas permis de découvrir un signal, mais les versions améliorées de ces détecteurs ont un niveau de sensibilité prometteur. D'autre part, le projet LISA, un interféromètre situé dans l'espace devrait abaisser significativement le seuil de détection en fréquence, et permettre, potentiellement, la découverte de nombreuses sources.

Le principal messenger dans la quête des lieux et mécanismes d'accélération reste le photon. Nous allons ainsi voir quels sont les différents instruments capables d'observer la signature des particules accélérées, notamment celles situées à très haute énergie, observées par l'intermédiaire des rayons X ou γ . L'émission non-thermique est souvent due à l'émission synchrotron d'électrons très énergétiques plongées dans un champ magnétique. L'émission γ en provenance de particules de très haute énergie peut être d'origine leptonique, avec des mécanismes de type Compton inverse ou bremsstrahlung, ou hadronique et dans ce cas, il s'agit de l'interaction des protons accélérés avec le matériel moléculaire qui produit les γ , par l'intermédiaire de la désintégration du π_0 , mais aussi l'interaction avec des photons peut permettre la création de π_0 .

2.2 L'astronomie X

C'est un domaine qui s'étend sur une gamme d'énergie de ~ 100 eV à ~ 100 keV. Ces photons ne peuvent être observés que dans l'espace, ou à très haute altitude, à cause de l'absorption photo-électrique des molécules de l'atmosphère.

Le ciel dans ce domaine s'est vite révélé comme très riche. En effet, au début des années soixante, les premières missions à bord de fusées¹³ pour des vols courts hors de l'atmosphère, ont suffi à montrer l'existence de sources, comme le Crabe ou la radio galaxie M87, ainsi que des systèmes binaires à objet compact. Le premier satellite dédié à l'observation X était SAS-1 (aussi nommé UHURU), de 1970-1973, et a permis de détecter 339 sources, ainsi que l'émission diffuse en provenance des amas de galaxie. Le satellite Einstein (HEAO-2), de 1978 à 1981, fut le premier imageur, et outre la découverte de milliers de sources, il permit de faire des études spectro-morphologiques des restes de supernova, de découvrir des jets dans les radiogalaxies M87 et de CenA. Des satellites

12. Nous pouvons remarquer qu'une fois de plus, et comme cela arrive souvent en astronomie, c'est encore une découverte fortuite, puisque les détecteurs à neutrinos étaient construits pour, entre autre, mesurer la possible désintégration du proton.

13. Ces observations de courte durée se faisaient aussi avec des ballons.

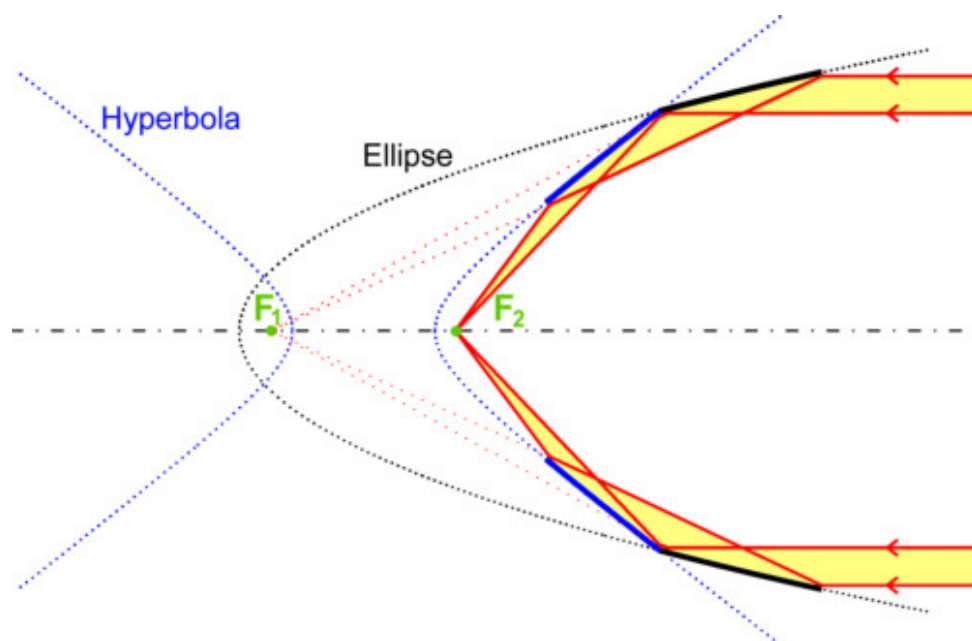


FIGURE 2.1 – Schéma d'un miroir pour un télescope de Wolter de Type I, utilisé dans des télescopes tel que *Chandra* ou *XMM-Newton*, pour focaliser les rayons X. Il est constitué de deux portions de miroir, la première tangente à une ellipse de foyer F_1 , puis d'une autre tangente à une hyperbole de foyer F_2 , qui est le plan focal de l'instrument.

non moins importants ont poursuivi les observations dans ce domaine des X mous, comme Beppo-SAX (1996-2002) et ASCA (1993-2001), pour déboucher sur les observatoires de dernière génération à propos desquels nous allons par la suite donner quelques détails.

Chandra : Ce télescope a été développé par la NASA, et lancé en juillet 1999. Il est capable de focaliser les photons incidents par la technique dite de l'incidence rasante dans des télescopes de Wolter de type I (voir figure 2.1. Cette technique est nécessaire, car si l'angle entre le matériau réflecteur et le photon est trop grande, alors celui-ci est absorbé ou traverse le miroir. C'est l'instrument qui possède la meilleure résolution angulaire, celle-ci étant inférieure à la seconde d'arc. Il est équipé de deux caméras, ACIS¹⁴ et HRC¹⁵.

ACIS est composé de détecteurs CCD, la résolution angulaire est limitée au minimum par la taille d'un pixel ($\sim 0.492''$), tandis que le HRC est constitué de pixels plus fins, de 0.13 seconde d'arc par pixel, et donc possède la résolution angulaire de l'instrument lui-même.

Le détecteur ACIS est composé de 10 détecteurs CCD, organisés en deux instruments ACIS-I, optimisé pour l'imagerie (4 CCD placés deux par deux pour former un carré) et ACIS-S (6 CCD alignés) spécialisé pour la spectroscopie. Chaque CCD peut être disposé

14. AXAF CCD Imaging Spectrometer, AXAF était le nom du satellite avant le lancement, pour être rebaptisé Chandra en l'honneur de Subrahmanyan Chandrasekhar.

15. High Resolution Camera.

de plusieurs façons, illuminé par l'avant ou par l'arrière. L'illumination par l'avant permet une meilleure résolution en énergie alors que la détection par l'arrière permet d'avoir un seuil en énergie plus bas.

Le champ de vue de ACIS-I est de $16' \times 16'$, tandis que celui de ACIS-S est de $8' \times 48'$. La surface efficace est de 300 cm^2 et de 400 cm^2 à 1 keV, pour une résolution en énergie à $1 \text{ keV } \frac{E}{\Delta E}$ de 20, et de 9 pour les CCD illuminés par l'avant et par l'arrière, respectivement.

L'autre caméra, HRC, est composée aussi de deux détecteurs : HRC-I est un détecteur optimisé pour l'imagerie, dont le champ de vue est de $30' \times 30'$, tandis que HRC-S possède un champ de $7' \times 97'$. La surface efficace n'est que de 225 cm^2 à 1 keV. Mais ce détecteur possède la résolution temporelle la plus fine, avec $16 \mu\text{s}$.

Il est possible d'adjoindre aux deux détecteurs optimisés pour la spectroscopie deux grilles permettant d'améliorer la résolution en énergie. Cette grille permet de dévier les photons en fonction de leur énergie, à la manière d'un prisme, ainsi la position qu'ils vont occuper dans la caméra dépend de leur énergie. L'adjonction de grille va permettre de former les détecteurs HETG et LETG (High et Low Energy Transmission Grating).

La très bonne résolution de cet instrument en fait l'instrument X le plus intéressant pour l'étude détaillée et la séparation des sources comprenant plusieurs composantes, comme les pulsars avec leurs nébuleuses, ou la séparation des restes de supernova composites. De plus, son bruit de fond interne est très bas, ce qui en fait un observatoire très sensible.

XMM-Newton¹⁶ : Il a été lancé en décembre 1999. C'est un instrument qui focalise les rayons X incidents par des miroirs à incidence rasante, avec un télescope de type Wolter. Il y a trois instruments embarqués : un imageur, EPIC¹⁷, un spectromètre RGS¹⁸ et un moniteur optique OM¹⁹.

Le moniteur optique observe dans la gamme 180-600 nm, pour un champ de vue de $17'$, avec une PSF de $1.4''$ (FWHM), et il peut permettre de faire des observations simultanées avec l'observation X.

RGS est un spectromètre dont le champ de vue est de $5'$, sa gamme d'observation se situe entre 0.35 et 2.5 keV ainsi qu'une résolution en énergie de 3.2 eV pour 1 keV. Le principe est analogue à un prisme, il dévie les photons en fonction de leur énergie.

Le dernier instrument, EPIC, est constitué de 3 caméras : 2 caméras MOS²⁰ et une caméra PN. La caméra MOS est composée de 7 CCD, et son champ de vue est de $33' \times 33'$. Sa gamme en énergie s'étend de 0.15 à 12 keV pour une résolution en énergie de 70 eV à 1 keV et une surface efficace de 920 cm^2 à cette même énergie. La caméra PN est composée de 12 CCD pour un champ de vue de $28' \times 28'$. Sa gamme en énergie va de 0.15 à 15 keV, pour une résolution de 80 eV et une surface efficace de 1227 cm^2 à 1 keV.

Ces trois derniers instruments peuvent être utilisés simultanément pendant une observation, augmentant d'autant la sensibilité du télescope X.

16. X-ray Multi-Mirror Mission

17. European Photon Imaging Camera.

18. Reflection Grating Spectrometer.

19. Optical Monitor.

20. Metal Oxide Semi-conductor.

La très grande surface de celui-ci est très intéressante pour l'observation de sources peu brillantes et/ou diffuses. Cela en fait un instrument très utile pour l'observation de sources non identifiées de H.E.S.S.

Suzaku :

Ce satellite a été lancé en 2005, il est la copie d'un satellite qui a été détruit lors du tir manqué en 2000. Il est composé de cinq télescopes, dont le plan focal est occupé par quatre détecteurs XIS²¹ et un détecteur XRS²², avec une résolution angulaire de l'ordre de 2'. Cependant, un problème technique a eu comme conséquence la perte de tout l'hélium disponible pour le refroidissement de XRS, causant ainsi la perte de ce détecteur.

Le détecteur XIS permet d'observer dans la gamme d'énergie entre 0.2 et 12 keV et possède un champ de vue de 18'×18'. Là aussi, il existe des CCD qui sont illuminés par l'avant (FI) ou par l'arrière (BI). La surface effective à 1.5 keV est de 340 cm² (FI) et 390 cm² (BI) et la résolution en énergie est de 130 eV à 6 keV.

Grâce à sa bonne sensibilité, ce satellite est particulièrement intéressant pour l'observation des sources diffuses.

Rossi-XTE : Ce satellite a été lancé fin 1995. À la différence des instruments présentés précédemment, ce n'est pas un imageur, mais un collimateur dont le champ de vue est de 1° (FWHM).

Il est composé de trois instruments : ASM (All Sky Monitor), HEXTE (High Energy X-Ray Timing Experiment) et PCA (Proportional Counter Array).

L'instrument ASM est composé de trois caméras observant le ciel dans la bande 2-10 keV, chaque caméra couvrant une région de 6° × 90°. Il possède une résolution angulaire de 3'×15' et sert principalement à la détection de phénomènes transitoires.

L'instrument HEXTE possède un champ de vue de 1°, est sensible dans le domaine d'énergie entre 15 et 250 keV, avec une surface efficace de 2×800 cm², une résolution en énergie de 15% à 60 keV, et une résolution temporelle de 8 μs.

Enfin, l'instrument PCA, présente un champ de vue de 1°, pour une gamme de sensibilité de 2 à 60 keV. C'est un détecteur composé de 5 compteurs avec une surface efficace totale de 6500 cm², bien plus grande que les autres instruments observant dans cette gamme d'énergie. Sa résolution temporelle de 1 μs lui permet d'observer des phénomènes périodiques sur des temps très courts, tels que les pulsations des pulsars. Cependant, n'étant qu'un collimateur, il est incapable de séparer le flux provenant de deux sources dans le même champ de vue.

INTEGRAL : C'est un satellite qui a pour vocation principale d'observer le ciel dans le domaine des X-durs / γ mous. Lancé en 2002, il est le successeur d'observatoires tels GRANAT, dont il reprend la technique d'un des instruments (SIGMA) : le masque codé.

En effet, à partir d'une certaine énergie, la focalisation des photons X devient difficile par des méthodes basées sur l'incidence rasante (comme sur les instruments vus ci-dessus), sans faire de très grands instruments, car plus l'énergie du photon incident est élevée, plus

21. X-ray Imaging Spectrometer.

22. X-ray Spectrometer.

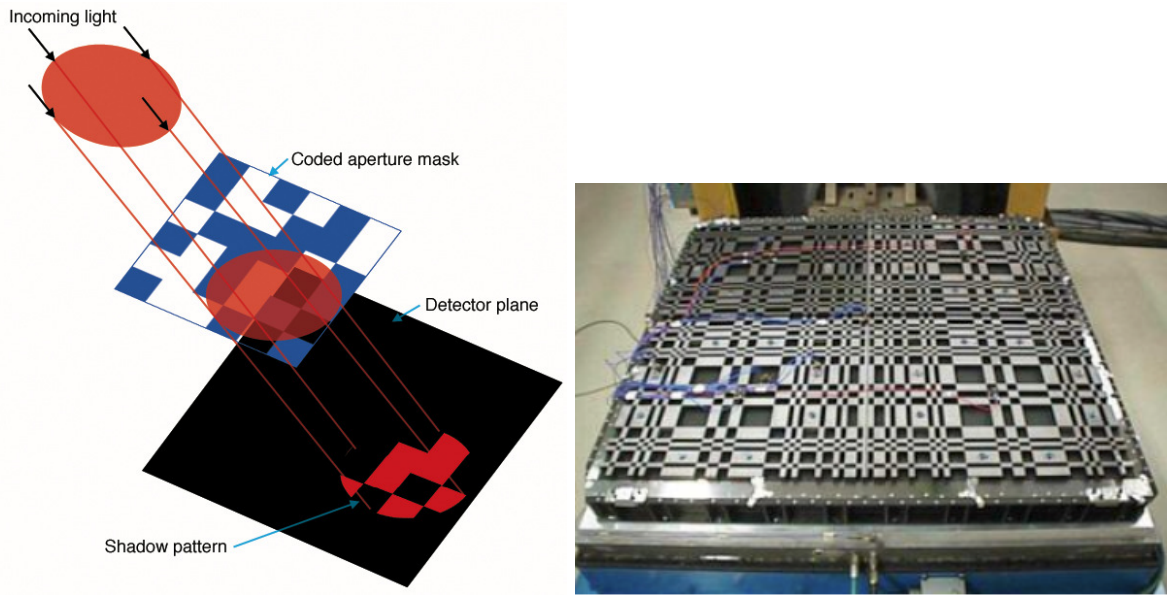


FIGURE 2.2 – (*gauche*) Le principe du masque codé est d’observer le ciel à travers un masque à trous. Ainsi l’image dans le détecteur est le résultat de la convolution du ciel par le masque. L’opération dans le sens inverse permet de pouvoir obtenir l’image du ciel. Ce principe est utilisé sur des télescopes tel que INTEGRAL et Swift. (*droite*) Photo du masque de l’instrument IBIS embarqué sur INTEGRAL.

la distance focale doit être élevée. Pour palier à ces limitations, la technique du masque codé est une alternative possible. L’idée n’est pas de regarder la source elle-même, mais son ombre portée sur le détecteur, à travers un masque. La déconvolution de cette image donne ensuite l’image du ciel (cf figure 2.2).

Les instruments à bords d’INTEGRAL sont : OMC (Optical Monitor Camera), JEM-X (Joint European X-ray Monitor) et les deux instruments principaux : SPI (SPectrometer for INTEGRAL) et IBIS (Imager on-Board the INTEGRAL Satellite). Les trois derniers instruments fonctionnent avec un masque codé.

L’OMC est un moniteur optique observant dans le domaine entre 500 et 850 nm, et un champ de vue de $5^\circ \times 5^\circ$. JEM-X est un détecteur sensible entre 3 et 35 keV, avec une résolution angulaire de $3'$, pour un champ de vue de 4.8° . SPI, le spectromètre, est sensible entre 20keV et 8 MeV, pour un champ de vue de $\sim 35^\circ$ et une résolution angulaire de $2.6'$, ainsi qu’une surface de collecte de 508 cm^2 et une résolution en énergie de 0.2%.

ISGRI couvre un domaine d’énergie allant de 20 keV à 10 MeV, grâce à deux caméras, IBIS (20-500 keV) et PICsIT (100keV à 10 MeV). Le champ de vue de l’instrument est de $29^\circ \times 29^\circ$ pour une résolution en énergie de 8% (entre 18 keV et 100 keV), une surface de 2600 cm^2 (IBIS) et 2890 cm^2 (PICsIT). La résolution angulaire de ISGRI est de $12'$ pour une précision de localisation inférieure à $1'$ (cette dernière dépendant de la significativité de la source).

Sa sensibilité a permis la découverte de 723 sources (Bird et al. 2010) jusqu’à aujourd’hui avec l’instrument IBIS, les principales catégories de sources étant les AGN et les

binaires X, cependant, une portion importante des sources reste non identifiée.

2.3 L'astronomie γ de haute et très haute énergie

Ce domaine s'étend sur une large gamme d'énergie, que l'on peut diviser en trois "bandes" : les γ de "basse énergie", ou γ mou (< 30 MeV), les γ de haute énergie (30 MeV-30 GeV) et les γ de très haute énergie (> 30 GeV). Cette large gamme implique des méthodes de détections différentes.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les photons X et γ mous sont arrêtés par effet photo-électrique dans l'atmosphère (à basse énergie) puis effet Compton, ou par création de paire lorsque les γ deviennent très énergétique. Le caractère opaque de l'atmosphère à cette forme de rayonnement a très vite montré l'intérêt de l'utilisation des satellites.

Les instruments γ embarqués :

Le premier satellite dans le domaine des γ mous a été OSO-III, un observatoire solaire dans lequel a été embarqué un détecteur γ . Ce dernier a montré que l'émission de γ était hautement anisotropique, venant principalement du plan galactique. OSO-III a été suivi par des satellites tels que SAS-2 (20 MeV-1 GeV) et COS-B (50 MeV-5 GeV) embarquant des instruments sensibles dans ce domaine. SAS-2 a découvert l'émission diffuse du plan galactique, tandis que COS-B a découvert environ 25 sources, dont les pulsars du Crabe et de Vela, et 3C 273, la première source extragalactique. Les progrès des détecteurs ont permis très tôt (début des années 1970) d'avoir une résolution en énergie suffisante pour voir des raies d'émissions γ (grâce à des expériences montées sur ballons). Ce type d'expérience a permis de montrer l'existence d'une raie à 511 keV (1977) en direction du centre galactique. Une autre découverte majeure dans le domaine est celle des sursauts γ . Celle-ci eu lieu pendant la fin des années 1960, grâce aux satellites Vela, qui à l'origine étaient construits pour détecter les explosions nucléaires des essais au sol.

Le premier instrument de grande envergure couvrant le domaine γ est CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory), en opération de 1991 à 2001. Il était composé de quatre instruments couvrant ainsi une très large gamme d'énergie, de 30 keV à 10 GeV. L'instrument principal opérant dans le domaine des γ était EGRET, un détecteur sensible entre 30 MeV et 10 GeV, avec un large champ de vue (~ 1 sr). Il a découvert en tout 271 sources dont 6 pulsars.

Le dernier né des observatoires en vol des γ de haute énergie est Fermi, composé de deux détecteurs : le LAT²³ et le GBM²⁴. Le GBM est sensible dans un domaine d'énergie de 5 keV à 25 MeV, et sert principalement à l'observation des phénomènes transitoires, et tout particulièrement les sursauts γ . Le LAT est un grand détecteur possédant un large champ de vue (2.4 sr), ce qui lui permet de couvrir l'ensemble du ciel en deux orbites, soit environ trois heures. La méthode de détection et de reconstruction des événements repose sur la création de paire à partir du photon initial, couplé à un trajectographe pour

23. Large Area Telescope.

24. GLAST Burst Monitor ; GLAST étant l'ancien nom de Fermi.

reconstruire la direction des électrons secondaires, ainsi qu'un calorimètre pour collecter leur énergie. La surface sensible est de 1 m^2 à 10 GeV . La résolution angulaire est très variable en fonction de l'énergie, allant de 3.5° à 100 MeV à 0.1° à 10 GeV .

Parmi les résultats importants concernant les pulsars obtenus par ce nouvel instrument, on peut noter la découverte de 24 pulsars dont la pulsation n'est visible que dans le domaine γ , ainsi que la mise en évidence du signal γ en provenance de 8 pulsars millisecondes. De plus sa grande sensibilité a permis la découverte de l'émission en provenance des nébuleuses de 3 pulsars, par utilisation des données hors pulsation.

A plus haute énergie, les flux sont beaucoup plus faibles et la surface de collecte doit être bien plus grande. De plus, comme les photons sont très énergétiques, le volume nécessaire pour contenir l'énergie des événements devient prohibitif. Cela implique que pour voir des énergies encore plus grandes, il faut de grands instruments, et donc revenir sur Terre.

Le γ au sol

Comme nous l'avons dit précédemment, les photons γ déposent leur énergie dans l'atmosphère et n'atteignent pas le sol. Cependant, ce dépôt d'énergie laisse des traces, et l'objectif de l'instrumentation au sol est de les détecter.

Lorsque un photon arrive dans l'atmosphère avec suffisamment d'énergie, il va transformer celle-ci en une paire d'électron-positron, lesquels sont suffisamment énergétiques pour émettre de nouveaux photons γ par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung); ceux-ci vont pouvoir à nouveau créer une paire d'électron-positron, et ainsi de suite jusqu'à l'épuisement de l'énergie incidente. Ce phénomène va former ce que l'on appelle une gerbe atmosphérique²⁵.

Comme les électrons-positrons créés lors de cette cascade, ont des vitesses dépassant celle de la lumière dans l'atmosphère, une onde de choc électro-magnétique est émise sous la forme d'un cône de lumière vers l'avant, connu sous le nom d'effet Čerenkov²⁶. L'angle d'ouverture de ce cône vaut : $\cos \theta = \frac{c}{nv}$, avec c la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction de l'atmosphère, et v la vitesse de la particule (voir figure 2.3).

L'émission Čerenkov totale de la gerbe est la somme de la lumière issue de chaque particule secondaire. Le profil de la densité de lumière reçue au sol possède une forme tout à fait caractéristique, que l'on peut voir sur la figure 2.4. Il s'agit d'un plateau d'une centaine de mètre de rayon amorçant une décroissance rapide au-delà. A très haute énergie, cette forme caractéristique est quelque peu enflée près du point d'impact.

Nous pouvons distinguer deux méthodes possibles d'évaluation de la gerbe : L'observation de la lumière Čerenkov ou la détection des particules qui arrivent au sol.

25. Il faut tout de même noter que les électrons énergétiques font le même type de cascades. Les hadrons de très haute énergie font aussi des cascades, cependant, de par la nature différente de la particule incidente et leurs interactions, les gerbes hadroniques ont un développement différent : elles sont composées de plusieurs sous-gerbes électro-magnétique ainsi que des particules secondaires à longue durée de vie, c'est-à-dire les muons ultra-relativistes.

26. C'est aussi ce phénomène qui est responsable de la couleur bleutée des "piscines" dans les centrales nucléaires.

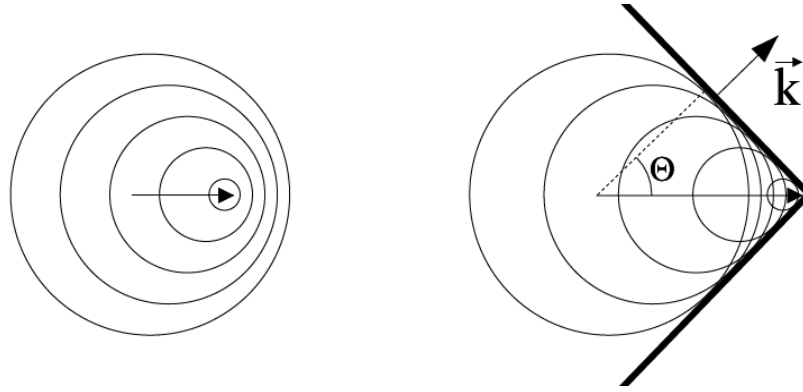


FIGURE 2.3 – Construction de Huyguens montrant le phénomène d'onde de choc lorsque la vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu ($\beta > 1/n$), et permettant la détermination géométrique de l'angle d'ouverture du cône. Sa valeur est d'environ 1° dans l'atmosphère.

Les détecteurs de particules :

Ici, le principe pour caractériser la gerbe est de détecter les particules de celles-ci. Cependant, pour que les particules secondaires arrivent jusqu'au sol, il faut se placer en altitude et aussi avoir des photons de très haute énergie (d'énergies supérieures à quelques TeV). Le rejet du fond est plus délicat à mettre en œuvre, et peut se baser sur la détection de muons dans les secondaires (qui indique l'origine hadronique de la gerbe). De plus, la résolution angulaire est assez faible (de l'ordre de 1°). Cependant, cette méthode permet d'observer de jour, avec un large champ de vue. Parmi les principaux détecteurs de ce type, nous pouvons citer MILAGRO (qui n'est plus en service), et TIBET-III.

Les détecteurs Čerenkov :

Ce sont les détecteurs qui captent la lumière Čerenkov issue de la gerbe atmosphérique. Un des avantages de cette méthode est qu'elle permet d'observer des gerbes issues de γ sans avoir besoin de détecter les particules secondaires, ce qui implique un seuil plus bas que les détecteurs de particules présentés ci-dessus. Cependant, un des défis a été le rejet du fond, car les gerbes issues de hadrons forment aussi une gerbe Čerenkov, et, de plus, le flux de hadron est bien supérieur au flux γ typique des sources.

La confirmation de l'émission Čerenkov des gerbes atmosphériques est due à [Galbraith & Jelley \(1953\)](#), grâce à un détecteur rudimentaire composé d'un miroir et d'un simple photo-multiplicateur (cf image 2.6). Les toutes premières observations ont été faites par des télescopes avec un seul détecteur, et la prise de données en mode ON-OFF (c'est-à-dire que le fond est évalué en pointant le télescope juste à côté de la source). Cependant, le niveau de fond reste tout de même bien trop important, et il n'y a pas eu de détection significative par cette méthode.

De là, deux chemins furent empruntés pour tenter de détecter des sources, l'imagerie et l'échantillonnage temporel du front d'onde.

La méthode de l'échantillonnage consiste à observer le temps d'arrivée du front d'onde en fonction de sa position. La forme du front d'onde de la gerbe possède une forme de plus

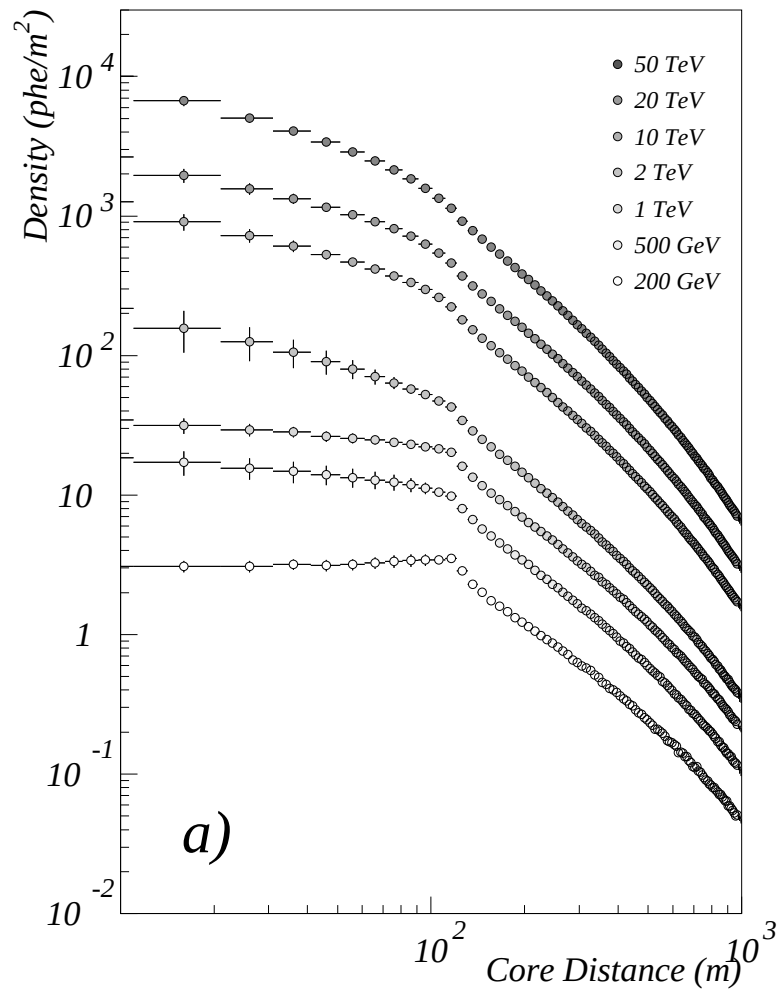


FIGURE 2.4 – Profil latéral de la densité de photon Čerenkov reçu en fonction de la distance au point d'impact, et pour différentes énergies du γ incident (Hinton 2009).

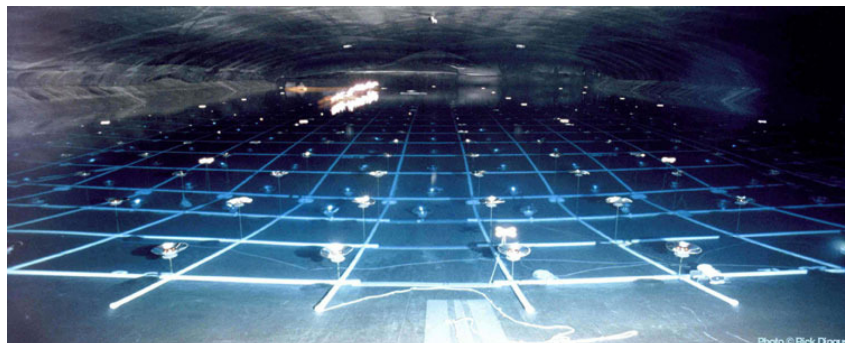


FIGURE 2.5 – Photographie du détecteur à eau MILAGRO.

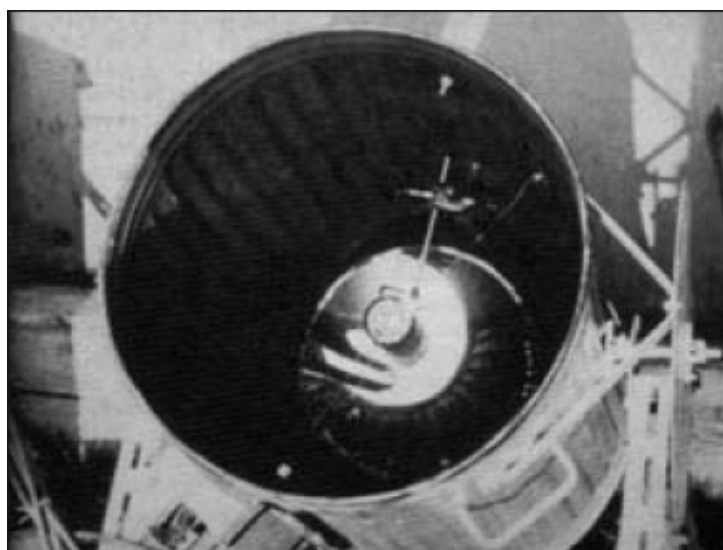


FIGURE 2.6 – Photographie du détecteur rudimentaire ayant servi à la confirmation de l'émission Čerenkov des gerbes atmosphériques. Il est composé d'un photo-multiplicateur unique, d'une poubelle pour le "corps" du télescope, et d'un miroir de lampe chercheuse pour DCA.



FIGURE 2.7 – Photographie des deux télescopes de MAGIC-II.



FIGURE 2.8 – Photographie des quatre télescopes de VERITAS.

en plus conique à mesure que l'énergie augmente. De là, en utilisant un grand nombre de détecteur, il est facile de caractériser la forme du front d'onde en mesurant le temps d'arrivée de celui-ci dans chaque détecteur. Ce qui donne donc accès aux paramètres de la gerbe. Le rejet du fond se fait en utilisant la régularité des temps d'arrivée pour les gerbes électro-magnétiques comparées à un front d'onde structuré à cause des particules pénétrantes (muons) des gerbes hadroniques, de même que l'uniformité de la galette Čerenkov au sol (qui, comme nous l'avons vu dans la figure 2.4 est à peu près uniforme sur une taille de ~ 120 m) Ce type de méthode a été mise en place par les expériences Themistocle²⁷ ou Celeste dans les Pyrénées-Orientales en France (par exemple).

L'autre méthode qui a été de loin la plus fructueuse, est celle de l'imagerie. Le principe

27. L'expérience Themistocle, a permis de confirmer la détection du Crabe faite par Whipple en 1989 tout en mesurant son spectre jusqu'à 15 TeV.

Instrument	Alt. (m)	Tels.	Tel. Area (m ²)	Pixels	FoV	Ang Resol. (°)	Thresh. (TeV)	Sensitivity (% Crab)
H.E.S.S.	1800	4	107	960	5	0.08	0.1	0.7
VERITAS	1275	4	106	499	3.5	0.1	0.1	1
MAGIC	2225	2	234	574	3.5	0.1	0.06	2

TABLE 2.1 – Caractéristiques des trois principaux détecteurs Čerenkov à l’heure actuelle. Les valeurs de seuils en énergie ne prennent pas en compte la dégradation des télescopes avec le temps. La sensibilité est donnée en pourcentage du Crabe ($\sim 2 \cdot 10^{-11}$ ph.cm⁻².s⁻¹) pour une détection à 5σ pour 50 heures d’observation. Ce tableau est extrait de [Hinton \(2009\)](#).

consiste à utiliser une pixelisation fine de la caméra pour observer l’image de la gerbe. Cette méthode a pris un large essor grâce, notamment à des travaux de [Hillas \(1985\)](#), qui a montré le premier la possibilité d’une meilleure discrimination du fond basé sur la forme des images. En effet, les gerbes issues des γ ou d’électrons possèdent des formes elliptiques dans la caméra, tandis que les gerbes issues de hadrons sont assez irrégulières en général. Ce type de considération a amené les collaborations telles que Whipple à augmenter progressivement la finesse de la pixelisation des caméras, mais aussi la construction de nouveaux instruments comme le télescope français CAT ou les télescopes multiples de la collaboration germano-hispanique HEGRA.

L’expertise apportée par CAT pour l’électronique rapide et l’imagerie fine (fine pixelisation) et la technique stéréoscopique mise au point par HEGRA, ont constitué les éléments de base pour la conception des télescopes de troisième génération, tels que H.E.S.S. et VERITAS. Cette méthode semble avoir remporté "la bataille" menant à la détection de sources, car tous les instruments les plus performants actuellement l’utilisent. En effet, la combinaison d’informations provenant de plusieurs télescopes ajoute un pouvoir supplémentaire de discrimination des hadrons et permet en plus l’amélioration de la reconstruction des événements γ .

La collaboration MAGIC qui avait fait initialement le choix de construire un télescope de grand diamètre (~ 17 m) afin d’abaisser le seuil de détection à une énergie bien en dessous de 100 GeV, a évolué également vers un système stéréoscopique avec la construction d’un deuxième télescope.

Des trois derniers instruments de troisième génération, seul H.E.S.S est situé dans l’hémisphère sud, VERITAS et MAGIC ayant accès au ciel de l’hémisphère nord. Ils agissent donc de manière complémentaire, et offrent potentiellement une large couverture du ciel.

Les différentes caractéristiques des principaux détecteurs Čerenkov actuels sont données dans le tableau 2.1.

2.4 Conclusions

Nous avons vu les différents observatoires permettant d’observer les particules de très haute énergie. Les instruments X ont atteint des niveaux de performance remarquable, tant par la sensibilité que par la résolution angulaire. Les instruments au TeV commencent

eux aussi à parvenir à maturité, grâce aux instruments de troisième génération, qui les ont fait entrer de plain-pied dans l'astronomie, grâce à un grand nombre de sources découvertes.

Nous allons, dans le prochain chapitre nous attarder sur un des instruments de troisième génération que constitue H.E.S.S., fruit du rapprochement des collaborations CAT et HEGRA, dont l'expertise dans le domaine de l'électronique rapide et la pixelisation fine (CAT) ainsi que de la stéréoscopie (HEGRA), a permis de construire un des instruments le plus performants dans l'observation du ciel γ de très haute énergie.

H.E.S.S, Un télescope de 3^{eme} génération pour l'astronomie γ depuis le sol.

Sommaire

3.1 Description de l'instrument et acquisition des données	52
3.1.1 Le système de télescopes H.E.S.S.	52
3.1.2 La logique de détection d'un évènement	58
3.1.3 Étalonnage des caméras et du télescope	60
3.1.4 Déroulement de la prise de données	63
3.1.5 Fabrication des DST	64
3.2 La chaîne d'analyse	64
3.2.1 Reconstruction des évènements	65
3.2.2 Les tables d'instrument	70
3.2.3 Évaluation du fond sous le signal	74
3.2.4 Évaluation de la significativité d'un signal	78
3.3 Critères de qualités des données et sélections des pointés	79
3.3.1 Les critères de qualité du bon fonctionnement des télescopes	79
3.3.2 Les critères atmosphériques	80
3.4 La réduction des données et l'analyse de haut niveau	84
3.4.1 Cartographie des sources	84
3.4.2 Reconstruction Spectral	85
3.4.3 Les cartes avancées	89
3.5 Stabilité du détecteur dans le temps : Études des systématiques	91
3.5.1 Origine des erreurs systématiques	91
3.5.2 La nébuleuse du crabe : Un faisceau test	92
3.5.3 Conclusions	103

3.1 Description de l'instrument et acquisition des données

3.1.1 Le système de télescopes H.E.S.S.

3.1.1.1 Le Site

Le télescope H.E.S.S est situé en Namibie, dans la région de Khomas Highland, à une centaine de kilomètres au sud-ouest de la capitale, Windhoek. La position du site est

23°16'18" S, 16°30'00" E, pour une altitude de 1800 mètres au-dessus du niveau de la mer. Ce site présente certains avantages. En effet, il se situe loin de toute agglomération, ce qui implique une faible pollution lumineuse. Le climat semi-désertique offre peu de précipitations, hormis pendant la saison des pluies. L'altitude optimale est un compromis entre deux facteurs : une altitude élevée est favorable au sens où l'absorption de la lumière Čerenkov est limitée. Mais d'un autre côté, le bras de levier qui permet à la gerbe de se développer (ce qui détermine la taille de la "galette" Čerenkov au sol) est plus faible pour un site à haute altitude. Le compromis se trouve entre environ 1500 et 2000 mètres.

L'ensemble de l'observatoire H.E.S.S. est composé dans sa première phase de 4 télescopes de 12 mètres de diamètre pour 15m de focale, situés sur les sommets d'un carré de 120m de coté, orienté selon les points cardinaux (voir image 3.1).

Le site contient aussi plusieurs éléments de contrôle de qualité de l'atmosphère :

- un radiomètre, qui observe le ciel dans la bande 8-14 μ m, bande d'absorption de la vapeur d'eau, cela permet d'avoir un suivi des nuages.
- une station météo, qui mesure la température, la pression, le vent, l'humidité.
- un détecteur de transparence à basse altitude, composé d'une diode électroluminescente (LED) fixé à une antenne sur le plateau du Gamsberg (~ 30 km du site à 2347m d'altitude), avec un capteur CCD situé sur site.
- un Lidar vertical, qui permet de mesurer par rétro-diffusion la quantité de poussières dans l'atmosphère jusqu'à une dizaine de kilomètres.

L'espacement entre les télescopes est issu d'une optimisation globale basée sur des simulations Monte-Carlo, pour obtenir une taille optimale offrant le meilleur compromis entre la PSF, le rejet du fond, un seuil faible et la sensibilité. En effet, plus le réseau est petit, plus il y a de télescopes qui se déclenchent au passage d'un évènement, donc meilleure est la reconstruction de celui-ci. Cela implique une meilleure discrimination γ /hadrons, une meilleure PSF et un meilleur seuil. Cependant, plus le réseau est petit et plus la surface de collecte est faible, ce qui limite la statistique des évènements à haute énergie. De plus, pour tirer avantage de la stéréoscopie, et de la discrimination du fond, il faut qu'au moins deux télescopes soient à l'intérieur de la galette. Celle-ci est de ~ 250 m de diamètre à basse énergie, près du seuil de l'instrument (~ 100 GeV).

D'autres instruments sont présents sur le site de H.E.S.S., le Robotic Optical Transient Search Experiment (ROTSE) III (Akerlof et al. 2003), dédiée à l'observation optique des sursauts γ , et aussi le télescope ATOM. Ce dernier est dédié à l'observation en optique des sources transitoires de H.E.S.S. (jusqu'ici, les noyaux actifs de galaxie), dont les détails techniques pourront être trouvés dans Hauser et al. (2004).

3.1.1.2 Le télescope

Chaque télescope utilise une monture dite Alt-Azimutale, ce qui signifie que les mouvements se font sur l'axe horizontal et vertical par rapport au sol. Ce type de monture a l'avantage d'être simple à construire pour de grands télescopes, comparé aux montures équatoriales.

Le système de contrôle du télescope permet une vitesse maximum de déplacement de

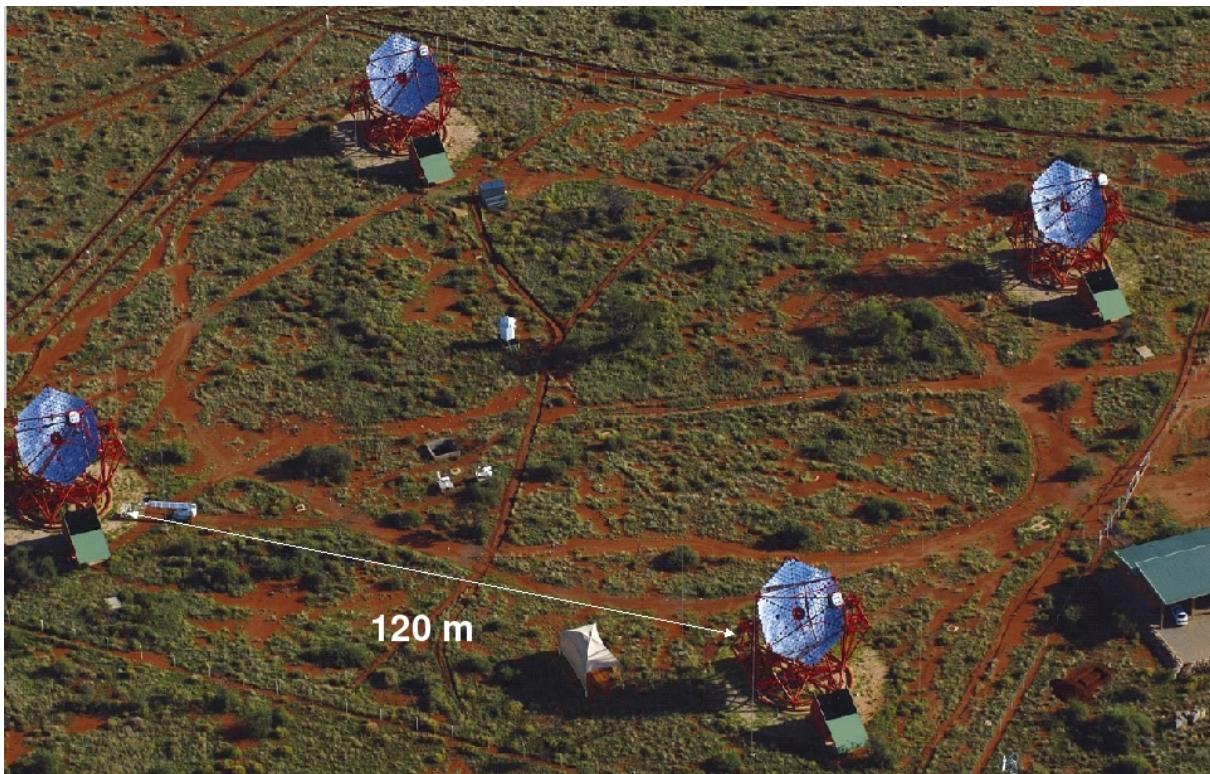


FIGURE 3.1 – Image du site de H.E.S.S.. Au centre des quatre télescopes se construit actuellement un cinquième télescope, qui constituera la phase II de H.E.S.S.. Les quatre télescopes sont appelés CT1,2,3 et 4.

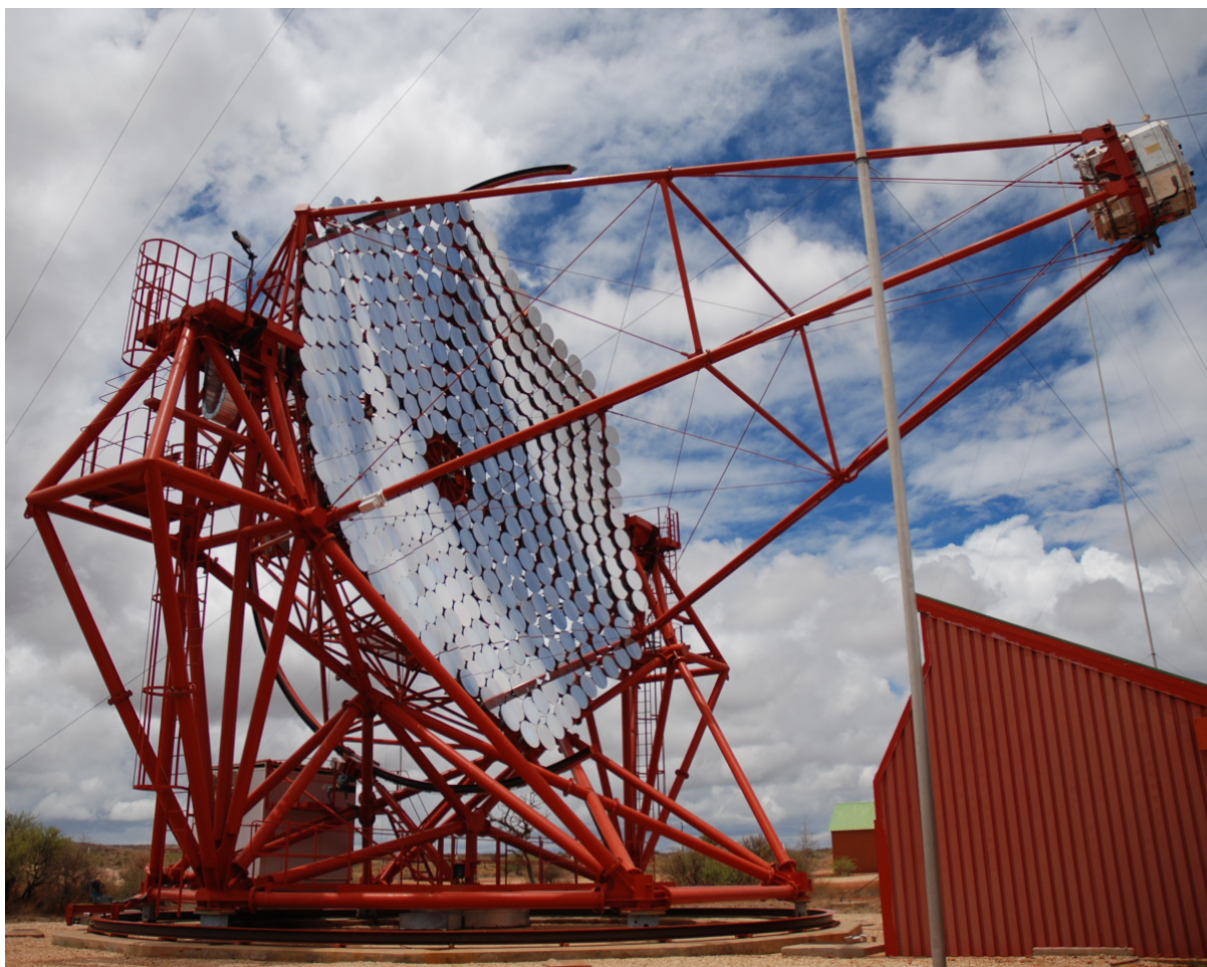


FIGURE 3.2 – Photo d'un télescope de H.E.S.S.. La caméra se situe au bout des quatre bras, à 15 mètres du miroir. La structure en bas à droite de l'image est le hangar dans lequel vient se loger la caméra lorsque le télescope est rangé.

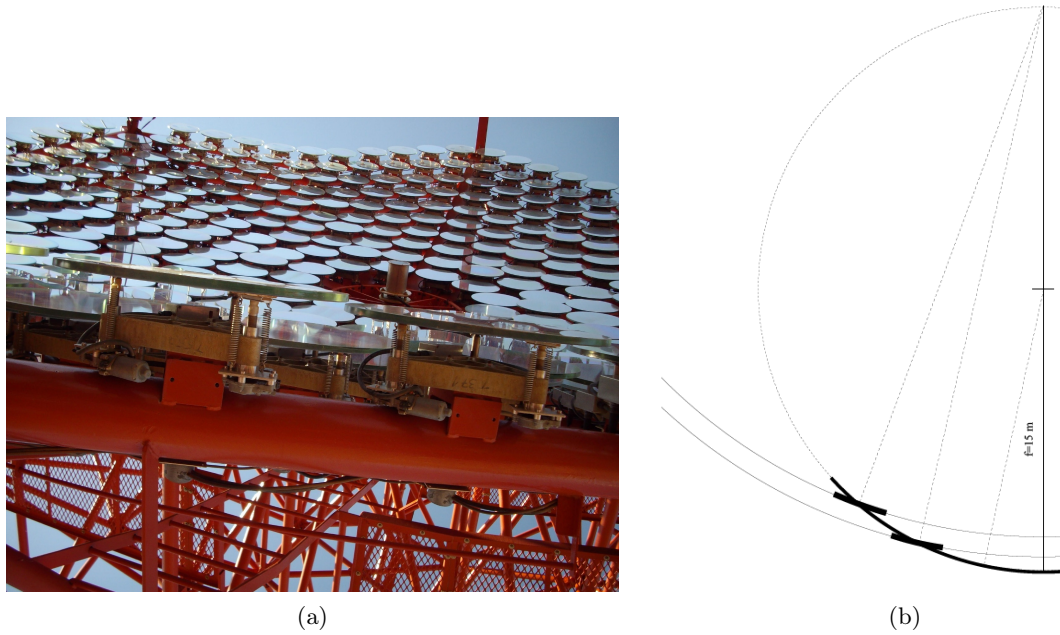


FIGURE 3.3 – (a)Image des miroirs. On peut distinguer les trois points d'attaches, ainsi que la disposition des miroirs suivant le schéma de montage Davies Cotton utilisé par H.E.S.S. (b)

100°/min.

Un télescope est composé de 380 miroirs circulaires de 30cm de rayon, pour former un "grand" miroir d'une surface équivalente de 107 m². Les miroirs sont disposés selon le montage de Davies-Cotton, que l'on peut voir sur le schéma 3.3 : chaque miroir est disposé sur une structure de forme sphérique d'une focale de $f=15\text{m}$. L'orientation de chaque miroir est définie par la tangente à une parabole de foyer f , avec l'axe optique comme axe principal, et passant par la position du miroir. La normale à la surface de chaque miroir converge vers un point situé sur l'axe optique, mais à une distance de $2f$. Ainsi, un rayon lumineux parallèle à l'axe optique convergera sur la surface occupée par la caméra située à 15m.

Ce montage est un compromis entre la volonté de limiter l'aberration de coma (déformation des images hors axe optique) d'une structure parabolique, et la volonté de ne pas trop perdre en synchronisme. En effet, dans un montage de type Davies-Cotton, les photons qui sont réfléchis loin du centre du "grand" miroir, arrivent plus tôt dans la caméra. Pour les miroirs de H.E.S.S, la taille d'une source ponctuelle, quelle que soit sa position dans le champ de vue, sera presque toujours inférieure à la taille d'un pixel. Le rayon de contenance à 80% de l'intensité lumineuse d'une source ponctuelle varie de 0.4 à 0.9 mrad (pour une taille de pixel d'environ 1.4 mrad), en fonction de l'angle zénithal (montrée sur la figure 3.4).

L'asynchronisme maximal est de 5 ns du même ordre que la dispersion intrinsèque du flash Čerenkov de la gerbe, qui est de 3 ns.

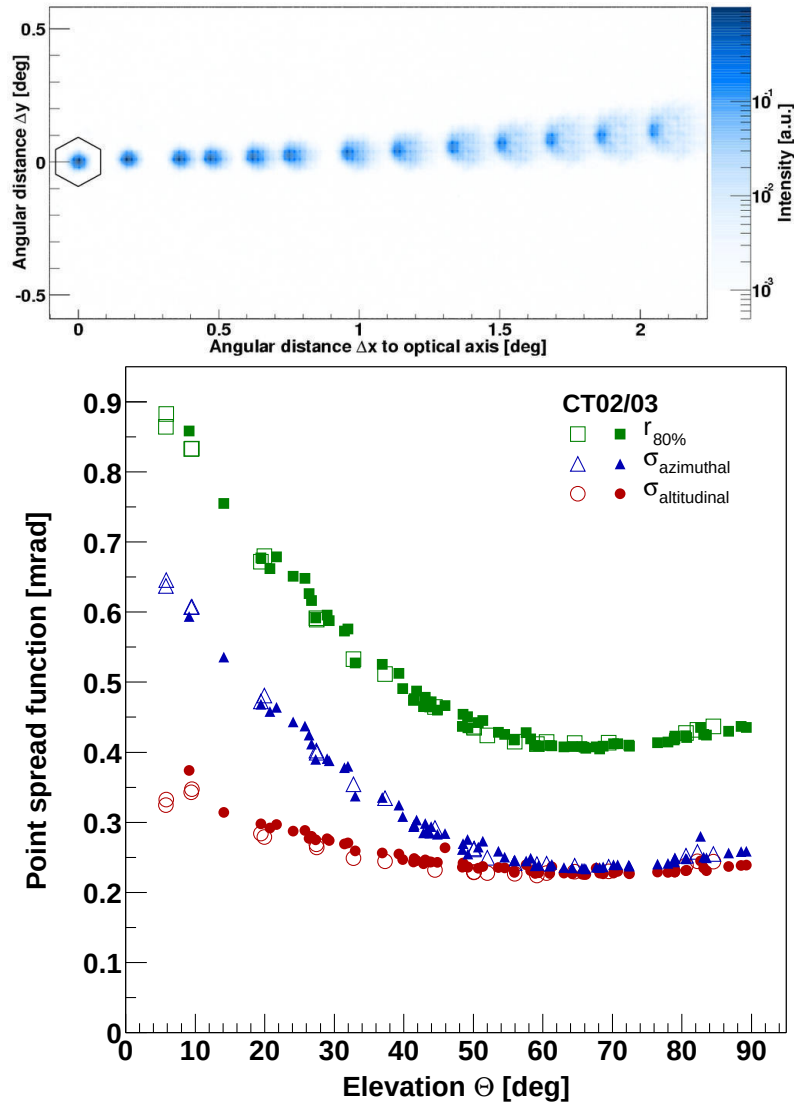


FIGURE 3.4 – (*haut*) Image de l'évolution de la réponse du système optique à une source ponctuelle (une étoile) mesurée en fonction de la distance à l'axe optique. L'hexagone représente la taille d'un pixel. (*bas*) Évolution de cette réponse en fonction de l'altitude de la source (Cornils et al. 2003).

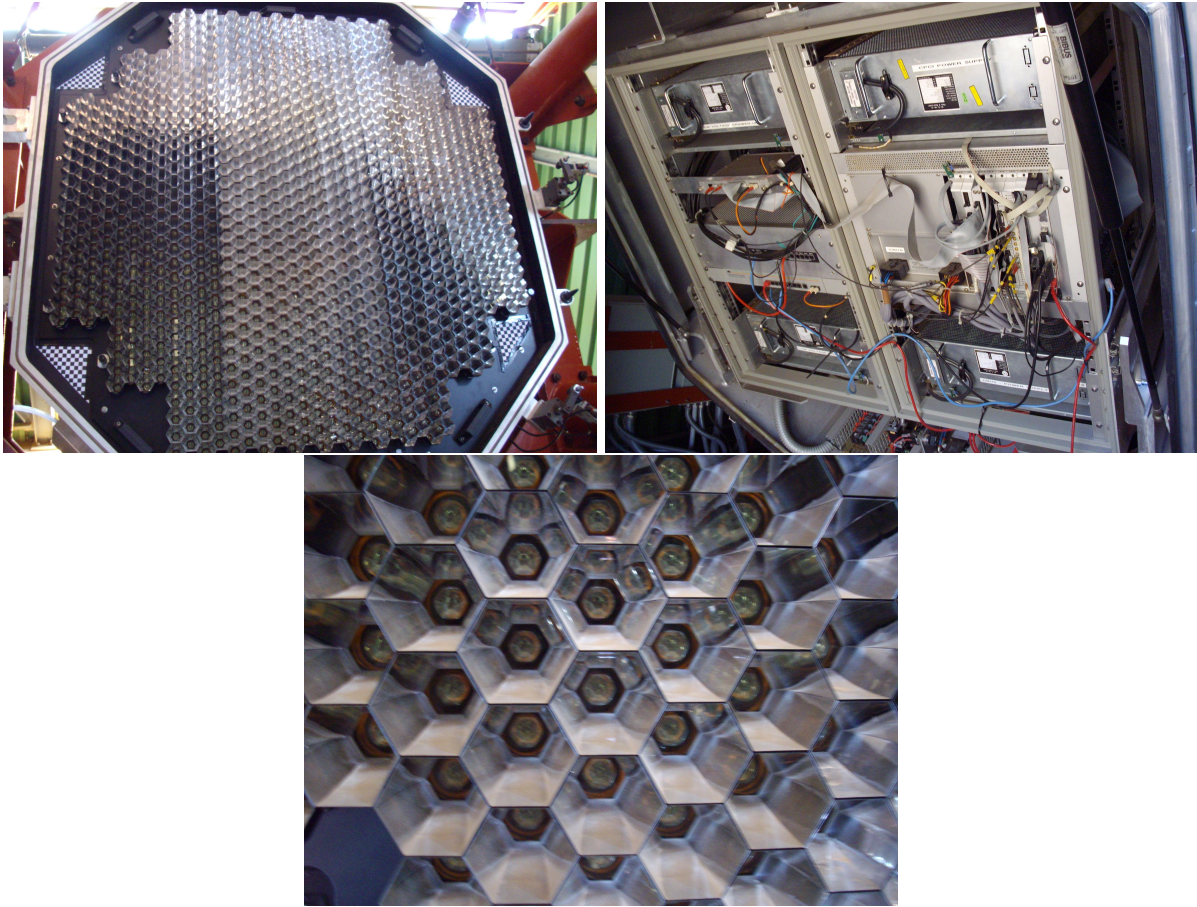


FIGURE 3.5 – (*gauche*) Partie avant de la caméra contenant les PM surmontée des cônes de Winston. (*droite*) Photo de l'arrière de la caméra, qui contient l'ensemble de la logique de déclenchement local, ainsi que le contrôle de celle-ci. (*bas*) Photo montrant le plan détecteur. On peut distinguer l'entrée du PM au centre de chaque cône de Winston.

La précision de pointé brute du télescope est de 30'', et est ramené à 20'' après correction. Le poids total d'un télescope complet est de ~ 60 tonnes.

3.1.1.3 La Caméra

Les caméras de H.E.S.S. possèdent à la fois une pixelisation fine, et une électronique rapide qui permet d'avoir une image détaillée de la gerbe et d'améliorer le seuil de l'instrument.

Chaque caméra a une longueur de 1.5 m et un diamètre de 1.6 m, pour un poids total de 900 kg. Elle est composée de 960 photo-multiplicateurs (PM) qui, pour la distance focale de 15m, ont chacun une ouverture angulaire de 0.16° , pour un champ de vue total du télescope de 2.5° de rayon. Les PMs sont regroupés par groupes de 16 avec leur électronique de contrôle dans un *tiroir*. Il y a ainsi 60 tiroirs par caméra de H.E.S.S.. Cette organisation a l'avantage de faciliter la maintenance, car un tiroir peut être changé sans

démonter la caméra.

Chaque tiroir contient deux cartes mémoires analogiques gérant 8 PM. Elles s'occupent de l'amplification, du stockage, de la conversion analogique/numérique et de la lecture des données, et sont montées sur une carte mère dite de "slow-control".

L'amplification du signal reçu passe à travers deux voies, haut-gain pour les signaux faibles (couvrant la gamme 0-100 photo-electrons) et voie bas-gain qui couvre la gamme 16-1600 photo-electrons.

Le signal venant des PM est stocké toutes les nano-secondes dans une mémoire analogique circulaire (ARS²⁸) d'une profondeur de 128 ns.

L'entrée des PM est surmonté de cônes de Winston de forme hexagonale, que l'on peut voir sur l'image 3.5. Ces cônes ont trois fonctions : éviter les espaces morts entre les PM, et donc d'augmenter le champ de vue de ceux-ci, rediriger la lumière incidente vers le centre du PM, et rejeter la lumière possédant une incidence supérieure à 30° (l'albédo du sol par exemple).

Plus de détails sur les caméras de H.E.S.S., ainsi que les papiers de références associés à ce thème, peuvent être trouvés dans [Rolland \(2005\)](#).

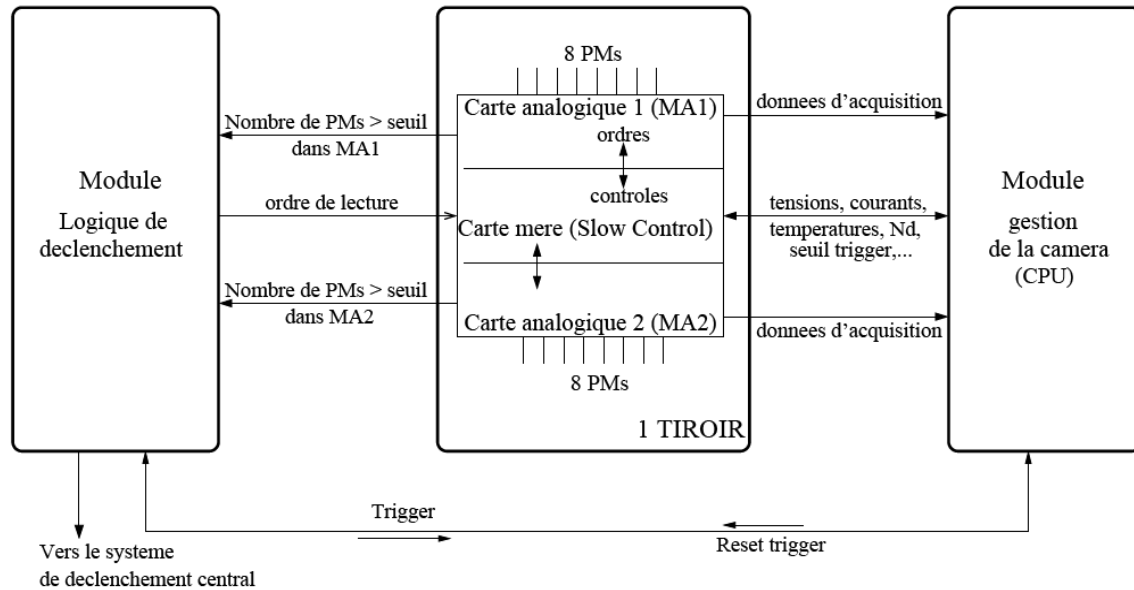


FIGURE 3.6 – Schéma de l'organisation de l'électronique et des informations échangées dans la caméra ([Rolland 2005](#)).

3.1.2 La logique de détection d'un évènement

Le déclenchement du réseau H.E.S.S. qui aboutit à l'enregistrement d'un évènement se fait en deux étapes. La première a lieu dans chaque caméra (déclenchement local),

28. Analog Ring Sampler

la seconde, appelée déclenchement centrale a lieu au niveau du réseau, et regroupe les informations provenant des quatre télescopes pour ne retenir que les événements où, au minimum, deux télescopes ont été déclenchés.

Déclenchement local

Pour ce niveau de déclenchement, la caméra est découpée en 38 secteurs de 64 pixels, chaque secteur possède un recouvrement partiel avec le secteur voisin. Cette sectorisation a été conçue pour minimiser la probabilité de déclencher sur du bruit de fond, c'est à dire la lumière ambiante (appelé NSB²⁹).

Le système local de déclenchement nécessite d'avoir une coïncidence spatiale et temporelle dans un même secteur. Il faut qu'un nombre S_2 de pixels dans un secteur possède un nombre de photo-électrons supérieur à S_1 pour déclencher la lecture des données de la caméra entière. Ces seuils sont optimisés pour ne pas être dans la région où le bruit de fond domine et sont de $S_1=4$ photo-électrons et $S_2=2.5$ pixels (une valeur non entière puisque les signaux sont sommés de manière analogique).

Lorsqu'une caméra passe ces seuils, elle envoie un message par l'intermédiaire d'une fibre optique au déclenchement central, ainsi que son état, c'est à dire si elle est capable de lire les données, ou si elle est déjà occupée à la lecture d'un événement précédent. Elle attend le retour du système central, mais commence à lire et stocker les données.

Déclenchement central

Ce système contrôle la présence d'une coïncidence temporelle entre les signaux provenant des télescopes. Pour cela il va regarder le recouvrement temporel des signaux arrivants des télescopes, et déclare la coïncidence si celui-ci est supérieur à 10 ns. Le paramètre nominale est de deux télescopes minimum pour obtenir la coïncidence, mais il peut être augmenté. Ce système réagit renvoie une information aux télescopes qui se sont déclenchés que lorsqu'il a détecté une coïncidence. En l'absence de réponse du niveau central au bout de $5.5\mu s$, la caméra interprète cela comme une absence de coïncidence, arrête la lecture et l'enregistrement des données et se rend à nouveau disponible pour l'observation. Le temps mort dans ce cas n'est que de $5.5\mu s$. (Ce temps est défini comme la somme du temps pour l'information de faire un aller-retour entre la caméra et le déclencheur central ($4.2\mu s$) et le temps que met le module central à détecter la coïncidence.)

Si il y a un autre télescope qui se trouve en coïncidence temporelle, un message est renvoyé aux caméras. L'arrivée de celui-ci fait augmenter un compteur d'événements de 1 (pour toutes les caméras), et, donne l'ordre aux caméras ayant déclenché et étant disponibles de continuer la lecture et l'enregistrement des données. Dans ce cas, le temps mort total est de $\sim 446\mu s$. Lors d'une acquisition standard les données de chaque pixel sont intégrées sur une fenêtre temporelle de 16 ns, qui contient l'essentiel de la lumière Čerenkov. On peut tout de même noter que les gerbes de très haute énergie (qui sont en moyenne à grande distance des télescopes) ne sont pas totalement contenues dans cette fenêtre. Il est cependant possible d'observer le développement temporel de la gerbe sur ces 16 ns, c'est à dire de ne pas faire l'intégration et de lire l'information telle qu'elle

29. Night Sky Background.

arrive (rappelons que le signal de chaque PM est échantillonné toutes les nano-secondes). Ce mode d'observation est appelé *sample mode* mais n'est pas utilisé.

Les informations des caméras sont ensuite transférées vers une ferme informatique chargée de la conversion et du stockage des données. La ferme contient 30 CPU (nœuds), ce qui permet de ne pas créer de temps mort supplémentaire. Le nœud (inactif) vers lequel sont envoyées les informations d'un évènement est défini par le déclencheur centrale.

L'avantage de la stéréoscopie apparaît ici, car il permet d'abaisser le seuil des caméras, se reposant sur la coïncidence entre télescopes pour rejeter le fond. Cela permet notamment de rejeter les muons car ils ne déclenchent essentiellement qu'un seul télescope. Le taux de déclenchement de chaque télescope est de l'ordre de 1 kHz, tandis que le réseau possède un taux de déclenchement de l'ordre de 300 Hz (au zénith), sachant que ce taux dépend du cosinus de l'angle zénithal, ainsi que de l'efficacité optique de l'instrument (qui décroît avec le temps à cause la dégradation de celui-ci, comme nous pouvons le voir dans la figure 3.8).

3.1.3 Étalonnage des caméras et du télescope

Pour reconstruire les paramètres physiques de la gerbe de manière correcte et "indépendante" des conditions de prise de données, il faut connaître l'état de l'instrument pour corriger les effets instrumentaux.

Nous présentons brièvement les paramètres utiles à cet étalonnage. Plus de détails sont données dans [Rolland \(2005\)](#).

3.1.3.1 Les piédestaux

Le piédestal est la réponse de la caméra en l'absence de signal physique. Il y en a de deux sortes, le piédestal électronique et le piédestal dû au bruit de fond de ciel.

La largeur du piédestal électronique provient du bruit des circuits électroniques de la caméra elle-même. Il se mesure à l'aide d'acquisitions de données dans le noir, c'est-à-dire capot de la caméra fermé.

La largeur et la position du piédestal dépendent également de la lumière diffuse du ciel. Les variations de température aussi changent sa position. Ce piédestal est contrôlé en utilisant les données mêmes, toutes les deux minutes (par accumulation des pixels qui ne reçoivent pas de lumière Čerenkov).

3.1.3.2 Les gains

Pour pouvoir faire la conversion entre la valeur du signal mesuré et le nombre de photo-électrons, il est nécessaire de faire un étalonnage du signal obtenu pour un seul photo-électron. Pour ce faire, une lumière pulsée et de faible amplitude est utilisée de manière à produire la plupart du temps un seul photo-électron sur le photo-multiplicateur.

La figure 3.7 montre la distribution des pas d'ADC³⁰ (unité de mesure de la valeur

30. ADC = Analog to Digital Converter, ou CAN, pour Convertisseur Analogique Numérique en français.

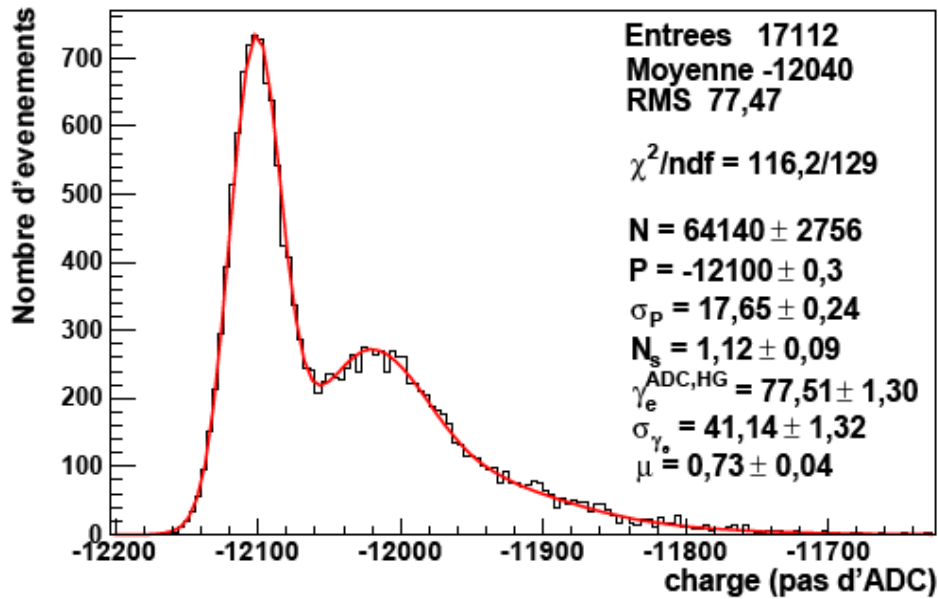


FIGURE 3.7 – Distribution des pas d'ADC (mesure de la valeur en sortie de PM) acquis lors d'une observation d'étalonnage des gains montrant le piédestal et le pic du photo-électron unique.

obtenue en sortie des PMs) pour la réponse au photo-électron unique. Le premier pic représente la valeur en l'absence de photo-électrons (le piédestal), tandis que le second représente la réponse à un seul photo-électron. Dans certains PM, il y a plus d'un photo-électron détecté, mais cette probabilité est relativement faible et la réponse est noyée dans les queues de distributions de la réponse au photo-électron unique.

La dynamique de la voie bas-gain de la caméra (16-1600 p.e) ne permet pas d'étalonner la réponse au photo-électron unique. Dans ce cas, son gain est obtenu de manière indirecte par le rapport des signaux obtenus dans les deux voies en utilisant les données Čerenkov elles-mêmes.

3.1.3.3 Le Flat-Field

À cause des différences d'efficacité des cônes de Winston ainsi que de celles des PMs, l'efficacité de conversion de la lumière reçue par un pixel n'est pas identique d'un pixel à l'autre. Cette réponse est connue en faisant un "flat-fielding", c'est à dire que l'on expose tous les pixels de la caméra à une quantité de lumière uniforme.

3.1.3.4 Pixels en dysfonctionnement

Ce sont des pixels qui pour diverses raisons sont éteints pendant tout ou partie de la durée d'une prise de données. Dans certains cas, ils sont volontairement débranchés pour éviter de surexposer les PMs, lorsqu'une étoile passe dans le champ de vue. Dans d'autres cas, leur extinction peut être due à des problèmes techniques (alimentation, PM cassé). Le nombre moyen de pixel cassé par observation est de l'ordre de 50.

3.1.3.5 L'efficacité optique

L'efficacité optique globale du système (miroirs et PMs) est évaluée en utilisant les informations des images des muons. Lorsqu'un muon passe à proximité du télescope, l'image d'un anneau partiel ou complet se forme dans la caméra dépendant du point d'impact (Vacanti et al. 1994).

La distance angulaire entre le centre de l'anneau et le centre de la caméra correspond à la différence entre la direction du muon et l'axe optique. Un modèle analytique de l'émission Čerenkov prenant en compte la dépendance en énergie, et un modèle de l'atmosphère est utilisé pour prédire la quantité de lumière dans la caméra. La comparaison entre ce qui est prédit et ce qui est observé, donne alors l'efficacité totale de l'instrument (Vacanti et al. 1994). La valeur d'efficacité de 100% correspond à la comparaison entre le modèle de l'instrument lors du démarrage en 2003 et les données de cette époque. Comme on le voit sur la figure 3.8, cette efficacité diminue au cours du temps. Un programme de ré-aluminisation est en cours et devrait être terminé en 2011. Il permettra de retrouver une partie de l'effet perdue.

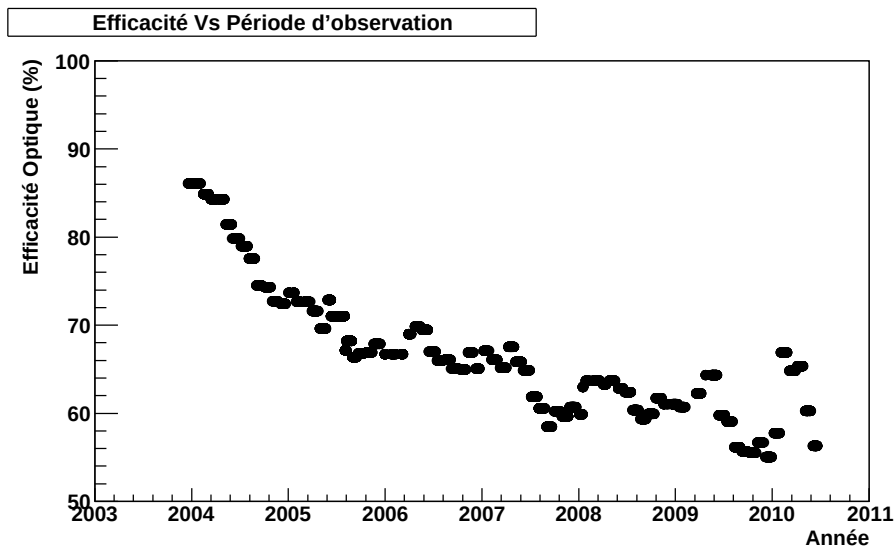


FIGURE 3.8 – Efficacité optique moyenne mesurée en fonction du temps. Les remontées partielles visible correspondent au nettoyage des miroirs et/ou des cônes de Winston

3.1.3.6 Correction de pointé

L'évaluation de la qualité de pointé du télescope, et des déformations de la monture se fait en comparant l'image du ciel prise par une caméra CCD (en observation directe) située dans le support de miroir, et l'image du ciel obtenue par une autre caméra CCD regardant la réflexion des étoiles sur le capot (laissé fermé) de la caméra. Cette évaluation se fait en regardant des régions différentes du ciel couvrant ainsi les gammes d'angle zénithal et d'azimut couvertes par le télescope.

Ces données sont utilisées comme paramètres d'entrée d'un modèle qui donne ainsi la correction à appliquer pour chaque angle zénithal et azimutal. Ces corrections permettent d'arriver à une erreur de pointé de 20". Il existe une autre méthode plus précise qui consiste à prendre les données de la caméra CCD en même temps que l'acquisition des données. Cela permet d'améliorer la précision du pointé jusqu'à 6" (Acero et al. 2010b).

3.1.4 Déroulement de la prise de données

3.1.4.1 Période d'observation

La prise de données sur site est organisée par périodes d'une vingtaine de jours, appelées shifts, durant lesquelles une équipe composée de (3-4) personnes impliquées dans la collaboration est responsable de la prise de données. Cette équipe est renouvelée à chaque shift. La période du shift commence à la fin de la pleine lune, pour finir au début de la suivante.

La prise de données n'est possible qu'après le crépuscule astronomique, lorsque le soleil est à un angle supérieur à 18° sous l'horizon. Mais il faut aussi que la Lune ne soit pas levée.

La saison des pluies, lors de l'été austral, dont le maximum se situe entre Janvier et Mars, diminue également le temps disponible pour les observations. Celui-ci correspond à environ 1000 heures par an.

3.1.4.2 Sélection des sources

Le choix du programme à long terme est fait une fois par an par le comité d'observation, après proposition des membres de la collaboration. La formation du planning se fait en partageant le temps d'observation disponible dans les différents groupes de travail de H.E.S.S., qui sont : Restes de supernova et pulsars ($\sim 200h$), relevé du plan galactique ($\sim 200h$), systèmes binaires ($\sim 50h$), noyaux actifs de galaxie ($\sim 300h$), objets extragalactiques étendus ($\sim 100h$) et le groupe matière noire et exotique ($\sim 50h$).

3.1.4.3 L'acquisition

Les pointés d'observation

Les pointés d'observation, autrement appelés *runs*, ont une durée nominale de 28 minutes. Cette durée a été fixée pour d'une part ne pas avoir une trop grande variation d'angle zénithal durant l'acquisition, et d'autre part, limiter le volume des données pour un run donné. Elle peut être raccourcie pour diverses raisons : si le temps se dégrade, avec la proximité de l'aube ou le lever de la Lune, etc...

La stratégie utilisée lorsque l'on regarde une source connue est de pointer avec un décalage (appelé aussi offset) de 0.5 à 0.7° , c'est ce que l'on appelle le *wobble mode*. Cette stratégie permet d'évaluer le fond simultanément à l'observation de la source.

Pour uniformiser l'exposition sur une source donnée, et moyenner les effets systématiques associés, la position de pointé est alternée autour de la source, selon les axes de déclinaison et d'ascension droite.

Pour les observations de régions entières, comme des portions de plan galactique, cette méthode n'est pas appliquée; les positions de pointé sont cependant définies pour uniformiser l'exposition autour de la région d'intérêt.

Les runs d'étalonnages

Ce sont les runs qui permettent de récupérer les informations utiles à l'étalonnage de l'instrument. Les prises de données pour les piédestaux électroniques (dans le noir, capot fermé), la réponse au photo-électron unique ainsi que le flat-field doivent être effectuées tous les deux jours.

3.1.5 Fabrication des DST

Les DST, ou Data Summary Tapes³¹, sont fabriqués à partir des données brutes reçues du site (Raw Data), en appliquant les corrections issues des données de calibrage, pour calculer correctement les charges dans les caméras, et prendre en compte la correction du pointé du télescope.

Les données brutes contiennent les informations de tous les pixels pour chaque événement, mais toutes ne sont pas pour autant utiles. En effet la taille d'une gerbe Čerenkov n'est que de quelques pixels à basse énergie et quelques dizaines aux très hautes charges, il est donc appliqué un nettoyage des données pour ne garder que les pixels qui contiennent de l'information utile et ainsi stocker une plus petite quantité d'information et au final gagner en temps de calcul.

Un nettoyage à deux seuils est appliqué. Si l'intensité du pixel est inférieure à un niveau S_1 , alors le pixel est jeté, si elle est supérieure à un niveau S_2 , alors il est conservé, et entre les deux, il n'est gardé que si un des plus proches voisins possède une valeur supérieure à S_1 . Par la suite nous n'utiliserons que le nettoyage $S_1=5$ p.e. et $S_2=10$ p.e.

Après l'étape de nettoyage, les moments de l'image de la gerbe assimilée à une ellipse sont calculés et enregistrés dans le DST. Ces moments sont appelés paramètres de Hillas. Nous reviendrons plus en détail sur ces paramètres et leurs utilités dans le paragraphe 3.2.1.1.

3.2 La chaîne d'analyse

La chaîne d'analyse utilisée pour produire les différents résultats présentés ici est la chaîne HAP (HESS Analysis Package) qui est basée sur un système compartimenté de briques de travail élémentaires et modulaires. Chacune de ces briques est appelée un *Maker*. Ces Makers effectuent une tâche spécifique (reconstruction de la direction, reconstruction de l'énergie, création des régions de fonds, etc...). Toutes ces briques répondent à un même standard de programmation, ce qui permet une certaine modularité, et une plus grande facilité d'insertion d'un nouveau module dans le code global. Il est aussi possible d'utiliser des méthodes différentes pour effectuer une tâche (comme par exemple la reconstruction en énergie) sans pour autant changer tout le code. Mais un avantage supplémentaire est l'inter-opérabilité entre les DST allemands et français. En effet, il existe

31. Terme hérité des expériences de haute énergie auprès des accélérateurs de particules.

deux versions de la calibration des données, et il est possible d'utiliser les DST de chacune des deux versions sans effort. Ce qui permet de faire des tests détaillés entre les différentes versions d'analyse, dans le cas de divergence entre les résultats.

Les Makers sont organisés sous forme d'une chaîne, au travers de laquelle les événements sont aiguillés par un système de drapeaux, qui les dirigent vers le maker suivant en fonction des résultats du précédent.

Pour résumer, le principe de base de l'analyse se situe à 3 niveaux : un niveau d'initialisation, un autre niveau de traitement événement par événement et enfin un niveau de finalisation. Chaque maker contient dans son code des instructions concernant ces trois niveaux. Le premier niveau concerne les tâches à effectuer préalablement au traitement des événements, comme par exemple la création des différentes régions ON et OFF pour le run en question. Les tâches événement par événement sont, par exemple, la reconstruction de la position du pied de gerbe, de l'énergie, etc.... Et les tâches de fin d'analyse sont par exemple, la création des fichiers d'exposition, qui ne peuvent être créés que si il y a l'information sur la totalité des événements sélectionnés.

3.2.1 Reconstruction des événements

3.2.1.1 Les paramètres de Hillas

L'image de la gerbe issu d'un γ , dans la caméra, possède une forme elliptique.

L'analyse que nous utiliserons par la suite est basée sur l'utilisation de ces moments ajustés sur l'image de la gerbe dans la caméra, dont le principe a été décrit par A. M. Hillas ([Hillas 1985](#)).

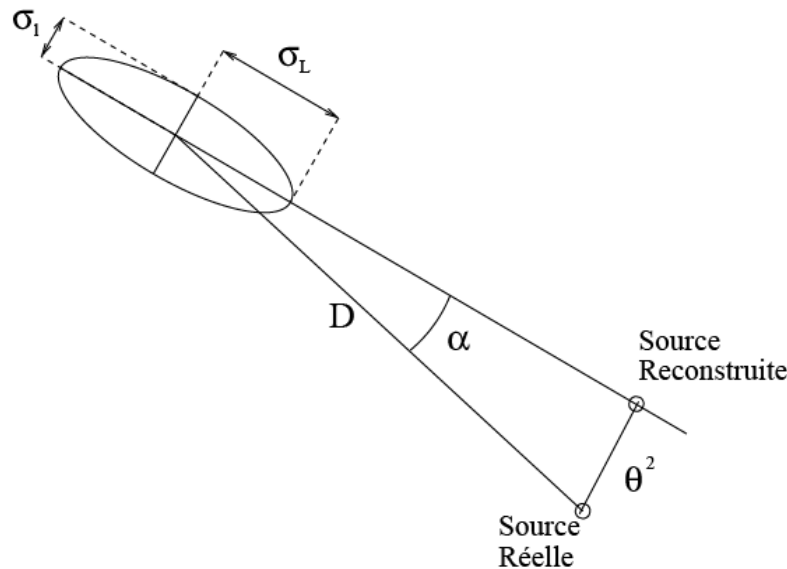


FIGURE 3.9 – Définition des paramètres de Hillas.

Les différents paramètres sont (voir figure 3.9) :

- Le barycentre de l'ellipse,

- La demi-longueur σ_L ,
- La demi-largeur σ_L ,
- La distance D du barycentre à la position de la source observée,
- L'amplitude totale de l'image (la somme de la charge de chaque pixel), notée Q
- L'angle θ entre la direction reconstruite de l'évènement et la direction de la source dans le ciel,
- L'angle α formé entre le grand axe de l'ellipse et l'axe reliant la position de la source. Cet angle est défini dans le plan focale,
- Les moments d'ordre 3, donnant des informations sur l'asymétrie de l'image.

Les paramètres α et les moments d'ordre 3, ne sont utilisés que dans les reconstructions mono-télescope, pour la discrimination et pour reconstruire la direction d'arrivée de l'évènement. En stéréoscopie, l'information apportée par la multiplicité ne les rend plus nécessaires.

3.2.1.2 Paramètres géométriques

L'observation stéréoscopique des gerbes permet de reconstruire simplement la géométrie de l'évènement : la direction de la gerbe, du point d'impact, et de l'altitude du maximum de gerbe.

Reconstruction de la direction

Pour reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe, il faut projeter les images de chaque caméra dans le système nominal.

Ce système virtuel réunit les repères des caméras, il est tangent à la voûte céleste et suit la direction de pointé des télescopes. L'origine du repère est la direction visée par les télescopes. Ce repère est illustré dans la partie supérieure de la figure 3.10. L'intersection des grands axes des ellipses dans ce système donne la direction de la gerbe.

Lorsqu'il y a plus de 2 télescopes qui enregistrent l'image de la gerbe, la direction reconstruite est issue de la moyenne des intersections des images deux à deux. Celle-ci est calculé en appliquant un coefficient :

$$C_{AB} = \sin(\alpha_{AB}) \times \left(\frac{1}{\frac{1}{Q_A} + \frac{1}{Q_B}} \right) \times \left(\frac{1}{\frac{l_A}{L_A} + \frac{l_B}{L_B}} \right) \quad (3.1)$$

avec α_{AB} l'angle entre le grand axe de l'image dans la caméra A, de grand axe L_A et de petit axe l_A possédant une charge Q_A , et le grand axe de l'image dans la caméra B, de grand axe L_B et de petit axe l_B possédant une charge Q_B . La pondération par le sinus de l'angle entre 2 télescopes permet de donner un poids plus fort aux paires d'images ayant un grand angle, c'est à dire une configuration plus favorable pour la mesure de la direction. Il en est de même pour la pondération en charge.

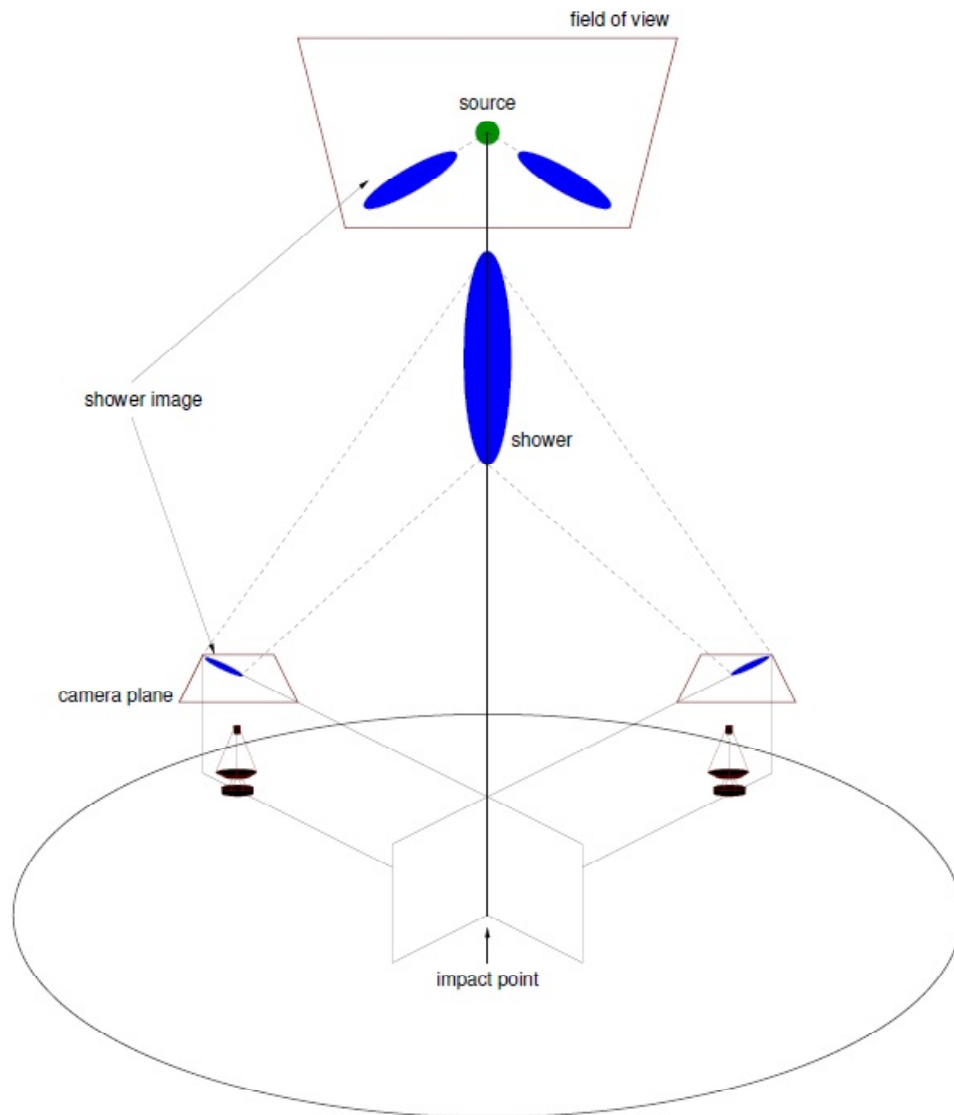


FIGURE 3.10 – Schéma de la reconstruction de la direction et du pied de gerbe. Figure issue de Komin (2005)

Reconstruction du paramètre d'impact

La reconstruction du paramètre d'impact de la gerbe est assez similaire à la reconstruction de la direction.

Le paramètre d'impact est défini dans le repère "primé", comme la distance du point

d'intersection de la gerbe. Ce repère primé a comme origine le centre du terrain, et est défini perpendiculairement à la direction de la gerbe, qui, du fait de la petitesse du champ de vue du télescope, à une direction assez proche de celle visée.

L'intersection de l'image des gerbes dans ce repère, donne le paramètre d'impact (illustré dans la partie basse de l'image 3.10).

Dans le cas où il y a plus de deux télescopes impliqués, la position du paramètre d'impact est estimée en calculant la moyenne pondérée des positions 2 à 2 par le sinus de l'angle.

3.2.1.3 Énergie

L'énergie de l'évènement incident est calculée comme la moyenne des estimations d'énergie vue par chaque télescope de manière indépendante, avec une classification par branche des évènements. Nous allons décrire dans les grandes lignes la méthode utilisée, pour plus de détail sur celle-ci voir [Becherini et al. \(2011\)](#).

Le principe de la reconstruction par télescope est de trouver la valeur de l'énergie obtenue en consultant des tables issues des simulations ayant des paramètres proches de ceux mesurés. Les informations de 5 paramètres sont utilisées : l'angle zénithal, l'offset, la hauteur du maximum de gerbe ainsi que le paramètre d'impact reconstruit, l'efficacité optique du télescope et aussi la quantité totale de lumière vue dans chaque télescope.

Chacune des valeurs reconstruites des paramètres se trouve dans un intervalle borné par deux valeurs simulées. Il est possible de voir cette phase comme le développement d'un arbre pour chacun des paramètres. Chaque branche se subdivise en deux pour chacun des paramètres, ce qui conduit à la fin du développement de l'arbre à un estimateur de l'énergie par branche, soit 2^5 estimations.

Un poids est ensuite accordé à chaque branche de l'arbre en fonction de l'interpolation du paramètre entre les valeurs simulées. Le poids global W_j accordé à une branche j de l'arbre est le produit des poids associés à chaque sous-branche le composant. L'énergie reconstruite pour un télescope est calculée en faisant une moyenne géométrique pondérée par ces poids.

Et enfin, l'énergie de l'évènement incident est obtenue en faisant une moyenne pondérée par la charge, donc l'information disponible, de chaque télescope.

3.2.1.4 Paramètres de discrimination γ /cosmiques basés sur la forme des images

Dans la méthode de reconstruction par les paramètres de Hillas, la discrimination entre les évènements γ et les cosmiques chargés se fait en utilisant les longueurs et largeurs réduites de Hillas.

Ces longueurs et largeurs réduites sont calculées, pour chaque image, de la manière suivante :

$$P_{\text{réduit}} = \frac{P - \langle P \rangle}{\sigma_P} \quad (3.2)$$

$\langle P \rangle$ représente la valeur moyenne estimée par les simulations Monte-Carlo d'évènements γ pour la même charge et le même pied de gerbe que ceux mesurés pour l'évènement considéré, de même σ_P est la dispersion de la valeur moyenne prédite par les simulations.

La moyenne de ce paramètre réduit, $\overline{P_{\text{réduit}}}$, est obtenue en calculant une somme pondérée sur tous les télescopes ayant participé à l'évènement :

$$\overline{P_{\text{réduit}}} = \frac{\sum_{\text{tels}} \frac{P_{\text{réduit},i}}{\sigma_{p,i}^2}}{\sum_{\text{tels}} \frac{1}{\sigma_{p,i}^2}} \quad (3.3)$$

L'avantage d'utiliser cette formulation des paramètres de Hillas est que la valeur réduite devient indépendante des conditions d'observation (elle ne présente pas de dépendance en angle zénithal et en offset).

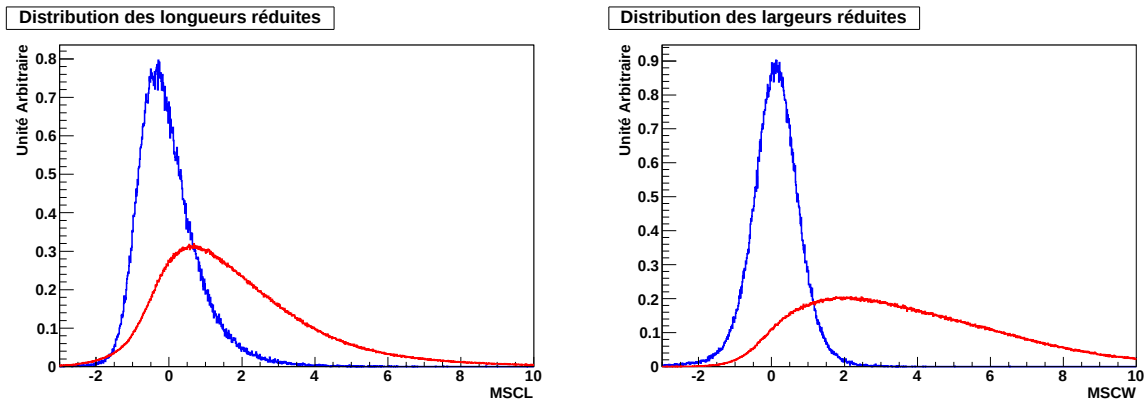


FIGURE 3.11 – (*gauche*) Distribution des longueurs réduites. La distribution des γ est en bleue, et est issue de simulations Monte-Carlo, tandis que la distribution en rouge est la distribution du fond calculée sur les données. (*droite*) Distribution des largeurs réduites. Le code couleur est identique.

La distribution de ces paramètres, notamment la largeur réduite (MSCW), montre une bonne séparation entre les γ et les cosmiques, ce qui en fait un bon paramètre de discrimination (voir figure 3.11).

La coupure en charge (ou amplitude) minimale est, de manière standard, fixée à 80 p.e. Cependant, il peut être utile, notamment pour la fabrication d'image de choisir une charge plus élevée, ce qui permet d'avoir une meilleure reconstruction angulaire des évènements, car les images sur la caméra sont plus précises. Une limite sur la distance maximale du barycentre de l'image par rapport au centre de la caméra est posée à 2° , afin d'éviter les images tronquées sur le bord du champ de vue. En effet, la reconstruction de la direction de l'évènement via les paramètres de Hillas peut être fortement biaisée si l'image de la gerbe n'est pas suffisamment contenue (l'ellipse devient proche d'un cercle et donc l'axe L peut être mal défini).

Il existe trois lots de coupures de sélection en fonction de l'intensité et de la dureté du spectre des sources. Les coupures *standards* ont été optimisées pour une source d'indice $\Gamma=2.6$, avec un flux équivalent à 10% du Crabe. Les coupures *hard*, sont optimisées pour une source d'indice $\Gamma=2.0$, avec un flux de 1% du Crabe, et les coupures *loose* pour un indice spectral de $\Gamma=3.0$ et un flux de l'ordre de Crabe. Le détail de ces coupures se trouve dans [Aharonian et al. \(2006a\)](#).

Conf.	MSCL (min)	MSCL (max)	MSCW (min)	MSCW (max)	θ^2 ($^\circ$)	Amplitude Min.	Distance Max. ($^\circ$)
standard	-2.0	2.0	-2.0	0.9	0.0125	80	2.0
hard	-2.0	2.0	-2.0	0.7	0.01	200	2.0
loose	-2.0	2.0	-2.0	1.2	0.04	40	2.0

TABLE 3.1 – Paramètres de coupures utilisés pas l’analyse Hillas, optimisé pour différents types de sources (voir texte)

La coupure en θ^2 représente le carré de l’angle d’espace maximal entre la position test où est supposée être la source, et l’angle reconstruit de l’évènement, utilisé dans le cadre de l’analyse d’une source ponctuelle. Cette coupure est relâchée lorsque l’on analyse une source étendue, dans ce cas on dit que l’on se place dans le cadre de l’hypothèse de contenance totale.

3.2.2 Les tables d’instrument

Les tables d’instrument représentent l’ensemble des coefficients nécessaires pour connaître la réponse de l’instrument aux évènements γ . Elles sont faites pour la plupart en utilisant des simulations Monte-Carlo de photons γ , en deux étapes : la génération des gerbes et la simulation du détecteur, dont nous donnons quelques principes brièvement ci dessous. Les tables sont construites en utilisant des simulations d’évènements à énergie fixe, ce qui permet d’avoir une bonne statistique à toutes les énergies. Lors de l’utilisation de celle-ci, nous utilisons des interpolations.

Génération des gerbes : Elles sont faites en utilisant le générateur de gerbes KASKADE ([Kertzman & Sembroski 1994](#)). La propagation dans l’atmosphère se fait par tranches. Les sections efficaces de production de paires, de rayonnement par bremsstrahlung, la diffusion multiple des électrons, et le rayonnement Čerenkov, sont pris en compte. Ces simulations sont assez bien maîtrisées au niveau de la génération des particules grâce à la bonne connaissance des mécanismes d’émission et des sections efficaces. Les particules de la gerbe sont propagées individuellement jusqu’à leur désintégration ou leur arrivée au sol. Une des erreurs systématiques possibles dans cette modélisation est constituée par la méconnaissance des conditions atmosphériques (différences entre la simulation et les prises de données). Ces simulations de gerbes ont été effectuées en prenant un modèle d’atmosphère basé sur des mesures prises localement.

Pour plus de détail sur la simulation voir [Guy \(2003\)](#).

Simulation de l’instrument :

La simulation du détecteur est faite en utilisant le programme appelé SMASH. Il lit en entrée chaque photon de lumière Čerenkov de la simulation des gerbes et le suit individuellement jusqu’à la caméra. Toute l’optique (miroirs et cônes de Winston) ainsi que

l'électronique (amplification et déclenchement) sont simulées en détail, tout en prenant en compte différentes valeurs du NSB. Le taux du NSB simulé est de 100 MHz pour les tables. Il existe aussi des simulations pour des valeurs de NSB plus grandes, correspondant mieux au taux de bruit de fond diffus dans certaines régions du ciel, notamment la région du centre Galactique, où le taux possède un large gradient à travers le champ de vu, de 100 à 300 MHz selon les régions.

Nous allons décrire ci-dessous les différents type de tables :

3.2.2.1 Surfaces efficaces :

Ce sont les surfaces de collecte en énergies "vraies", elles sont utilisées lors de l'analyse spectrale d'une source. Elles sont évaluées à partir des simulations Monte-Carlo de γ paramétrées pour différents angles zénithaux, offsets, efficacités optiques et énergies. Des interpolations sont ensuite effectuées entre ces valeurs pour reproduire les conditions exactes d'une prise de données. La surface efficace dépend aussi de la taille de la région d'intégration de la source. De manière usuelle, deux types de tables sont utilisées : celles pour les sources ponctuelles et celles dites d'hypothèse de contenance totale pour les sources étendues. Dans le cas des sources ponctuelles, la surface comprend une correction pour la coupure angulaire car la source n'est pas totalement contenue dans la région d'intégration (la valeur de la coupure angulaire en fonction du jeu de coupures sont données dans le tableau 3.1). Sous l'hypothèse de contenance totale, on suppose que la totalité de la source est contenue dans la région d'intégration et il n'y a donc pas de correction des surfaces pour la coupure angulaire.

3.2.2.2 Résolution en énergie :

La résolution en énergie représente la probabilité de mesurer l'énergie de l'évènement à une valeur E' , sachant que l'énergie vraie est E .

De manière empirique, la résolution en énergie suit une loi log-normale, que l'on peut voir sur la figure 3.13. Le biais et la dispersion en énergie sont calculés en ajustant alors une gaussienne sur la distribution du logarithme du rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie simulée, pour chaque énergie simulée, à un angle zénithal, un offset et une efficacité donnée. Sur l'exemple présenté sur la figure 3.13, on peut voir qu'au delà de 300 GeV, la reconstruction en énergie ne présente qu'un faible biais (inférieur à 10% en valeur absolue) et une résolution en énergie meilleure que 15% sauf pour les énergies supérieures à 50 TeV. La résolution se dégrade parce que les évènements à haute énergie sont rares et donc seules les plus lointains comptent, or quand ils sont loin, les images sont tronquées par les bords du champ de vue.

La distribution s'écarte aussi de la gaussienne lorsque l'on utilise les tables avec l'hypothèse de contenance totale, c'est à dire quand la taille de la région d'intégration est choisie pour retenir tous les évènements dans les coupures de forme, sans coupure angulaire : les évènements dont la direction est mal caractérisée contribuent alors à dégrader la résolution en énergie sous la forme d'une queue non gaussienne.

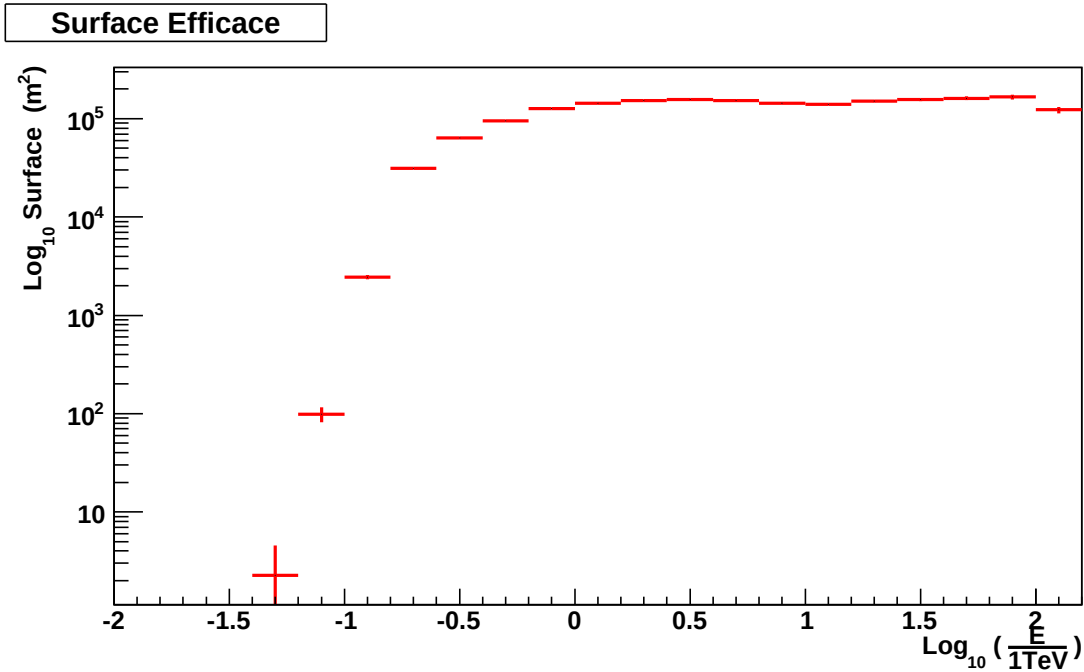


FIGURE 3.12 – Graphe de la surface efficace calculée à partir des simulations dans une configuration standard, avec un angle zénithal de 18°, un offset dans la caméra de 0.5° et une efficacité optique de 70%.

3.2.2.3 La réponse à une source ponctuelle ou PSF :

La PSF³² représente l'image obtenue d'une source ponctuelle simulée par les Monte-Carlo. Cet étalement est dû à la reconstruction géométrique des événements. Elle possède une forme approchée de double gaussienne. Le rayon de contenance à 68%, varie de 0.07 à 0.1° pour le jeu de coupure hard, selon l'angle zénithal, le rayon varie aussi en fonction de l'offset de la source ainsi que de l'énergie (voir par exemple [Aharonian et al. 2006b,a](#)).

L'étalement est principalement déterminé par la quantité d'information dans les images et donc les gerbes déposant beaucoup d'énergie sont mieux reconstruites. Une stratégie possible pour améliorer la résolution angulaire de l'instrument consiste alors à augmenter le seuil de la charge minimale des images dans chaque télescope.

La figure 3.14 montre la valeur du rayon de contenance à 68% en fonction de l'offset et de l'angle zénithal pour la configuration dite "hard", qui exige une charge minimale de 200 p.e. (voir section 3.2.1.4).

3.2.2.4 Acceptances radiales :

Ces tables permettent de calculer la variation de l'acceptance de l'instrument en fonction de la distance au centre du champ de vue. Elles dépendent de l'angle zénithal, mais aussi de l'énergie. Cette réponse est évaluée à partir de simulations pour les γ et des

32. Point Spread Function

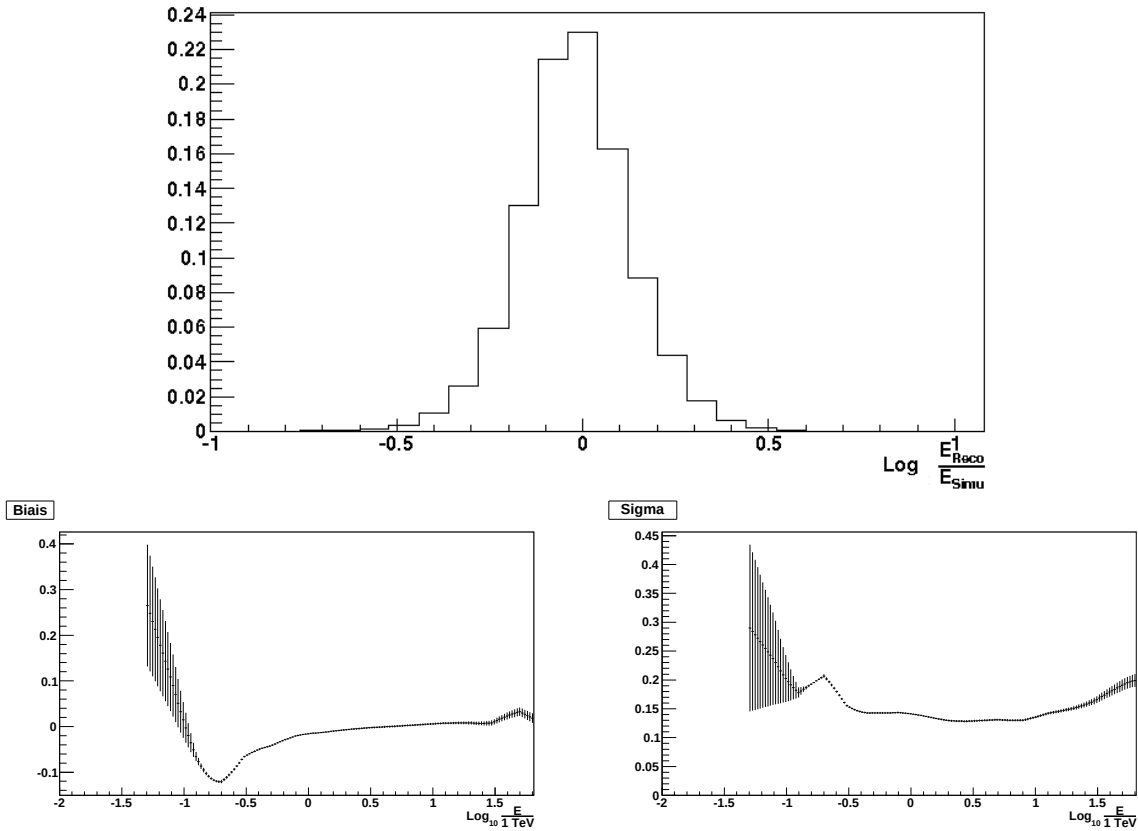


FIGURE 3.13 – (*haut*) Images de la distribution des énergies en fonction du logarithme népérien du rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie simulée, 0.8 TeV dans cet exemple. La simulation a eu lieu pour un angle zénithal de 18° , un offset de 0.5° et une efficacité optique de 70%. (*bas gauche*) Image du biais et de la dispersion (*bas droite*) lors de la reconstruction en énergie pour les différentes énergies fixes simulées, dans les mêmes conditions d'observation que précédemment.

données réelles pour le fond. Dans ce dernier cas, les abaques de l'acceptance sont calculés en cumulant la distribution du nombre d'événements en fonction de la distance, dans des régions du champ de vue dépourvues de signal γ (voir figure 3.15).

L'acceptance radiale ainsi obtenue sert à normaliser le fond sous le signal principalement lors de la génération des cartes où les régions d'intégration du signal peuvent avoir des positions différentes dans le champ de vue.

L'acceptance radiale au γ sert, quant à elle, à corriger les cartes d'excès des gradients de l'exposition, et ainsi d'éviter de biaiser l'analyse morphologique de la source. Les gradients dans l'exposition peuvent être significatifs pour les sources découvertes par le relevé du plan galactique, notamment pour les latitudes supérieures à 2° .

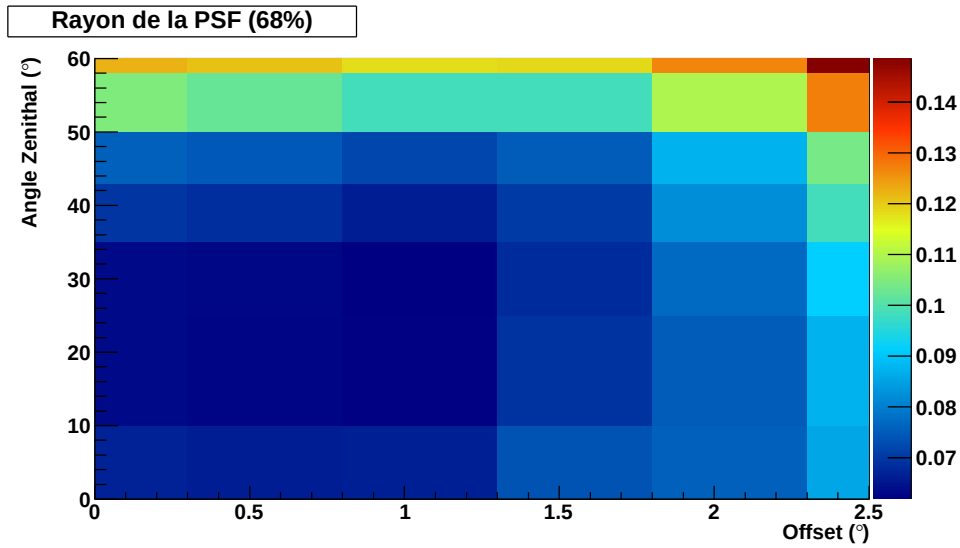


FIGURE 3.14 – Image de la valeur du rayon de contenance à 68% en fonction de l'offset et de l'angle zénithal pour une configuration hard. Il est relativement stable pour des angles zénithaux inférieur à 40°, mais se dégrade rapidement au delà, ainsi que pour les grands offsets.

3.2.3 Évaluation du fond sous le signal

L'évaluation du fond est basée sur une méthode statistique puisqu'il n'est pas possible d'identifier les événements de type γ ou fond de manière unique. C'est-à-dire que nous cherchons à quantifier le nombre d'événements sous le signal.

Pour ce faire, des régions a priori sans sources sont définies (régions dites OFF), le plus souvent dans le même champ de vue. Cette méthode a l'avantage de minimiser les effets systématiques dus aux variations des conditions de prise de données (météo, état des télescopes, caméras, etc...). Dans le cas de sources très étendues, de taille angulaire telle qu'elles ne permettraient pas de trouver des régions OFF dans le même champ de vue, les données OFF sont obtenues pour des runs dédiés sur des régions du ciel voisines de la source.

Pour permettre la création de régions OFF dans lesquelles il n'y a pas de source, on définit les régions d'exclusion. Ce sont des régions considérées comme contenant des sources γ , et interdisent la création de régions OFF dans le cas où l'une de celles-ci a une intersection non nulle avec les régions d'exclusion. Nous allons présenter ci-dessous quelques méthodes d'évaluation du fond utilisées pour l'obtention des résultats d'analyse dans la partie III.

3.2.3.1 Méthode des fonds multiples

Cette méthode consiste à définir de multiples régions ayant chacun une taille angulaire équivalente à la région d'intégration et ayant la même distance angulaire que celle-ci par rapport au centre du champ de vue (voir figure 3.16). L'hypothèse est faite ici d'une symétrie azimutale de l'acceptance. Dans le cas où une ou plusieurs régions OFF créées

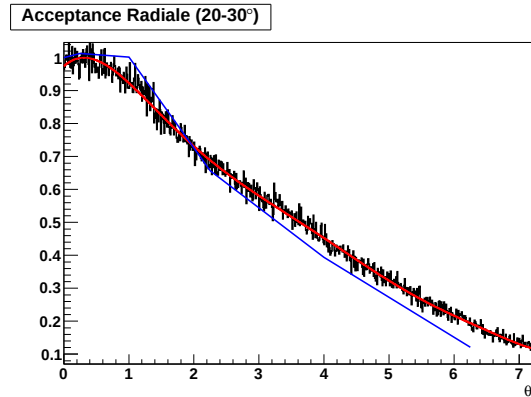


FIGURE 3.15 – L'acceptance radiale du télescope aux évènements de fond pour un angle zénithal entre 20 et 30°. L'axe des abscisses est en fonction du carré de la distance angulaire de l'évènement au centre du champ de vue. La courbe noire représente le résultat brut de la distribution des évènements tandis que la courbe rouge représente le résultat de l'ajustement d'un polynôme sur la courbe. La courbe bleue représente l'acceptance au γ pour un angle zénithal de 10° et une efficacité optique de 70%.

se superposeraient à une source connue, ces régions ne sont pas prises en compte.

C'est la méthode d'évaluation du fond privilégiée pour l'extraction spectrale des sources, car elle ne nécessite pas l'application de correction des effets d'acceptance radiale de l'instrument. C'est pour l'utilisation de cette méthode que les observations dédiées sont faites en mode wobble (cf paragraphe 3.1.4.3).

Si le nombre de prises de données à différents offsets n'est pas équilibré, il peut y avoir un biais de la valeur moyenne de l'angle zénithal des évènements entre les zones ON et OFF. Le contrôle de cet équilibre et de l'angle zénithal moyen est donc important. Lorsque ces effets sont négligeables, la normalisation entre la région ON et les régions OFF est donnée simplement par le rapport du nombre de régions :

$$\alpha = \frac{1}{N_{\text{RegionOFF}}} \quad (3.4)$$

3.2.3.2 Méthode de l'anneau

La méthode de l'anneau consiste à évaluer le fond sous la source en utilisant un anneau centré autour de la région d'intérêt (voir figure 3.17). Cette méthode a l'avantage de permettre le calcul du fond localement autour de chaque pixel, et elle est utilisée principalement lors de la génération des cartes. Si une région d'exclusion se superpose à une partie de l'anneau, alors cette partie n'est pas prise en compte dans l'estimation du niveau de fond et le facteur de normalisation est corrigé en conséquence. Le rayon de l'anneau varie en fonction de la taille des sources étudiées : de 0.7° pour les sources ponctuelles à 1.2° pour les sources les plus étendues.

Comme l'anneau explore des régions situées à différentes distances du centre du champ de vue, cette méthode nécessite de prendre en compte l'acceptance radiale. Le facteur de

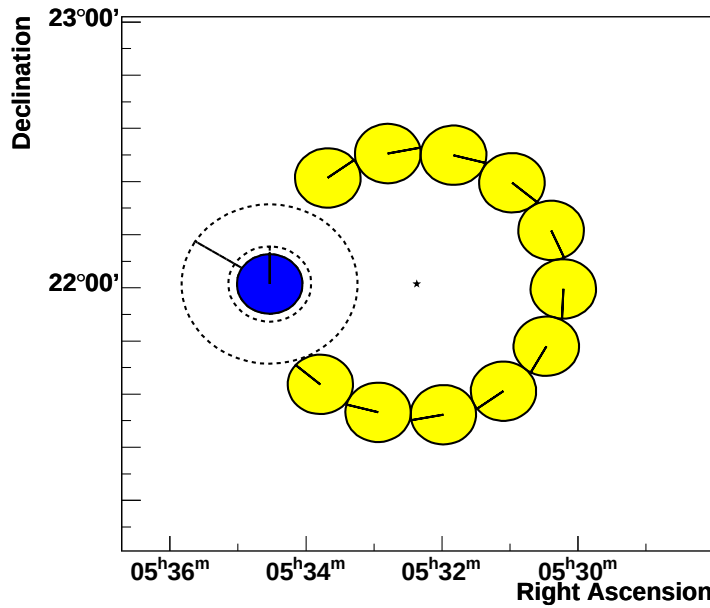


FIGURE 3.16 – Graphique illustrant l'évaluation du fond par la méthode des fonds multiples pour un offset de 0.5° . La zone bleue est la région d'intégration, tandis que les régions en jaune sont celles utilisées pour calculer le fond. L'étoile représente le centre du champ de vue. Les cercles noirs pointillés représentent les régions d'exclusion, qui servent à éviter une éventuelle contamination des régions OFF par les γ provenant de la région d'intérêt.

normalisation s'écrit alors comme :

$$\alpha = \frac{S_{\text{ON}}}{S_{\text{OFF}}} = \frac{\int_{\text{ON}} A(\psi) dS}{\int_{\text{OFF}} A(\psi) dS} \quad (3.5)$$

Avec $A(\psi)$ la valeur de l'acceptance de la caméra à une distance angulaire ψ du centre du champ de vue, S_{ON} et S_{OFF} les surfaces angulaires des régions ON et OFF.

Il est à noter que cette méthode n'est pas très adaptée pour l'étude spectrale, puisque l'acceptance radiale dépend de l'énergie, à la fois pour le fond et pour le signal, et que la prise en compte de cette dépendance impliquerait des effets systématiques supplémentaires.

3.2.3.3 La méthode "PacMan"

Cette méthode ne sert pas à proprement parler pour évaluer le fond sous le signal, mais à récupérer des informations sur le fond, notamment pour faire les tables d'acceptance radiale.

Comme montré sur la figure 3.18, la région OFF est créée de telle manière qu'elle maximise les données du fond. Le principe est de définir des portions de disque dont l'origine est le centre du champ de vue, et qui vont s'intercaler entre les éventuelles régions d'exclusion.

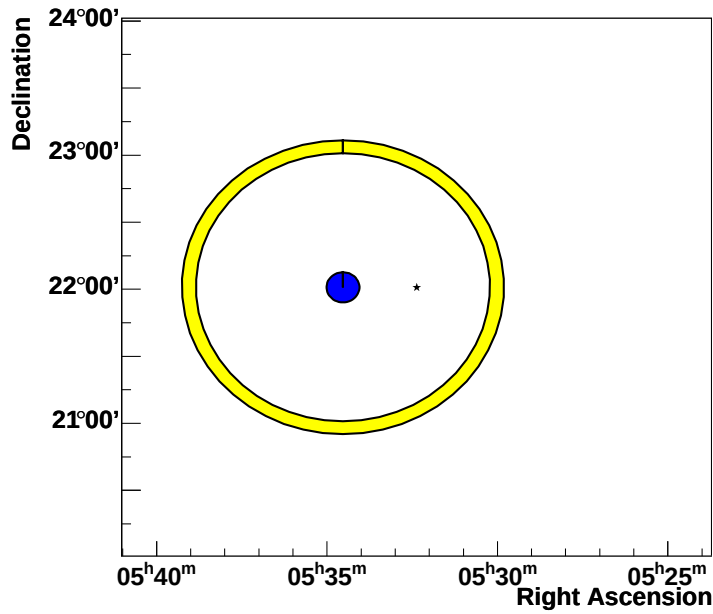


FIGURE 3.17 – La méthode de l’anneau pour un rayon de 1.0 degré : la zone bleue représente la région d’intégration, et la région utile pour l’évaluation du fond est montrée en jaune. Le centre du champ de vue est représenté par une étoile.

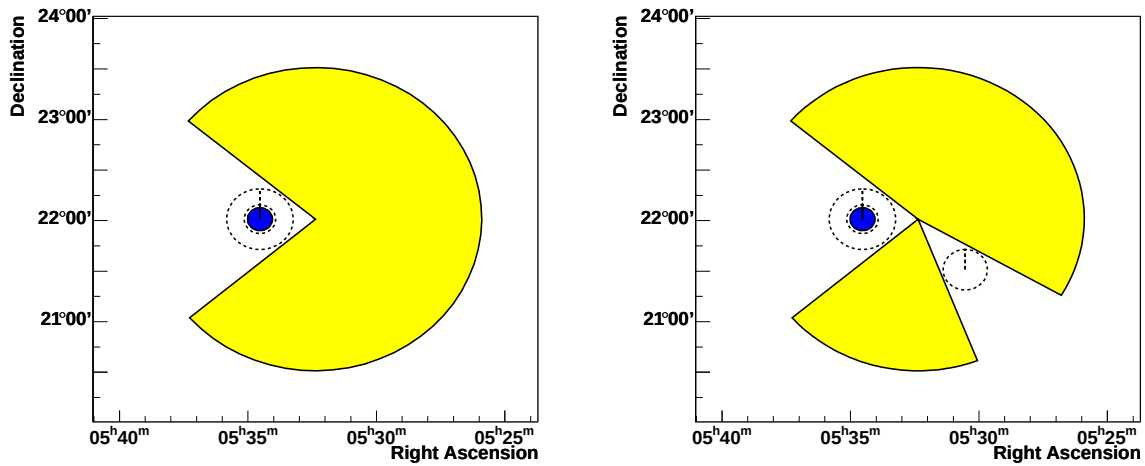


FIGURE 3.18 – (*gauche*) Images de la méthode PacMan. La zone bleue représente la région d’intégration, et la région du fond est en jaune. Les cercles noirs pointillés représentent les régions d’exclusion, qui servent à éviter une éventuelle contamination par les γ d’une source. (*droite*) Image des régions de fond, lorsqu’une autre région d’exclusion est présente.

L'utilisation de portions de disque pour ce fond est utile pour la fabrication des acceptances radiales.

3.2.4 Évaluation de la significativité d'un signal

Une fois définie les régions permettant d'évaluer le fond, il est possible d'estimer le signal sous forme d'un excès et sa significativité.

Le signal pour une observation donnée se définit comme :

$$N_S = N_{ON} - \alpha N_{OFF} \quad (3.6)$$

avec N_{ON} et N_{OFF} le nombre d'évènements dans les régions ON et OFF, respectivement, et α le facteur de normalisation. Lorsque l'on cumule i observations, le nombre d'excès total s'écrit :

$$N_S = \sum_i N_{Exces i} = \sum_i N_{ON i} - \alpha_i N_{OFF i} = N_{ON} - \bar{\alpha} N_{OFF} \quad (3.7)$$

Avec le facteur de normalisation globale :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_i \alpha_i N_{OFF i}}{\sum_i N_{OFF i}} \quad (3.8)$$

La significativité du signal, évaluée par la méthode du rapport de vraisemblance (Li & Ma 1983) est donnée par :

$$\begin{aligned} S &= \sqrt{-2 \ln(\lambda)} \\ &= \sqrt{2} \left[N_{ON} \ln \left[\frac{1+\alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}} \right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + N_{OFF} \ln \left[(1+\alpha) \left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}} \right) \right] \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.9)$$

S se comporte asymptotiquement comme un χ^2 à r degrés de liberté, où r est la différence du nombre de degrés de liberté entre l'hypothèse H_0 et H_1 (ici H_0 est l'hypothèse selon laquelle le signal est une fluctuation du fond, tandis que l'hypothèse alternative est la présence d'une source, donc $r=1$)

3.3 Critères de qualité des données et sélections des pointés

La sélection des observations se fait selon deux types de critères, les conditions météorologiques mais aussi celles du bon fonctionnement du détecteur. En effet, la présence de nuages ou de poussières dans l'atmosphère peut entraîner une diminution de la lumière Cerenkov reçue, ce qui modifie, d'une part, le seuil en énergie de l'instrument (et aussi de la forme de la surface effective), et, d'autre part, biaise l'estimation d'énergie des évènements. De même, les dysfonctionnements partiels du détecteur (pixels ou tiroirs

manquants, etc...) peuvent altérer la reconstruction et le taux des évènements, et donc biaiser les mesures.

Pour éviter ces effets, un jeu de coupures de qualité a été développé progressivement.

Une des premières coupures "évidente" à utiliser pour la sélection est basée sur le temps d'observation. La durée nominale d'un run est de 28 minutes, mais lorsque celui-ci possède une durée plus courte, cela peut être le signe d'une observation réduite liée à un problème technique ou à la dégradation de la météo. Notons qu'un run peut aussi être tronqué volontairement en fin de nuit, lorsque l'aube arrive. Pour ces raisons, les observations d'une durée inférieure à 10 minutes sont rejetées.

Nous allons détailler par la suite les autres critères, tout en expliquant leur raison et la méthode pour y parvenir.

3.3.1 Les critères de qualité du bon fonctionnement des télescopes

Les critères de qualité en relation avec le fonctionnement des télescopes sont décrits ci-dessous.

Les pixels en dysfonctionnement ou "cassés"

Les pixels "cassés" sont ceux éteint pour de multiples raisons, soit pendant la durée totale d'un run, ou partiellement à cause d'une étoile dans le champ de vue, des pixels mal initialisés ou ayant été affectés par des problèmes de transmission d'information. Parfois, ce sont aussi des tiroirs entiers qui sont déclarés manquants.

Dans tout les cas, ces pixels ne participent pas à l'acquisition de données, et font des "trous" dans la caméra. Ces trous peuvent poser problème lors de la reconstruction de la géométrie des évènements lorsqu'ils tombent sur un de ces pixels (surtout ceux possédant une faible quantité de lumière et qui s'étalent sur un faible nombre de pixels), ce qui peut modifier la direction reconstruite de la gerbe par rapport à la direction réelle, ou alors l'énergie, à cause de la perte d'information quant à la charge totale de l'image dans les caméras.

Le nombre de pixels cassés que l'on accepte par télescope est de 150 sur 960 pixels.

Les évènements "orphelins"

Les évènements orphelins sont des évènements pour lesquels l'information provenant des différents télescopes n'arrive pas à être réunie pour former les paramètres de la gerbe de manière cohérente. Dans le cas où il existe un grand nombre d'évènements de ce type, un problème sévère lors de l'acquisition est probable, et donc la nécessité de jeter le run s'impose.

Le critère de sélection est de 1000 évènements orphelins au maximum.

3.3.2 Les critères atmosphériques

L'atmosphère fait partie intégrante du détecteur, mais c'est aussi l'une de ses composantes les moins maîtrisées et donc source d'erreurs systématiques. Une attention particulière est donc de mise pour les conditions atmosphériques. Pour ce faire, il existe plusieurs paramètres de contrôle, basés principalement sur le taux de déclenchement des télescopes

et du système centrale. La figure 3.19 illustre les effets atmosphériques sur le taux de déclenchement du système de télescope (déclenchement central).

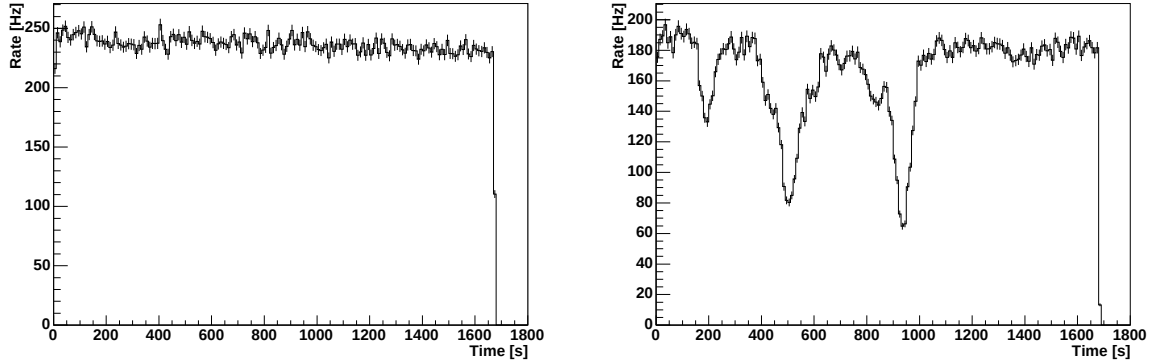


FIGURE 3.19 – Graphique montrant l'évolution du taux de déclenchement du système central en fonction du temps pendant un run. La figure de droite montre l'effet du passage de nuages dans le champ de vue, et son effet direct sur le taux de déclenchement ([Aharonian et al. 2006a](#))

Le rapport entre le taux de déclenchement mesuré et attendu par télescope :

Le taux de déclenchement dépend de l'angle zénithal : plus on regarde vers l'horizon, moins ce taux est élevé car l'épaisseur d'atmosphère traversée par la gerbe est plus grande, et donc l'absorption aussi. La figure 3.20 illustre ce principe.

Ce taux dépend aussi du temps, à cause de la dégradation de la réflectivité des miroirs et de l'efficacité quantique des photo-multiplicateurs (surtout pendant les premiers mois de fonctionnement des télescopes), mais aussi à cause des réajustements de la tension appliquée à ceux-ci pour corriger cet effet. Cela crée ainsi des discontinuités dans le taux de déclenchement que l'on observe au cours de la vie des télescopes.

Pour tenir compte de ces effets, et permettre un critère de sélection pour l'utilisateur, indépendant de l'angle zénithal et de la période d'observation, la valeur du taux de déclenchement attendu selon le numéro de run, ainsi que l'angle zénithal associé est calculé (en utilisant un polynôme de degré deux en cosinus de l'angle zénithal et avec une dépendance linéaire en numéro de run). Le rapport entre le taux mesuré et le taux prédit, exprimé en pourcentage, est utilisé comme un facteur de qualité. Plus cette valeur est basse, moins les conditions atmosphériques sont de bonne qualité. On utilise typiquement une valeur minimale de 65% (QC65) pour l'accumulation de runs destinée à découvrir le signal d'une source, et de 80% (QC80) pour l'évaluation spectrale.

Il est à noter que les paramètres servant à la prédiction du taux attendu sont ajustés sur un sous-ensemble des données passant des critères de sélection plus sévères (pixels manquants, variation relative du taux de déclenchement inférieure à 30%, et une dispersion relative de ce taux de 10% au maximum).

Taux de declenchement Vs Angle Zenithal

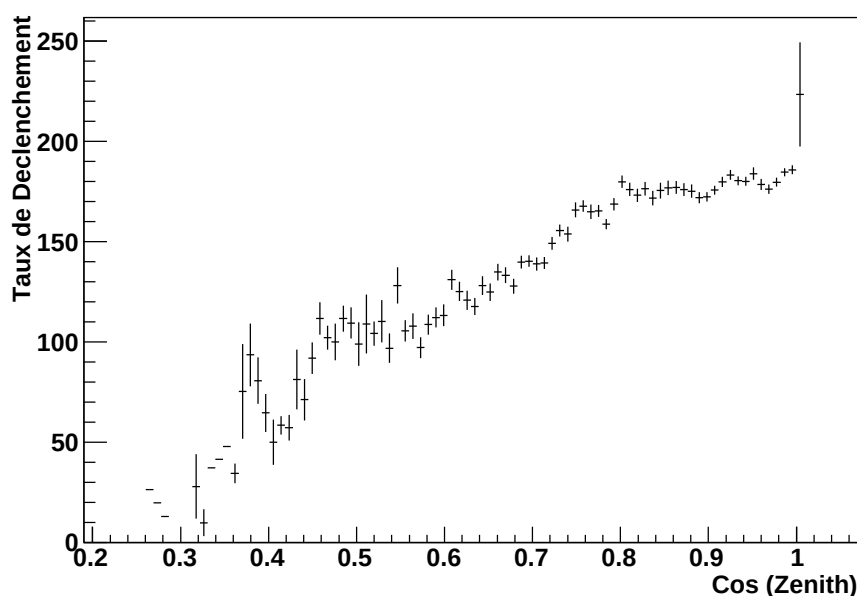


FIGURE 3.20 – Graphique montrant l'évolution du taux moyen de déclenchement du système central en fonction du cosinus de l'angle zénithal.

Taux de declenchement Vs Numero de Run

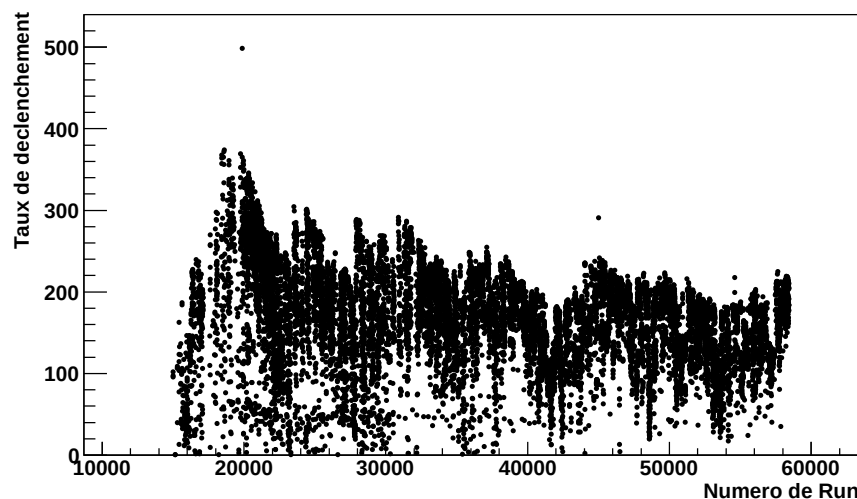


FIGURE 3.21 – Graphique montrant le taux de déclenchement central non corrigé, en fonction du numéro du run. On y voit clairement des pics abrupts. Les paramètres pour la correction du taux de déclenchement sont calculés dans des périodes considérées comme homogènes. On peut aussi remarquer la baisse globale du taux de déclenchement à cause de la perte d'efficacité optique.

La variation du taux de déclenchement pendant une observation :

Une grande variation du taux de déclenchement indique le passage de nuages pendant la

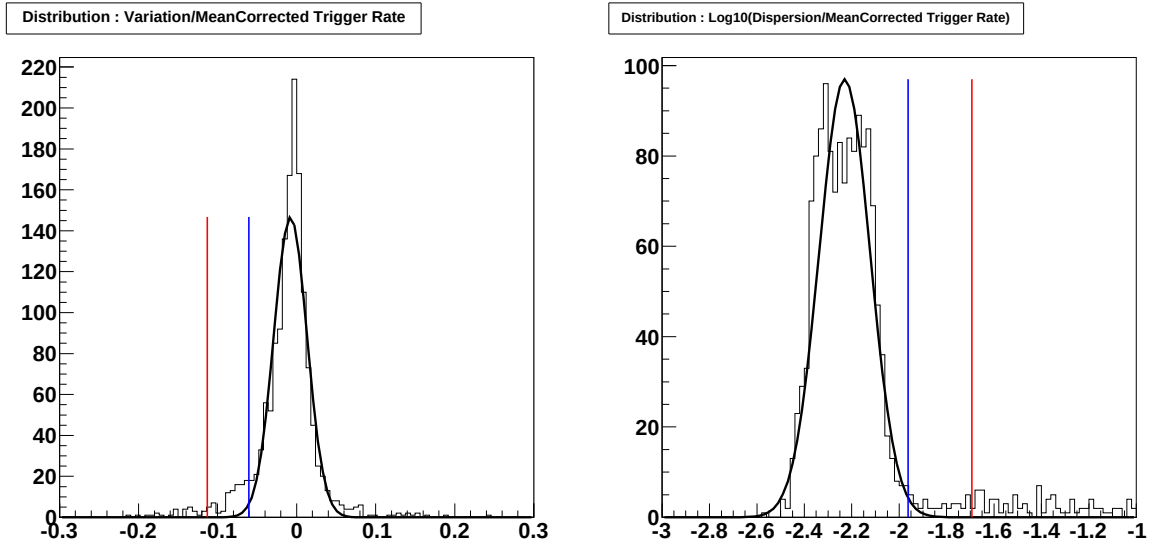


FIGURE 3.22 – Graphique montrant (*gauche*) la distribution du rapport de la variation du taux de déclenchement par rapport à la moyenne corrigée. (*droite*) la distribution du logarithme du rapport de la dispersion par le taux moyen corrigé. Les lignes bleues et rouges représentent les coupures appliquées dans le cas d'un facteur de qualité de QC80 et QC65 respectivement. Ces coupures dépendent directement de la largeur de la gaussienne (courbes noires) ajustée sur chacune de ces distributions. Les queues de distribution sur chacune des deux distributions montrent les runs qui ont les plus grandes variations et dispersions du taux de déclenchement, qu'il faut évidemment rejeter.

prise de données, et donc dans la majorité des cas, il faut rejeter cette observation. Il faut cependant garder les observations pendant le lever ou le coucher d'une source quand la variation du taux est due au changement rapide de l'épaisseur de l'atmosphère.

La sélection est basée ici sur le rapport entre la variation et la moyenne du taux de déclenchement corrigée pris sur les télescopes valides (voir paragraphe précédent). Le fait d'utiliser le taux de déclenchement corrigé, plutôt que le taux mesuré permet justement de ne pas rejeter les runs à grand angle zénithal.

Ce rapport possède une forme "proche" d'une gaussienne et la sélection est faite sur l'écart de chaque run par rapport à la moyenne de la distribution globale des runs, exprimé en nombre d'écart-standard de la gaussienne (cf figure 3.22). Le calcul de la valeur de la coupure de ce rapport est indexé sur le facteur de qualité de déclenchement choisi (cf paragraphe précédent), à l'aide d'une relation linéaire : la coupure va de 2.5σ pour un facteur de qualité de QC80, à 5σ pour QC65.

Il n'y a cependant pas de limite mise sur la valeur maximale de la variation, car dans la pratique, cela correspondrait à une amélioration des conditions atmosphérique entre le début et la fin du run, ou au lever d'une source.

La dispersion du taux de déclenchement :

La dispersion du taux de déclenchement autour de la moyenne indique la présence de phénomènes transitoires lors de la prise de données, comme le passage de petits nuages (baisse soudain du taux dont on peut voir l'effet sur la figure 3.19), voire un orage au loin (pics soudains).

La sélection sur ce critère est faite en prenant le logarithme du rapport entre la valeur de la dispersion et le taux de trigger moyen corrigé. La distribution de cette nouvelle variable possède aussi une forme gaussienne (cf figure 3.22), dont la valeur de sélection est elle aussi indexée sur le critère de qualité, avec les mêmes critères que pour la variation. Il n'y a pas de sélection sur la valeur minimale de ce paramètre, car cela reviendrait à supprimer des runs qui n'ont présenté qu'une très faible dispersion, et donc des runs de bonne qualité.

3.4 La réduction des données et l'analyse de haut niveau

3.4.1 Cartographie des sources

Les principales cartes utilisées pour l'étude des sources sont les cartes d'excès et de significativité.

Cartes d'excès :

Les cartes d'excès sont réalisées par évaluation du fond pixel par pixel grâce à la méthode de l'anneau (cf partie 3.2.3.2), en prenant en compte la variation de l'acceptance radiale dans le champ de vue.

La taille de l'anneau est fixée à 1° par la suite afin de permettre l'évaluation du fond dans presque tous les cas, pourvu que la taille maximale des régions d'exclusion soit inférieure.

Le contenu d'un pixel (i,j) de la carte d'excès pour une observation donnée s'écrit :

$$\text{Ex}(i,j) = \text{ON}(i,j) - \alpha(i,j) \times \text{OFF}(i,j) \quad (3.10)$$

Avec $\text{ON}(i,j)$, l'ensemble des événements enregistrés dans les coupures de forme (cf section 3.2.1.4), $\text{OFF}(i,j)$, les événements du fond dans les mêmes coupures et $\alpha(i,j)$, le facteur de normalisation.

Le calcul de la carte de fond peut s'écrire à l'aide d'un produit de convolution entre la carte des événements bruts (carte ON) par une carte représentant l'anneau (carte R) tout en prenant en compte la carte des régions d'exclusion (Excl). Cette dernière contient les régions dans lesquelles il y a une source et qu'il ne faut pas prendre en compte lors de l'évaluation du fond (cf partie 3.2.3.2). Elle contient la valeur 0 si les coordonnées du bin associé sont à l'intérieur d'une région d'exclusion, et 1 sinon.

Nous pouvons donc écrire le contenu du pixel $\text{OFF}(i,j)$:

$$\text{OFF}(i,j) = (R * (\text{ON} \times \text{Excl}))(i,j) \quad (3.11)$$

Le symbole $*$ représentant le produit de convolution.

La valeur de la normalisation dans le pixel (i,j) est donnée par :

$$\alpha(i,j) = \frac{\text{Exp}_{\text{ON}}(i,j)}{\text{Exp}_{\text{OFF}}(i,j)} \quad (3.12)$$

avec Exp_{ON} et Exp_{OFF} les cartes d'exposition associées aux cartes ON et OFF, respectivement. Ces cartes représentent la transcription dans une carte de l'acceptance radiale du télescope. Pour calculer l'exposition du fond, on prend l'exposition ON, et on applique le même traitement que le calcul utilisé pour obtenir le fond, tout en prenant en compte aussi les régions d'exclusion.

$$\text{Exp}_{\text{OFF}}(i,j) = (R * (\text{Exp}_{\text{ON}} \times \text{Excl}))(i,j) \quad (3.13)$$

Les cartes présentées par la suite seront lissées ou intégrées selon les cas, car elles possèdent une taille de bin de 0.01° qui est bien inférieure à la taille de la PSF. La plupart du temps, le signal est ensuite lissé par une gaussienne bidimensionnelle de taille proche de la PSF, pour faire apparaître les structures, et limiter les fluctuations du fond.

Carte de significativité :

Les cartes de significativité sont réalisées à partir des cartes filtrées par une fonction de forme "top-hat", c'est-à-dire que la valeur dans un pixel (i,j) donné est égale à la somme de tous les pixels compris dans un disque de taille θ centré sur le pixel (i,j) . La valeur de la significativité de chaque pixel est définie par la formule de [Li & Ma \(1983\)](#), décrite précédemment (voir section 3.2.4). Comme il a été dit, la transposition de la valeur du rapport de vraisemblance vers la significativité n'est correcte que de manière asymptotique. Pour éviter l'apparition d'un biais, dans la limite des faibles statistiques, une limite d'un minimum de 5 événements est requise dans les données (ON et OFF) pour calculer la significativité.

Morphologie de la source :

La morphologie de la source est étudiée à partir de l'ajustement sur la carte en excès, d'un modèle simple de morphologie convolué par la PSF de l'instrument. Le modèle d'émission principalement utilisé est une gaussienne bi-dimensionnelle.

Lorsque l'on ajuste les paramètres d'une source étendue, le résultat doit être interprété de manière prudente, car elle possède souvent une forme complexe difficilement représentable par une fonction simple.

La statistique supposée lors de l'ajustement est gaussienne, ce qui nécessite de "rebinner" la carte, jusqu'à ce qu'il y ait assez d'événements par bin pour assurer sa validité. Cela induit évidemment une limitation pour dériver les paramètres des sources faibles.

Les cartes présentées dans la suite de cette thèse sont obtenues avec les coupures hard, qui donnent une meilleure résolution angulaire, de par leur coupure à 200 photo-électrons (cf section 3.2.2.3).

3.4.2 Reconstruction Spectral

Le principe de la méthode utilisée est d'estimer les paramètres d'une forme spectrale supposée à priori en comparant le nombre d'événements prédit après le passage du "filtre instrumental" dans chaque bande en énergie avec les données.

Comme la contribution du fond n'est connue que de manière statistique, les événements ON et OFF sont projetés dans des intervalles en énergie.

Nous allons décrire ci-dessous la méthode de reconstruction du spectre des photons en provenance d'une source dont le principe a été décrit en détail dans la thèse de [Piron \(2000\)](#).

3.4.2.1 Les formes analytiques usuelles des spectres.

Les lois d'émission usuelles sont relativement simples et basées sur une loi de puissance. Le choix de la forme qui reproduit au mieux les données est fait par un test d'hypothèse, que nous expliquerons plus loin.

- La loi de puissance :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (3.14)$$

Avec Φ_0 le facteur de normalisation qui donne le flux à l'énergie de référence E_0 dont l'unité est $\text{TeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, et Γ l'indice spectral.

- La loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} e^{\beta E} \quad (3.15)$$

avec $\beta = \frac{1}{E_{\text{cut}}}$, où E_{cut} est l'énergie de coupure³³.

- La loi de puissance courbe :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma + \beta \log\left(\frac{E}{E_0}\right)} \quad (3.16)$$

Cette loi correspond à une parabole en $\log - \log$.

- Loi de puissance brisée :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_B} \right)^{-\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_B} \right)^{1/S} \right)^{S(\Gamma_2 - \Gamma_1)} \quad (3.17)$$

33. L'avantage d'ajuster β plutôt que E_{cut} vient du fait que c'est une valeur bornée lorsque la coupure tend vers les grandes valeurs (en particulier en l'absence de coupure), et de ce fait, le calcul d'erreur associé ne part pas vers des valeurs infinies.

Le paramètre S (fixé en général à 0.3) permet de rendre la fonction dérivable entre la loi de puissance d'indice Γ_1 , et celle d'indice Γ_2 de part et d'autre de l'énergie de brisure E_B .

3.4.2.2 Estimation des paramètres

Principe de base

Le spectre obtenu, après la reconstruction des événements, est déterminé via le produit de convolution entre le spectre en émission de la source et les fonctions d'instruments. Pour une énergie mesurée E_m donnée, on a :

$$\frac{dNm(E_m)}{dE_m} = \int_{E=0}^{\infty} \Phi(E) A(E, Z, \theta, \varepsilon) R(E, E_m, Z, \theta, \varepsilon) dE \quad (3.18)$$

Avec :

$\Phi(E)$ la forme analytique supposée pour le flux différentiel de la source.

$A(E, Z, \theta, \varepsilon)$, la surface efficace de collecte, pour une énergie vraie E , un angle zénithal Z , un offset θ et une efficacité optique ε .

$R(E, E_m, Z, \theta, \varepsilon)$, la fonction donnant la résolution en énergie pour une énergie mesurée E_m , c'est-à-dire la probabilité de mesurer E_m sachant E .

Le nombre d'événements mesuré dans un intervalle d'énergie reconstruite $[E_{m_i}, E_{m_{i+1}}]$ pour une observation et un jeu de coupure donné est de :

$$\begin{aligned} Nm(E_{m_i} \leq E_m < E_{m_{i+1}}) &= \Delta T \int_{E_{m_i}}^{E_{m_{i+1}}} \frac{dNm(E_m)}{dE_m} dE_m \\ &= \Delta T \int_{E_{m_i}}^{E_{m_{i+1}}} \int_{E=0}^{\infty} \Phi(E) A(E, Z, \theta, \varepsilon) R(E, E_m, Z, \theta, \varepsilon) dE_m dE \end{aligned} \quad (3.19)$$

Le nombre total d'événements dans un intervalle d'énergie E attendu pour la totalité des observations d'une source, est donc la somme des contributions attendues pour chaque run, en utilisant la formule ci-dessus.

Pour éviter les effets instrumentaux qui pourraient entraîner des biais supplémentaires (à cause des fluctuations à basse énergie près du seuil de l'instrument), seuls les intervalles en énergie supérieures à une énergie de seuil de "confiance" sont pris en compte. Celle-ci se calcule empiriquement comme l'énergie pour laquelle les deux critères suivant sont satisfaits : une surface au moins égale à quatre hectares, et un biais de la reconstruction en énergie inférieur à deux fois la résolution.

Nous prendrons ensuite les notations suivantes :

- $N_{i,j}$ et $B_{i,j}$: le nombre d'événements mesuré dans les données ON et OFF, respectivement, pour le bin en énergie i , et le run numéro j
- $\overline{B}_{i,j}$: le nombre d'événements attendu dans les données OFF pour le bin en énergie i , et le run numéro j
- α_j : le rapport de normalisation entre la région ON et la ou les régions OFF.

- $\overline{S_{i,j}} = \Delta T \int_{E_{m_i}}^{E_{m_{i+1}}} dE_m \int_{E=0}^{\infty} \Phi(E) A(E, Z_j, \theta_j, \varepsilon_j) R(E, E_m, Z_j, \theta_j, \varepsilon_j) dE$, le nombre moyen de γ attendu en provenance de la source, mesuré dans les données ON, pour le bin en énergie i , et le run j .
- $\overline{N_{i,j}} = \overline{S_{i,j}} + \alpha_j \overline{B_{i,j}}$, le nombre d'évènements attendu dans la région d'intérêt. Les bins d'énergie définis ci-dessus le sont en énergie reconstruite.

La distribution de probabilité du nombre d'évènements mesuré dans la région ON est poissonnienne :

$$P(N_{i,j} | \overline{N_{i,j}}) = \frac{\overline{N_{i,j}}^{N_{i,j}} \exp^{-\overline{N_{i,j}}}}{N_{i,j}!} \quad (3.20)$$

En remplaçant $\overline{N_{i,j}}$ par la valeur attendue, nous avons donc :

$$P(N_{i,j} | \overline{N_{i,j}}) = \frac{(\overline{S_{i,j}} + \alpha_j \times \overline{B_{i,j}})^{N_{i,j}} \exp^{-(\overline{S_{i,j}} + \alpha_j \times \overline{B_{i,j}})}}{N_{i,j}!} \quad (3.21)$$

De même pour le fond :

$$P(B_{i,j} | \overline{B_{i,j}}) = \frac{\overline{B_{i,j}}^{B_{i,j}} \exp^{-\overline{B_{i,j}}}}{B_{i,j}!} \quad (3.22)$$

Donc la probabilité d'observer $N_{i,j}$ évènements ON et $B_{i,j}$ évènements OFF s'écrit, pour un bin en énergie et un run donné :

$$P(N_{i,j}, B_{i,j} | \overline{N_{i,j}}, \overline{B_{i,j}}) = P(N_{i,j} | \overline{N_{i,j}}) P(B_{i,j} | \overline{B_{i,j}}) \quad (3.23)$$

La fonction de vraisemblance de l'observation s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = \prod_{i,j} P(N_{i,j}, B_{i,j} | \overline{N_{i,j}}, \overline{B_{i,j}}) \quad (3.24)$$

La maximisation de cette quantité permet d'obtenir les estimateurs du nombre d'évènements obtenu dans le ON et dans le OFF.

De plus, la matrice des variances-covariances peut être calculée à partir du maximum de vraisemblance :

$$\left[\mathbf{V}_{\hat{\theta}}^{-1} \right]_{a,b} = - \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial \theta_a \partial \theta_b} \Big|_{\hat{\theta}=\theta} \quad (3.25)$$

L'avantage d'utiliser l'estimation de paramètres par la méthode du maximum de vraisemblance est de permettre de travailler avec un faible nombre d'évènements via la prise en compte de la nature poissonnienne des variables. De plus dans la plupart des cas, l'estimateur issu du maximum de vraisemblance est convergent, c'est à dire qu'il est asymptotiquement non biaisé et efficace³⁴.

34. Cependant, il n'est pas garanti que pour des échantillons de taille finie et surtout faible, il soit le meilleur estimateur.

3.4.2.3 Le test d'hypothèses

Pour comparer les formes spectrales entre elles, et connaître celle qui reproduit le mieux les données, nous utilisons le test du rapport de vraisemblance entre ces hypothèses, deux à deux.

Ce test définit la variable aléatoire :

$$\lambda = -2 \log \left(\frac{L_0}{L_1} \right) \quad (3.26)$$

avec L_0 et L_1 , la vraisemblance des hypothèses H_0 et H_1 considérées respectivement. λ se comporte asymptotiquement comme une χ^2 à n degrés de liberté, avec n la différence du nombre de degré de liberté entre l'hypothèse H_1 et H_0 . Ce test est valable pour comparer des familles continues d'hypothèses (c'est-à-dire que l'on passe continûment d'une hypothèse à l'autre en changeant la valeur d'un ou plusieurs paramètres). Dans le cas où ce passage n'est pas possible, ce test reste encore valable, mais seulement comme un test conservateur.

Dans l'utilisation courante, l'hypothèse H_0 est prise comme étant la loi de puissance simple, les autres lois servant à mettre en évidence la présence d'une courbure, d'une brisure, ou d'une coupure dans le spectre.

3.4.2.4 Limites Supérieures

Le calcul de la limite supérieure se fait de manière analogue à la méthode utilisée pour l'évaluation des spectres. Ici il n'y a pas de signal, donc on fait une hypothèse sur la forme spectrale la plus simple, c'est-à-dire la loi de puissance, dont l'indice spectral est choisi en fonction de l'a priori sur la source.

A chaque run le nombre d'excès attendu est calculé selon :

$$N_{\text{run}}(E > E_{\text{min}}) = \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} A(\text{zen, off, eff, } E) dE \int R(E, E') dE' \quad (3.27)$$

Puis ces valeurs sont sommées pour tous les pointés pour obtenir l'excès total attendu.

D'autre part, nous cherchons la fluctuation maximale compatible avec les données pour un interval de confiance de 99%, en utilisant la méthode décrite par [Feldman & Cousins \(1998\)](#).

Nous prenons cette fluctuation comme étant notre signal, ce qui nous permet de calculer une limite supérieure sur la position test, en faisant le rapport de ce signal avec la surface totale, ce qui donne la valeur de Φ_0 , le flux différentiel à 1 TeV.

3.4.3 Les cartes avancées

Les cartes "avancées" représentent une sorte de synthèse entre les cartes "classiques" présentées plus haut, et l'analyse spectrale. Nous en avons produit trois types : la carte en flux, la carte de limite supérieure au flux, et la carte de sensibilité.

3.4.3.1 La carte en flux

Pour résumer de manière simple, pour faire ces cartes, il faut diviser l'excès par la surface du télescope et le temps d'observation. Nous allons expliciter ci-dessous la méthode utilisée pour la création de cette carte en commençant par la description de la carte d'exposition.

La carte de l'exposition totale est créée en sommant pour chaque pixel la contribution apportée par chaque run, en supposant une loi de puissance d'indice Γ pour toutes les sources.

L'exposition totale A_{tot} d'un pixel (i, j) à l'énergie de référence E_0 donné est calculée comme :

$$A_{tot}(i, j) = \sum_{k=0}^{N_{runs}} \int_{E=E_{SEUIL}(i, j, k)}^{\infty} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times A(E, Z(j), \theta(i, j, k), \varepsilon(k)) dE \times \Delta T_k \quad (3.28)$$

Avec $Z(j)$, l'angle zénithal moyen du run k , $\varepsilon(k)$, l'efficacité optique, ΔT_k la durée d'observation du run k , $\theta(i, j, k)$ l'angle (offset) qu'occupe le bin (i, j) par rapport à la direction pointée par l'observation k , $E_{SEUIL}(i, j, k)$ le seuil de "confiance" (voir 3.4.2) en énergie pour le bin (i, j) et le run k et A , la surface efficace de collection du télescope.

Les cartes ON et OFF, dans ce cas, sont différentes de celles utilisées dans le cas classique (cf paragraphe 3.4.1) car, comme nous venons de le voir pour la carte d'exposition, il faut tenir compte du seuil de "confiance" en énergie de chaque run k , et ne projeter les événements dans la carte que lorsqu'ils ont une énergie supérieure au seuil de confiance. La carte d'excès associée est, par contre, calculée de manière semblable que dans le cas classique.

Pour cette même raison les acceptances radiales classiques (cf paragraphe 3.2.2.4) ne sont plus adéquates. Elles ont donc été régénérées en prenant en compte le seuil de confiance, avant de projeter les événements du fond en fonction de l'offset (nous ne gardons les événements que lorsque leur énergie est supérieure au seuil de confiance).

Précisons aussi que les surfaces efficaces sont calculées en fonction de l'hypothèse sur la taille des sources³⁵. Pour des raisons de cohérence, il faut donc utiliser une carte d'excès corrélée par une fonction "top-hat" de même rayon que la taille de la source. Cette carte est constituée pour chaque bin (i, j) donné de la somme de tout les pixels de la carte non-corrélée compris dans un disque centré sur ce bin et de même rayon que l'hypothèse de la taille de la source.

Les tables d'instruments sont générées pour des offsets inférieurs à 2.5° , donc pour éviter les biais d'extrapolation, nous ne calculons les valeurs et ne projetons les événements que pour des offsets inférieurs à cet angle.

Pour plus de rapidité dans l'évaluation, à la fois de la surface efficace et de l'énergie seuil attendu dans chaque pixel, des abaques de la valeur attendue de ces deux paramètres en fonction de l'offset (seul variable dans le calcul nécessitant à la fois l'information sur le run et la position du pixel, contrairement à l'efficacité optique de l'instrument, ou de

35. Parce que ces fonctions ont pour origine l'évaluation du spectre d'une source issue d'évènement extrait d'une région d'intégration d'une taille donnée.

l'angle zénithal moyen du run au moment de la prise de données). La valeur dans un pixel (i,j) donné est ensuite calculée en faisant une interpolation.

La carte en flux est donc calculée en faisant le rapport entre la carte d'excès corrélée et l'exposition totale. Le résultat est une carte dont la valeur en chaque pixel est le flux différentiel (par exemple à 1 TeV) trouvé pour la loi de puissance d'indice spectral supposé Γ . On peut de même calculer les cartes en flux intégral.

3.4.3.2 Les cartes de limite supérieure

La carte de limite supérieure est calculée de manière similaire à la carte de flux. L'évaluation de l'exposition totale est identique, mais cette fois on calcule la fluctuation maximale du fond d'après le nombre d'évènements ON et OFF, pour un intervalle de confiance choisi selon la méthode de [Feldman & Cousins \(1998\)](#). L'intervalle de confiance généralement choisi est de 99%.

3.4.3.3 Les cartes de sensibilité

Une fois de plus cette carte est similaire à celles calculées précédemment. Dans ce cas, les excès sont remplacés par la fluctuation du fond compatible avec la non détection d'une source pour un niveau de significativité donné. Pour faire cela, nous remplaçons la valeur trouvée dans la carte ON, par la valeur estimée du fond sous la source : $\alpha \times N_{OFF}$, puis nous calculons la valeur maximale d'une fluctuation du fond compatible avec l'absence de source dans un intervalle de confiance donné. Celui-ci est pris comme étant la probabilité correspondant à 6.3 écarts standard (6.3σ), ce qui correspond à une probabilité de 4σ une fois le nombre total d'essais pris en compte, soit $N=220000$ ([Aharonian et al. 2006b](#))).

3.5 Stabilité du détecteur dans le temps : Études des systématiques

3.5.1 Origine des erreurs systématiques

D'une manière générale, toute mesure peut être entachée d'erreurs systématiques qu'il est nécessaire de contrôler. La reconstruction spectrale est bien évidemment soumise à ces erreurs pour diverses raisons :

- L'atmosphère : C'est l'élément le moins bien maîtrisé de tout le détecteur. Les variations du profil de densité vont changer les hauteurs du maximum de développement de la gerbe, et donc changer la quantité de lumière reçue, et donc biaiser l'évaluation de l'énergie. Les conséquences sont semblables pour les variations de transparence de l'atmosphère.
- L'instrument : La réponse du télescope au signal varie en fonction de l'état du télescope. De nombreux paramètres sont variables et dépendent des prises de données, comme par exemple la position des piédestaux en fonction de la température, la réponse des photo-multiplicateurs en fonction de la tension appliquée, etc... Bien que ces facteurs soient pris en compte dans la calibration, la correction n'est sans

doute pas toujours parfaite et laisse place à des erreurs. Cependant, une des sources d'erreur les plus importantes provient des pixels "cassés" et des tiroirs manquants : ces derniers comme des "trous" dans la caméra, et affectent donc l'évaluation de la charge totale des événements dont l'image coïncide plus ou moins avec ces trous.

Ces effets vont se retrouver dans la chaîne d'analyse. Celle-ci a été étalonnée avec des simulations Monte-Carlo ainsi qu'une modélisation de l'instrument dans un état moyen. Lorsque la prise de données s'éloigne des conditions simulées, alors les tables utilisées pour la reconstruction perdent de leur précision ce qui se traduit par des erreurs dans les paramètres reconstruits de la source.

Pour estimer la qualité de la modélisation du télescope, ainsi que la bonne prise en compte des paramètres d'acquisition lors de la calibration, les chandelles standards sont d'un grand intérêt, car elles permettent de contrôler les erreurs systématiques, et de mettre en évidence les dérives de l'instrument. Une chandelle standard doit être une source puissante et stable afin d'assurer une détection et une reconstruction spectrale précise en un minimum de temps. La stabilité est nécessaire pour la mise en lumière des dérives instrumentales en fonction du temps.

Lors de la publication de l'analyse du Crabe (Aharonian et al. 2006a), les erreurs systématiques sur la reconstruction des paramètres spectraux étaient estimées à 0.1 sur l'indice, et à 20% sur le flux. Le tableau 7 de cette publication détail les différentes contributions à cette erreur. Les plus importantes sont la variabilité de l'atmosphère, soit environ 15%, les incertitudes de l'ordre de 10% sur le modèle atmosphérique des simulations, et enfin les pixels cassés dont l'influence est estimée de manière conservatrice à 5%.

3.5.2 La nébuleuse du crabe : Un faisceau test

La nébuleuse du Crabe est le faisceau test utilisé depuis les débuts de l'histoire de l'observation γ au sol (ainsi que dans d'autres longueurs d'ondes). Avec un télescope tel que H.E.S.S., le Crabe est suffisamment lumineux pour en évaluer le spectre avec un seul pointé. C'est aussi une source stable³⁶ qui permet l'étude de la stabilité du détecteur.

Un des facteurs les plus importants de la dérive de l'instrument est la diminution de la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston. De ce fait, le seuil en énergie du télescope augmente et sa sensibilité diminue. Le but des études présentées dans cette section est de tester la chaîne de reconstruction spectrale dans différentes configurations et en fonction du temps, afin de vérifier si la modélisation de l'instrument et de sa dérive à l'aide des simulations soient correctes.

Les pointés utilisés pour ces études sont sélectionnés en utilisant un facteur de qualité QC80, en demandant aussi les observations composées uniquement du réseau complet, avec une distance de pointé inférieure à 2° de la direction de la source ainsi qu'un angle zénithal maximal de 60° . Les données s'étendent de fin 2003 à fin 2009. Enfin, nous avons

36. Tout du moins au TeV. L'accroissement d'un facteur deux du flux reporté autour du GeV par AGILE (Tavani et al. 2010) puis Fermi (Buehler et al. 2010) en septembre 2010, n'a pas, a priori, eu d'incidence sur le flux au TeV mesuré par VERITAS (Ong 2010). Cependant, le flux du Crabe semble varier également dans le domaine X dur, comme l'ont vu GBM, Integral, RXTE et SWIFT (Wilson-Hodge et al. 2010).

utilisé les coupures standard lors de ces tests. Étant donné la coupure en charge à 80 p.e par image, ces études permettent de contrôler l'instrument au plus près du seuil.

3.5.2.1 Analyse des données

Contrôle de la chaîne d'analyse : comparaison aux résultats publiés en 2006.

Le code de la chaîne d'analyse ainsi que la calibration ont évolué depuis quelques années. Pour contrôler la chaîne, nous avons comparé les résultats de l'analyse de la nébuleuse du Crabe, pour la même liste que celle utilisée lors de la publication en 2006 ([Aharonian et al. 2006a](#)), dont la durée totale d'observation est de 15.2 heures.

Pendant le temps séparant le calcul du spectre publié et celui présenté ici, il y a eu des changements dans la chaîne d'analyse, principalement au niveau de la calibration qui a été améliorée.

La figure 3.23, montre les contours de confiance de l'énergie de coupure en fonction de l'indice spectral ajusté, et les contours de confiance entre le flux différentiel à 1 TeV et l'indice spectral ajusté dans l'hypothèse d'une loi de puissance.

La table 3.2 montre les résultats de l'ajustement spectral obtenu lors de la publication ainsi que celui obtenu en ré-analysant la même liste d'observation mais avec la chaîne actuelle.

On peut remarquer que l'ajustement par une loi de puissance donne des résultats un peu différents, pour la normalisation. La figure 3.23 (haut) illustre mieux le décalage de la normalisation dans l'hypothèse d'une loi de puissance, à travers les contours à 1, 2 et 3σ de ce paramètre. Lors de la publication, l'efficacité optique n'était pas pris en compte de manière optimale. En effet les charges étaient corrigées, mais les surfaces n'étaient pas générées en fonction de l'efficacité, ce qui, très probablement, les surestime.

Cependant, les résultats sont clairement compatibles dans l'hypothèse privilégiée d'une coupure exponentielle (cf figure 3.23 bas). On relève cependant que l'énergie de coupure nouvellement ajustée est à une valeur supérieure à celle obtenue en 2006 (même si les deux valeurs restent compatibles dans les erreurs). L'amélioration de la calibration pourrait expliquer ce gain d'évènements à haute énergie.

Spectre du Crabe avec plus de données.

Nous allons maintenant étudier le spectre du Crabe avec une nouvelle liste, obtenue selon la méthode décrite dans l'introduction. Cette liste correspond à un temps total de 33.5 heures, soit 18 heures de plus que pour la publication.

La figure 3.24 montre le spectre obtenu pour l'ajustement des données disponibles jusqu'en fin 2009. Les résultats des ajustements spectraux sont consignés dans le tableau 3.2.

On peut noter quelques différences entre les résultats obtenus avec la liste publiée en 2006 et la liste complète, La différence entre les flux différentiels est de 5%, celle entre les deux indices spectraux de 0.05, et les valeurs ajustées pour l'énergie de coupure exponentielle

Si on prend en compte la corrélation entre les deux lots (entre la liste de 2006 et la liste complète il y a 37 runs sur 90 en commun) la différence entre les flux différentiels à 1 TeV correspond à un écart de plus de 2σ , alors que l'indice et l'énergie de coupure restent très

	Loi de puissance		
	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ	
Publication	3.45 ± 0.05	2.63 ± 0.02	
Nouvelle Analyse	3.69 ± 0.06	2.60 ± 0.02	
Nouvelle Liste	3.55 ± 0.04	2.64 ± 0.01	

	Loi de puissance avec coupure exponentielle		
	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ	E_{Cut} TeV
Publication	3.76 ± 0.07	2.39 ± 0.03	14.3 ± 2.1
Nouvelle Analyse	3.69 ± 0.06	2.43 ± 0.04	18.7 ± 4.2
Nouvelle Liste	3.53 ± 0.05	2.48 ± 0.03	20.2 ± 3.5

TABLE 3.2 – Résultats de l'analyse spectrale effectué sur la même liste que celle utilisée pour la publication (Aharonian et al. 2006a). La ligne "Nouvelle Liste" donne les résultats avec toutes les données disponibles, jusqu'à fin 2009.

compatibles. L'évaluation du flux est soumise à la fois aux fluctuations de transparence de l'atmosphère mais aussi aux résidus de correction des dérives instrumentales en fonction du temps. C'est ce que nous allons étudier dans la prochaine section.

3.5.2.2 Stabilité de la reconstruction au cours du temps

Pour étudier la stabilité au cours du temps du télescope³⁷, et évaluer les erreurs systématiques, nous allons découper la liste complète en plusieurs sous-lots, indépendants les uns des autres. Pour tester si le vieillissement du télescope a un impact sur la reconstruction, le mieux est de faire un découpage année par année. La période de visibilité de la nébuleuse du Crabe se situe d'octobre à janvier, ainsi le découpage par lots se fait en utilisant ces périodes. Par exemple, les observations d'octobre 2003 et janvier 2004 seront regroupées sous le label 2003.

Le tableau 3.3 montre les résultats obtenus pour chaque saison, sauf pour 2005, où aucun pointé ne passe la sélection de qualité des données. On peut remarquer l'effet de la dégradation de l'efficacité optique des télescopes sur le taux de fond en provenance des régions OFF. L'année 2007, malgré un offset et un angle zénithal moyen assez favorables comparés aux années 2004, 2006 ou 2008, montre un taux de γ/min assez faible. De même, l'année 2009, dont le taux de fond est assez proche de celui de 2008 (ainsi que l'offset et l'angle zénithal moyens), semble affectée par une perte de signal. Nous verrons ci-dessous qu'effectivement, les ajustements spectraux de ces deux années sont particulièrement différents des autres périodes.

Le spectre du Crabe présente une courbure lorsque l'on dispose de suffisamment de statistiques et il est mieux ajusté par une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Pour comparer les résultats annuels, où l'on ne dispose pas des mêmes statistiques, nous

37. Mais aussi, inévitablement, les conditions atmosphériques

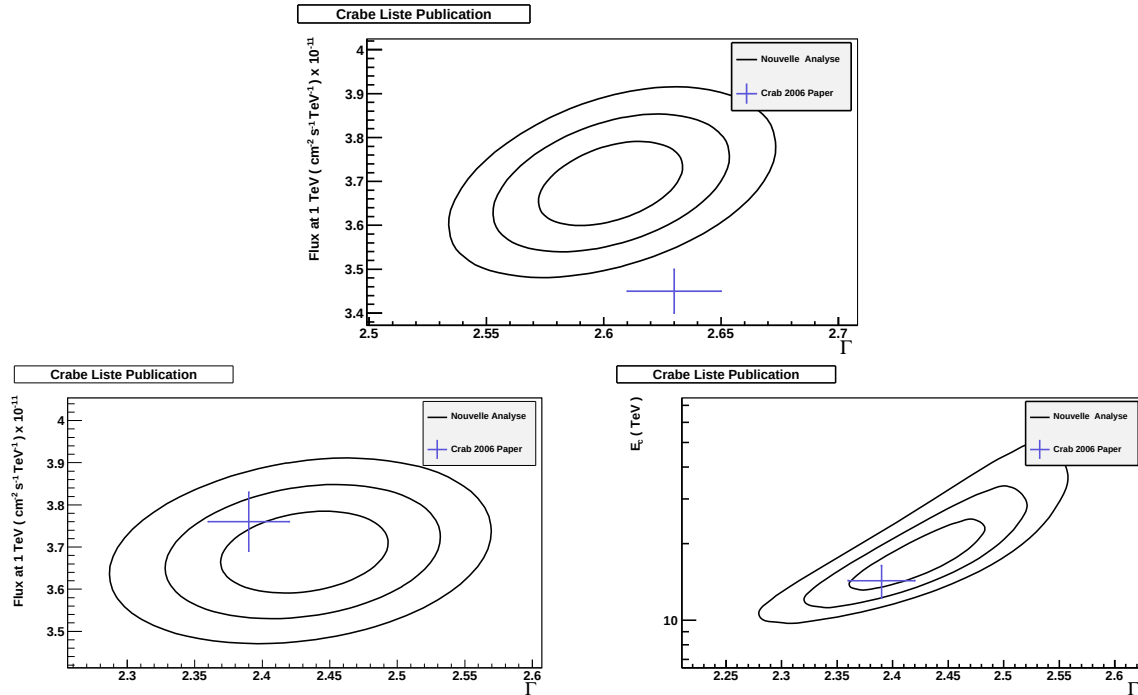


FIGURE 3.23 – (*haut*) Contours de confiance à 1, 2 et 3 σ du flux différentiel à 1 TeV en fonction de l'indice ajusté dans l'hypothèse d'une loi de puissance simple. L'écart entre les deux résultats est à plus de 3 σ . (*bas gauche*) Contours de confiance à 1, 2 et 3 σ du flux différentiel à 1 TeV en fonction de l'indice ajusté dans l'hypothèse d'une loi de puissance avec coupure exponentielle. Les deux résultats sont maintenant compatibles dans cette hypothèse. (*bas droite*) Contours de confiance à 1, 2 et 3 σ de l'énergie de coupure en fonction de l'indice spectral. Les valeurs ajustées sont supérieures à celles publiés mais tout à fait compatible.

Année	2003	2004	2006	2007	2008	2009
Nombre de pointés	17	36	7	8	5	14
$\langle \text{AngleZnithal} \rangle$	56.7	49.9	48.8	45.9	47.1	45.8
$\langle \text{Offset} \rangle$	0.74	0.6	0.7	0.5	0.5	0.5
N _{ON}	1990	6040	1120	1033	636	1774
N _{OFF}	4777	6410	1387	725	442	1458
α	0.068	0.094	0.073	0.111	0.111	0.111
Excès	1664.25	5437.6	1019.05	952.4	586.89	1612
Taux de γ (min ⁻¹)	3.83	5.86	5.42	4.80	5.32	4.21
Taux de fond (min ⁻¹)	0.75	0.65	0.54	0.41	0.45	0.42

TABLE 3.3 – Tableau récapitulatif des paramètres obtenus pour chaque période d'observation.

avons choisi d'utiliser une loi de puissance simple, en limitant l'intervalle en énergie entre 0.7 et 7 TeV. La borne inférieure a été choisie de manière à être supérieure à l'énergie seuil de l'ensemble des observations, tandis que la borne supérieure l'a été pour ne pas

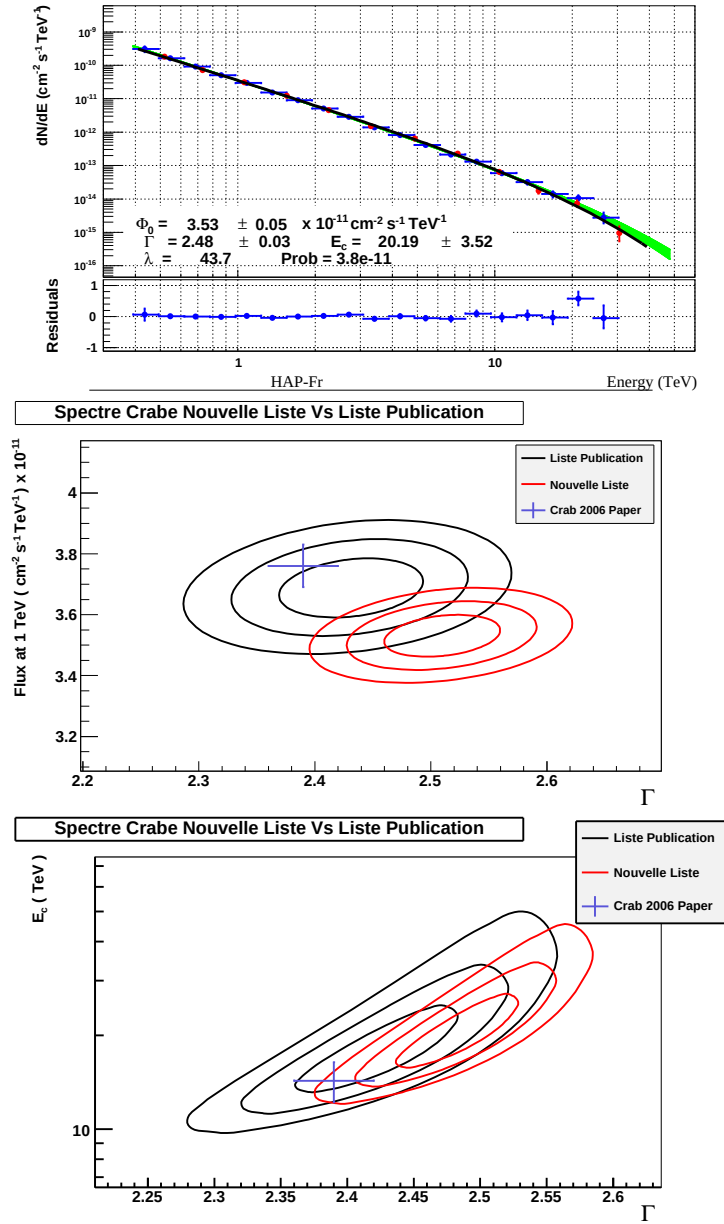


FIGURE 3.24 – (*haut*) Spectre du Crabe obtenu avec les nouvelles données. La région en vert représente le domaine de confiance à un écart standard pour le flux différentiel, dont les points en bleu montrent les valeurs par bin en énergie. Les points rouges sont ceux de l’analyse spectrale de la publication de 2006, et la courbe noire est issue de l’ajustement publié. (*milieu*) Contours de confiance à 1, 2 et 3σ de l’indice spectral en fonction du flux différentiel à 1 TeV dans l’hypothèse d’une loi de puissance avec coupure exponentielle. (*bas*) Contours de confiance à 1, 2 et 3σ pour l’énergie de coupure en fonction de l’indice spectral, dans l’hypothèse d’une loi avec coupure exponentielle.

être au-delà de l'énergie de coupure.

Année	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ
2003	3.76 ± 0.17	2.58 ± 0.06
2004	3.76 ± 0.08	2.55 ± 0.03
2006	3.86 ± 0.18	2.71 ± 0.07
2007	3.05 ± 0.15	2.75 ± 0.08
2008	3.69 ± 0.23	2.69 ± 0.09
2009	2.97 ± 0.11	2.60 ± 0.05
Tous	3.53 ± 0.05	2.60 ± 0.02

TABLE 3.4 – Résultats de l'analyse spectrale pour les différents lots de données regroupés par "année", pour un modèle en loi de puissance simple.

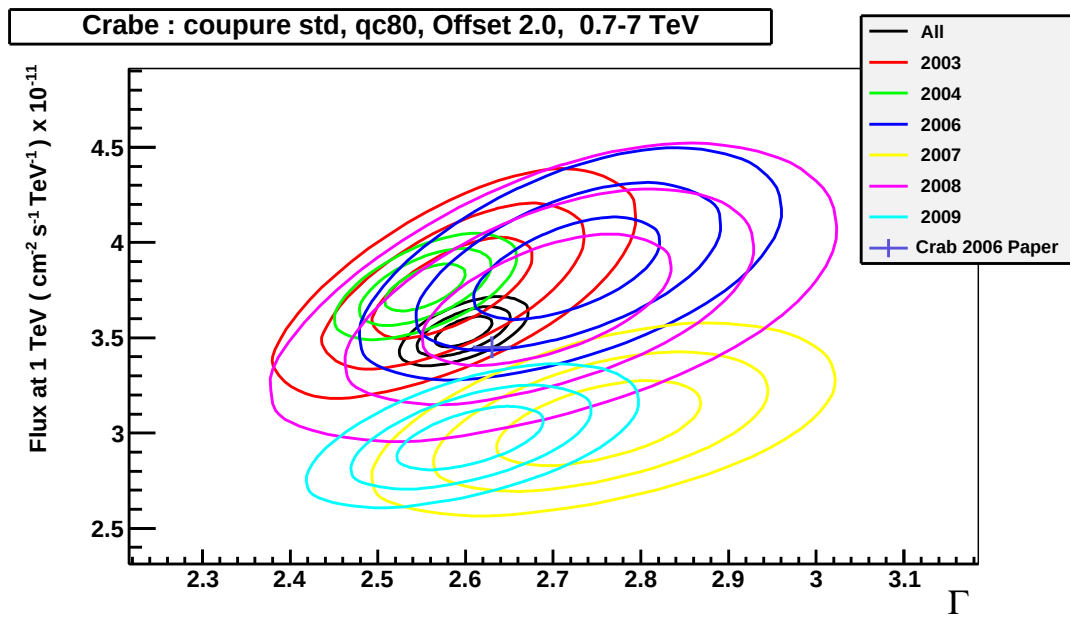


FIGURE 3.25 – Graphique montrant les contours de confiance à 1, 2 et 3 σ des paramètres de l'ajustement pour chaque lot de données. On peut remarquer que les résultats pour 2007 et 2009 ne s'accordent pas très bien avec les autres observations.

Le tableau 3.4 et la figure 3.25 montrent les résultats des ajustements spectraux effectués sur chaque lot. La valeur moyenne du flux trouvée est de $3.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, et la variance est de $0.36 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, soit de 10% du flux moyen. La différence entre le flux le plus élevé et le flux le plus faible est de 25%, sans tenir compte des incertitudes sur la valeur.

La valeur moyenne des indices spectraux est de 2.65, pour une variance de 0.07. L'écart maximal entre les indices spectraux est toutefois de 0.2, sans prendre en compte les in-

certitudes statistiques associées.

On remarque que les années 2007 et 2009 montrent des résultats assez éloignés des autres, ce qui au vu de leur faible taux de gamma par minute est interprété plutôt comme des effets systématiques dus à l'atmosphère. Les écarts entre les différents lots restent néanmoins dans les marges d'erreurs systématiques définies précédemment et qui ne nécessitent donc pas une mise à jour ; d'autre part la reconstruction spectrale semble, malgré le vieillissement du télescope, toujours relativement bien maîtrisée.

On voit là toute l'importance des observations régulières du Crabe pour le contrôle des systématiques sur la performance des télescopes au fur et à mesure de leur dégradation en fonction du temps, mais aussi pour la validation de toute la chaîne d'analyse.

3.5.2.3 Étude de la reconstruction à 3 télescopes

Il arrive qu'à cause des dysfonctionnements d'un télescope il y ait un télescope manquant dans l'analyse. Ceci rend le réseau non symétrique, et affecte aussi les surfaces efficaces, qui deviennent évidemment plus petites. Pour être totalement rigoureux, il faudrait ajouter 2 jeux de tables, un pour chaque configuration correspondant au télescope manquant. Mais, pour des questions de simplicité de mise en oeuvre et de gestion, nous avons pris le parti de ne faire qu'une seule configuration correspondant à l'absence du télescope numéro 1, le code de cette configuration³⁸ est 28.

Nous allons tester sur la nébuleuse du Crabe l'influence de cette approximation, et vérifier les erreurs systématiques induites. Pour simuler des observations à 3 télescopes, nous avons analysé les données disponibles en supprimant à chaque fois un télescope différent.

La sélection des données, et donc la liste des runs, est la même que précédemment, ce qui permet de comparer les résultats à ceux ci-dessus.

Le tableau 3.5 et la figure 3.26, montrent les résultats de l'analyse spectrale pour les différentes configurations imposées lors de la reconstruction des événements. Seule l'analyse forcée à 3 télescopes dans la configuration 28 correspond réellement à la table utilisée. On remarque que le résultat de la reconstruction spectrale dans cette configuration est le plus proche du résultat trouvé à 4 télescopes. Cependant, la reconstruction spectrale issue de la suppression des autres télescopes donne des résultats très compatibles. Les erreurs systématiques introduites par l'analyse à 3 télescopes semblent être, pour la nébuleuse du Crabe, inférieures à 0.1 pour l'indice spectral, et à 6% pour le flux, ce qui est compris dans les marges d'erreur systématique sur les données globales que l'on a vues dans le paragraphe précédent.

Ces différences minimales semblent valider l'approximation faite lors de la génération des tables à 3 télescopes.

38. Le code du Télescope s'écrit de cette manière :

$$\sum_{x=1}^{x=4} CT_x \times 2^x$$

, avec CT_x un booléen valant 1 si le télescope est actif et 0 sinon. Cette notation permet d'associer un nombre unique à chaque configuration. Ainsi une configuration de code 28 est une configuration dans lequel le télescope numéro 1 n'est pas actif et 30 la configuration à 4 télescopes.

Code Télescope	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ
30	3.53 ± 0.05	2.60 ± 0.02
28	3.45 ± 0.06	2.58 ± 0.02
26	3.34 ± 0.06	2.64 ± 0.03
22	3.40 ± 0.06	2.60 ± 0.03
14	3.39 ± 0.06	2.61 ± 0.03

TABLE 3.5 – Résultats de l'analyse spectrale effectuée en supprimant un télescope à chaque fois, avec un modèle en loi de puissance simple entre 0.7 et 7 TeV. L'indication du télescope supprimé peut se lire par le code du télescope (voir texte). La dispersion en indice spectral est inférieure à 0.1, et la dispersion en flux est inférieure à 6%.

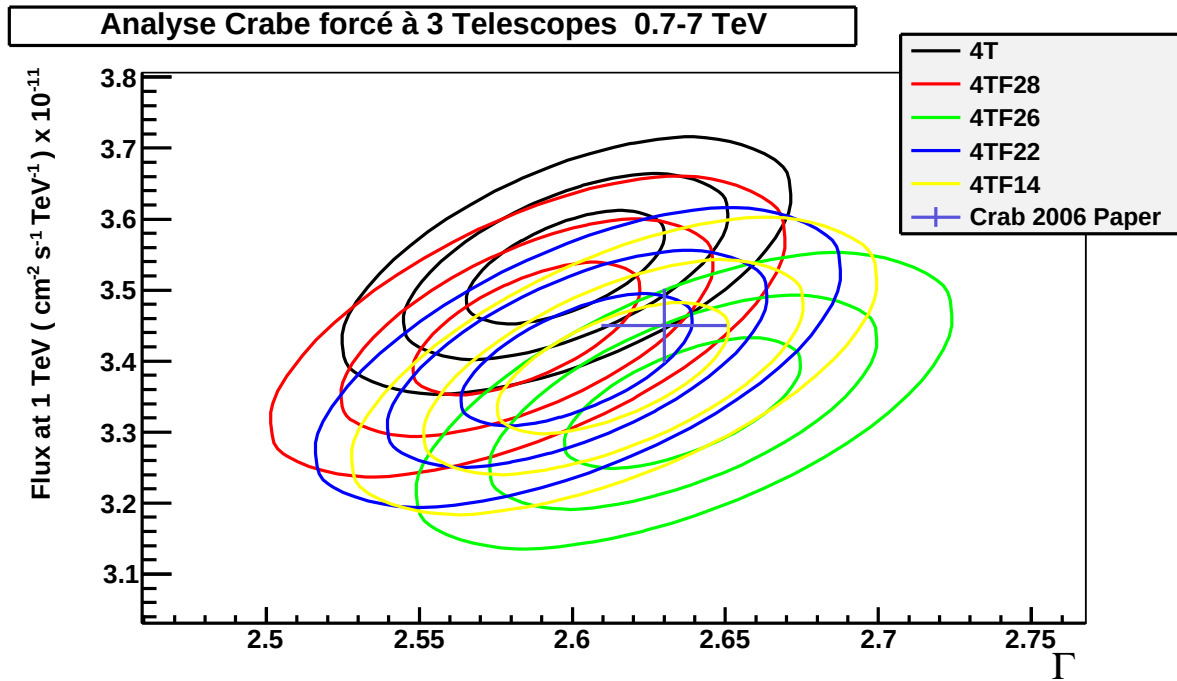


FIGURE 3.26 – Graphique montrant les contours de confiance à 1, 2 et 3 σ des paramètres de l'ajustement pour chaque configuration. De part la fabrication des tables, la configuration optimale est le configuration 28.

3.5.2.4 Comparaison des hypothèses ponctuelle et contenance totale

Lors de l'analyse d'une source ponctuelle, ce sont les coupures angulaires définies dans le tableau 3.1 qui sont appliquées. Les coupures nécessitent une correction (bien entendu dépendante de l'énergie) de la surface efficace pour tenir compte du fait que la taille d'intégration ne contient pas tous les événements en provenance de la source. Ces corrections peuvent introduire des biais si la PSF est différente de l'étalement réel des

γ . Prenons par exemple le cas où la vraie PSF est plus large que celle simulée, alors le nombre d'événements dans la région d'intégration sera plus faible que ce que l'on attend, et le flux de la source serait aussi plus faible qu'en réalité.

Dans le cas d'une analyse avec l'hypothèse de la contenance totale (cf section 3.2.1.4), la PSF est entièrement contenue dans la région d'intégration, donc les différences de PSF entre la mesure et la simulation ne devraient pas jouer³⁹.

La comparaison des résultats obtenus pour une source ponctuelle sous les deux hypothèses peut ainsi révéler des différences entre la simulation et les mesures, et/ou un biais dans la position de la source.

Pour mettre en œuvre ce test, nous avons analysé les mêmes données du Crabe que précédemment, en utilisant une taille de la région d'intégration de 0.4° . Cette taille a été choisie de manière à pouvoir définir des régions OFF, car la plupart des observations sont avec des offsets entre 0.5 et 0.7° et ne seraient pas utilisables avec un rayon plus grand.

Résultats

Le tableau 3.6, montre les résultats de l'analyse spectrale sur la liste complète, dans le cas de l'analyse ponctuelle et étendue, sans limitation sur l'intervalle en énergie. Si les indices spectraux trouvés sont compatibles entre eux, le flux différentiel montre une légère différence de 5%, mais celle-ci reste acceptable. Par contre l'énergie de coupure ajustée diminue significativement sous l'hypothèse de contenance totale en passant de 20.2 ± 3.5 TeV à 11.2 ± 1.8 TeV. Nous soupçonnons ici une erreur systématique sur le facteur de normalisation à haute énergie provenant de l'inhomogénéité du champ de vue (qui serait due à l'inclusion d'événements mal reconstruits à cause d'inhomogénéités dans les caméras pour cause de pixels et tiroirs manquants) pour de larges zones d'intégration (encore à l'étude).

θ^2	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ	E_{Cut} TeV
0.0125	3.53 ± 0.05	2.48 ± 0.03	20.2 ± 3.5
0.16	3.75 ± 0.05	2.45 ± 0.04	11.2 ± 1.8

TABLE 3.6 – Résultats de l'analyse spectrale effectuée sur la liste complète, dans l'hypothèse de source ponctuelle et de contenance totale.

Le tableau 3.7 contient les résultats de l'analyse ponctuelle et étendue pour chaque année, dans un intervalle en énergie de 0.7 à 7 TeV, pour s'affranchir d'une courbure éventuelle.

Même si toutes les périodes à l'exception de 2004 montrent des résultats compatibles entre les deux hypothèses, on remarque tout de même que toutes à part l'année 2007 (qui se distingue encore une fois) montrent un accroissement du flux. Cet accroissement est très probablement dû au fait que le modèle de PSF ne corrige pas d'une manière satisfaisante pour des queues de distribution coupées par la sélection angulaire. Notons aussi que

³⁹. Cependant, l'analyse en contenance totale, de part la large taille de la région d'intégration, inclut aussi des événements mal reconstruits, ce qui a pour conséquence de dégrader la résolution en énergie.

Année	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ	Φ_0 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$	Γ
	$\theta^2=0.0125^\circ^2$		$\theta^2=0.16^\circ^2$	
2003	3.76 ± 0.17	2.58 ± 0.06	3.90 ± 0.17	2.56 ± 0.06
2004	3.76 ± 0.08	2.55 ± 0.03	4.09 ± 0.09	2.67 ± 0.04
2006	3.86 ± 0.18	2.71 ± 0.07	3.92 ± 0.17	2.68 ± 0.07
2007	3.05 ± 0.15	2.75 ± 0.08	2.65 ± 0.16	2.60 ± 0.11
2008	3.69 ± 0.23	2.69 ± 0.09	3.91 ± 0.25	2.68 ± 0.11
2009	2.97 ± 0.11	2.60 ± 0.05	3.26 ± 0.13	2.65 ± 0.07
Tous	3.53 ± 0.05	2.60 ± 0.02	3.72 ± 0.06	2.64 ± 0.02

TABLE 3.7 – Résultats de l'analyse spectrale effectuée sur les différents lots de données regroupés en année, pour un modèle en loi de puissance simple, dans un intervalle en énergie de 0.7 à 7 TeV.

l'année 2004 montre la différence la plus notable : sur les graphiques de corrélations entre indice et flux (figure 3.27), on peut voir que le recouvrement entre les deux hypothèses n'est obtenu qu'à plus de 2σ . Cependant la différence sur le flux reste inférieure à 10%, et une simple fluctuation de l'ajustement pourrait en être l'origine. Les autres ajustements sont tous compatibles entre eux, les contours de confiance à 1σ se recouvrant.

3.5.2.5 Position reconstruite année par année

Afin de contrôler la qualité de la métrologie du pointé des télescopes, nous avons réalisé une étude de la position ajustée du Crabe année par année avec le même jeu de données que précédemment.

Année	runs	Ascension droite	Déclinaison
2003	17	$05^{\text{h}}34^{\text{m}}31.2^{\text{s}} \pm 0.5^{\text{s}}$	$22^\circ01'17.4'' \pm 8.4''$
2004	36	$05^{\text{h}}34^{\text{m}}30.2^{\text{s}} \pm 0.3^{\text{s}}$	$22^\circ01'04.9'' \pm 3.6''$
2006	7	$05^{\text{h}}34^{\text{m}}32.4^{\text{s}} \pm 0.8^{\text{s}}$	$22^\circ01'21.0'' \pm 9.5''$
2007	8	$05^{\text{h}}34^{\text{m}}29.6^{\text{s}} \pm 0.8^{\text{s}}$	$22^\circ00'36.8'' \pm 11.8''$
2008	5	$05^{\text{h}}34^{\text{m}}31.6^{\text{s}} \pm 0.9^{\text{s}}$	$22^\circ00'03.4'' \pm 13.7''$
2009	14	$05^{\text{h}}34^{\text{m}}28.9^{\text{s}} \pm 0.6^{\text{s}}$	$22^\circ00'56.1'' \pm 7.8''$

TABLE 3.8 – Résultats de l'ajustement de la position du Crabe année par année.

Le tableau 3.8 consigne les résultats de l'ajustement de la position pour les cartes faites sur chaque lot, tandis que l'image 3.28 montre la superposition des contours de confiance issues de l'ajustement de chaque lot sur la carte en flux du Crabe.

La distance maximale entre deux ajustements est de $1.2'$, entre les années 2003 et 2008. Cette distance est supérieure aux erreurs statistiques. La position moyenne est de : $05^{\text{h}}34^{\text{m}}30.6^{\text{s}}$, $22^\circ00'53.3''$. La variance de l'ascension droite et de la déclinaison autour de

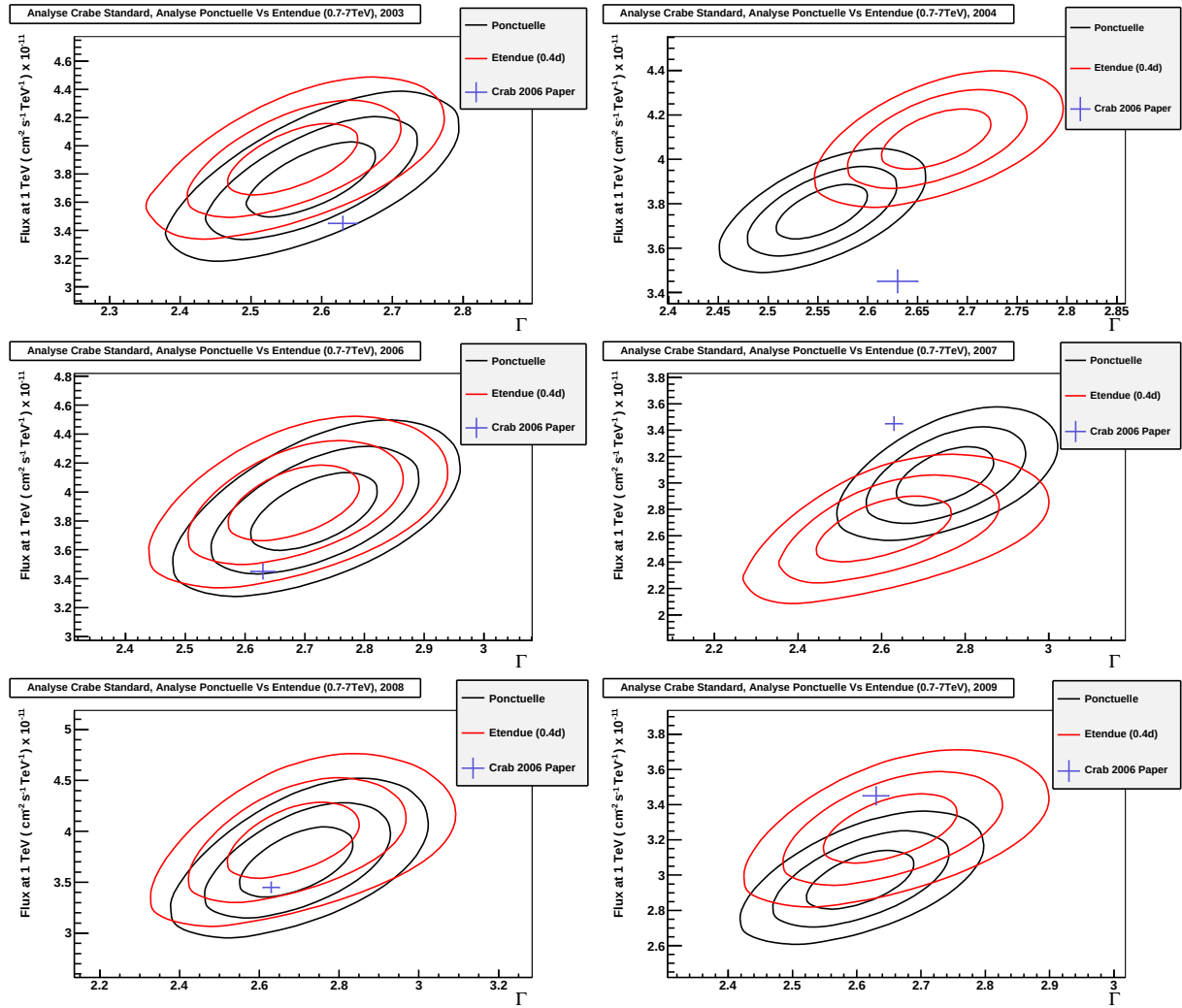


FIGURE 3.27 – Graphique montrant les contours de confiance à 1, 2 et 3σ de l'indice spectral reconstruit en fonction du flux différentiel à 1 TeV, pour chaque année. On peut voir que seule l'année 2004 ne présente pas de recouvrement des régions à 1σ .

la position moyenne est de $20''$ et $29''$ respectivement, ce qui, une fois combiné, donne une erreur de $35''$. La reconstruction de la position du Crabe montre donc la présence d'erreurs systématiques qui sont supérieures aux erreurs de pointé du télescope ($20''$). L'origine de cette erreur n'est pas encore bien comprise ⁴⁰

40. Comme nous l'avons évoqué dans la section 3.4.1, notre outil pour ajuster la position utilise une statistique en χ^2 , ce qui impose de regrouper les bins pour avoir une statistique gaussienne et s'assurer que les erreurs soient correctement calculées. Pour que les queues de distribution soient significatives, nous avons imposé un regroupement d'un facteur 4. Cependant, même avec ce facteur, le nombre de pixels avec une statistique plutôt poissonnienne n'est pas négligeable, et donc l'ajustement peut en être affecté, à la fois pour la position trouvée, mais aussi pour l'estimation des erreurs (qui seraient quelque peu sous estimées). Il est donc possible qu'une partie des systématiques provienne de la procédure d'ajustement elle-même. Un effort prochain devrait être la mise au point d'une méthode basée sur un maximum de vraisemblance qui prendrait en compte correctement la nature poissonnienne du nombre d'événements.

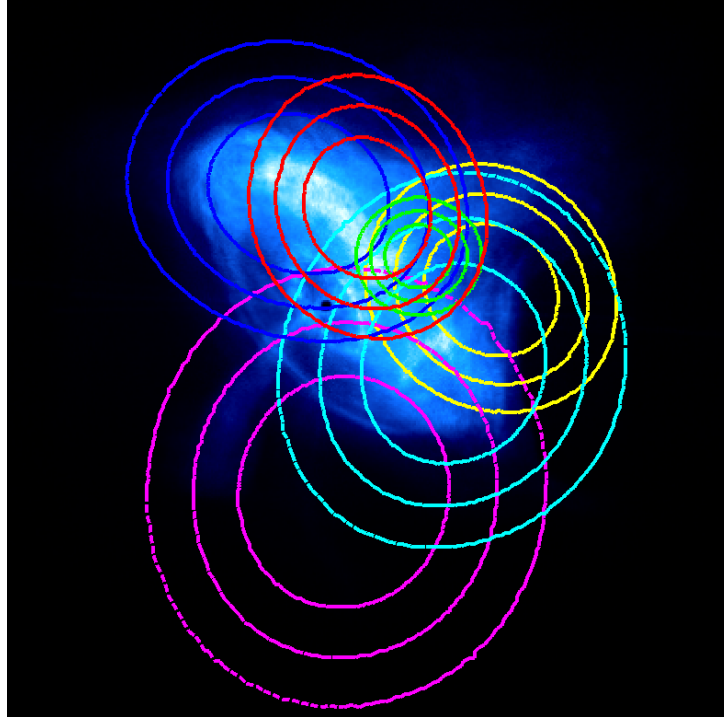


FIGURE 3.28 – Graphique montrant les contours de confiance à 1, 2 et 3σ des paramètres de l'ajustement de la position pour chaque lot de données. L'année 2003 est en rouge, 2004 en vert, 2006 en bleu, 2007 en cyan, 2008 en magenta et 2009 en jaune. On voit des variations dans la position reconstruite en fonction du temps. La distance maximum entre deux positions ajustées est de $1.6'$ pour 2003 et 2008.

3.5.3 Conclusions

L'analyse du Crabe présentée dans cette section montre que notre compréhension du détecteur et la modélisation que l'on en a sont à peu de chose près correctes. L'étude année par année montre bien une dispersion des paramètres ajustés, mais celle-ci reste dans la limite des erreurs systématiques qui ont été publiées, c'est à dire $\sim 20\%$ sur le flux et 0.1 sur l'indice spectral.

L'analyse à 3 télescopes ne montre pas d'erreurs systématiques supplémentaires. En comparaison avec l'analyse à 4 télescopes, nous avons une différence inférieure à 0.1 en indice spectral, et 6% sur le flux différentiel.

La comparaison entre les analyses sous les hypothèses source ponctuelle et étendue ne montre pas de grandes différences entre les reconstructions, à l'exception de l'énergie de coupure, qui semble être significativement plus faible dans le cas de l'analyse étendue. Nous soupçonnons ici une erreur systématique sur le facteur de normalisation à haute énergie provenant de l'inhomogénéité du champ de vue pour de larges zones d'intégration.

L'étude des lots découpés par année, donne des résultats compatibles entre eux, à l'exception des années 2007 et 2009 qui semblent avoir été sujets à des problèmes de transparence de l'atmosphère au vu des taux faibles de gamma mesurés, comparés aux

autres années.

L'évaluation de la position du crabe semble révéler quant à elle des erreurs systématiques supérieures à la valeur standard adoptée par la collaboration. La distance maximale entre deux positions est de $1.2'$ et la variance sur cette distance est de l'ordre de $35''$. L'origine de cette erreur doit faire l'objet d'études plus approfondies, notamment en ce qui concerne la méthode d'ajustement de la position elle-même.

Le relevé du plan galactique

Sommaire

4.1	Le relevé du plan galactique	105
4.2	La diversité des sources au TeV dans la Galaxie	111
4.2.1	Les sources binaires	111
4.2.2	Les restes de supernova	111
4.2.3	Les nébuleuses associées à des pulsars jeunes	113
4.2.4	Les sources non-identifiées	116
4.3	Conclusions	116

H.E.S.S. a été le premier télescope dans cette gamme d'énergie à effectuer un relevé du plan galactique, grâce à son champ de vue de 5° et à sa sensibilité. Cette méthode d'observation a le grand avantage d'offrir une couverture peu biaisée. La situation géographique de H.E.S.S. est aussi importante, puisqu'elle donne accès aux régions internes de la Galaxie.

4.1 Le relevé du plan galactique

Le nombre de sources découvertes dans la Galaxie avant les débuts de H.E.S.S. (2004) était relativement faible, à savoir : une nébuleuse de pulsar : le Crabe, 3 restes de supernova (Cas A, RX J1713.7-3946 et Vela Jr), une source non identifiée TeV 2032+4130 ainsi que l'émission autour du centre Galactique.

Le premier relevé du plan galactique a commencé en 2004 par sa partie centrale ($l \in [-30^\circ, 30^\circ]$ et $b \in [-3^\circ, 3^\circ]$), ce qui correspondait à l'observation du centre galactique, ainsi que le passage à proximité de la tangente aux bras Norma et Scutum (cf figure 4.1). Ce relevé a permis la découverte de 14 nouvelles sources au TeV (Aharonian et al. 2005b, 2006b).

Le critère nécessaire pour déclarer une source passe par la modération de sa significativité par le nombre d'essais effectués (c'est-à-dire le nombre de pixels des cartes). Le nombre d'essais utilisé dans le premier relevé est de 220000 (Aharonian et al. 2006b), et la significativité minimale pour déclarer une source est de 4σ après modération par le nombre d'essais, ce qui correspond à 6.3σ sur les cartes. On peut noter plusieurs choses ici : La valeur de significativité minimale a été définie lors du premier relevé, mais celui-ci a été étendu. Les tailles des cartes ont augmenté, il faudrait donc prendre un nombre d'essais plus grand et relever la valeur de significativité minimale. Cependant, pour plus de cohérence, nous garderons cette valeur là. Il faut aussi noter que le nombre d'essais utilisés dans le premier relevé est vraiment très conservateur, car il ne prend pas en compte

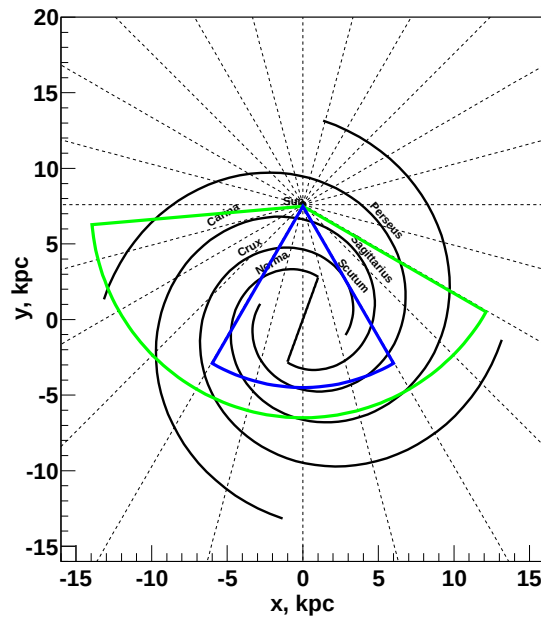


FIGURE 4.1 – Image de la Galaxie vue du dessus. Les courbes noires représentent les bras spiraux, d’après Vallée (2008). La courbe bleue représente la région explorée par le premier relevé du plan galactique, tandis que la courbe verte représente la région explorée jusqu’à présent.

la corrélation existant entre les pixels, du fait de l’intégration qui est faite pour calculer la significativité et évaluer le fond et l’évaluation du fond, et qui implique que les pixels ne sont pas indépendants les uns des autres.

La gamme de longitude a depuis été étendue jusqu’à $l \in [-85^\circ, 60^\circ]$, ce que l’on peut voir sur l’image 4.1, et le nombre de sources galactiques totales est maintenant de 66 sources officielles, dont 60 sont visible sur les cartes.

Nous présentons ici, les différentes cartes du relevé faites avec les données disponibles jusqu’à l’été 2010. Après le passage des coupures de qualité QC65 (cf section 3.3), nous avons 4860 pointés, qui représentent un total de ~ 2275 heures de données.

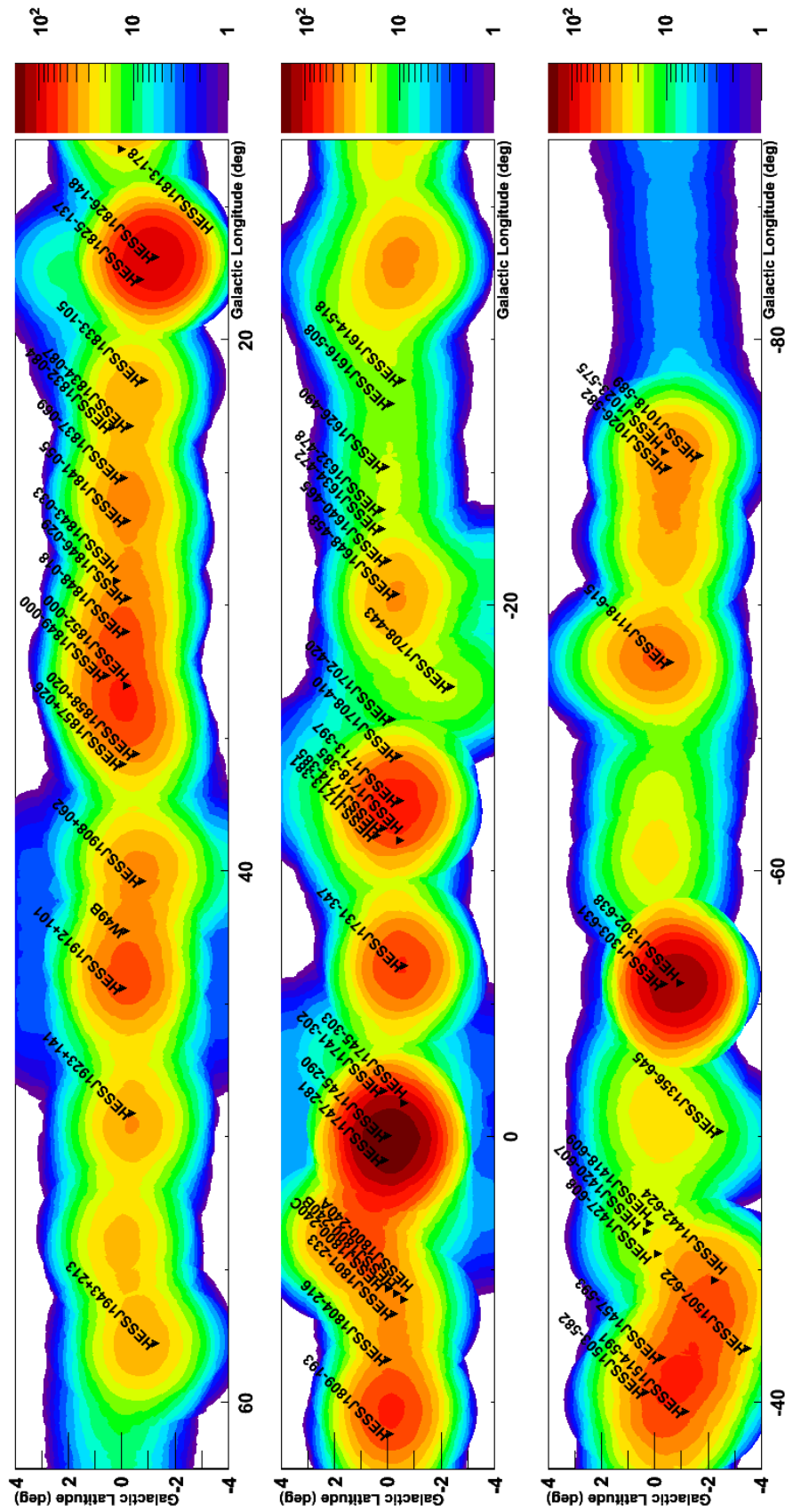


FIGURE 4.2 – Carte de l'exposition du plan galactique avec toutes les données disponibles jusqu'à l'été 2010. L'unité de la carte est en heures. On peut remarquer que le relevé n'est pas uniforme, ce qui est dû aux observations dédiées de sources jugées d'intérêt. Les noms des sources H.E.S.S. apparaissent en jaune.

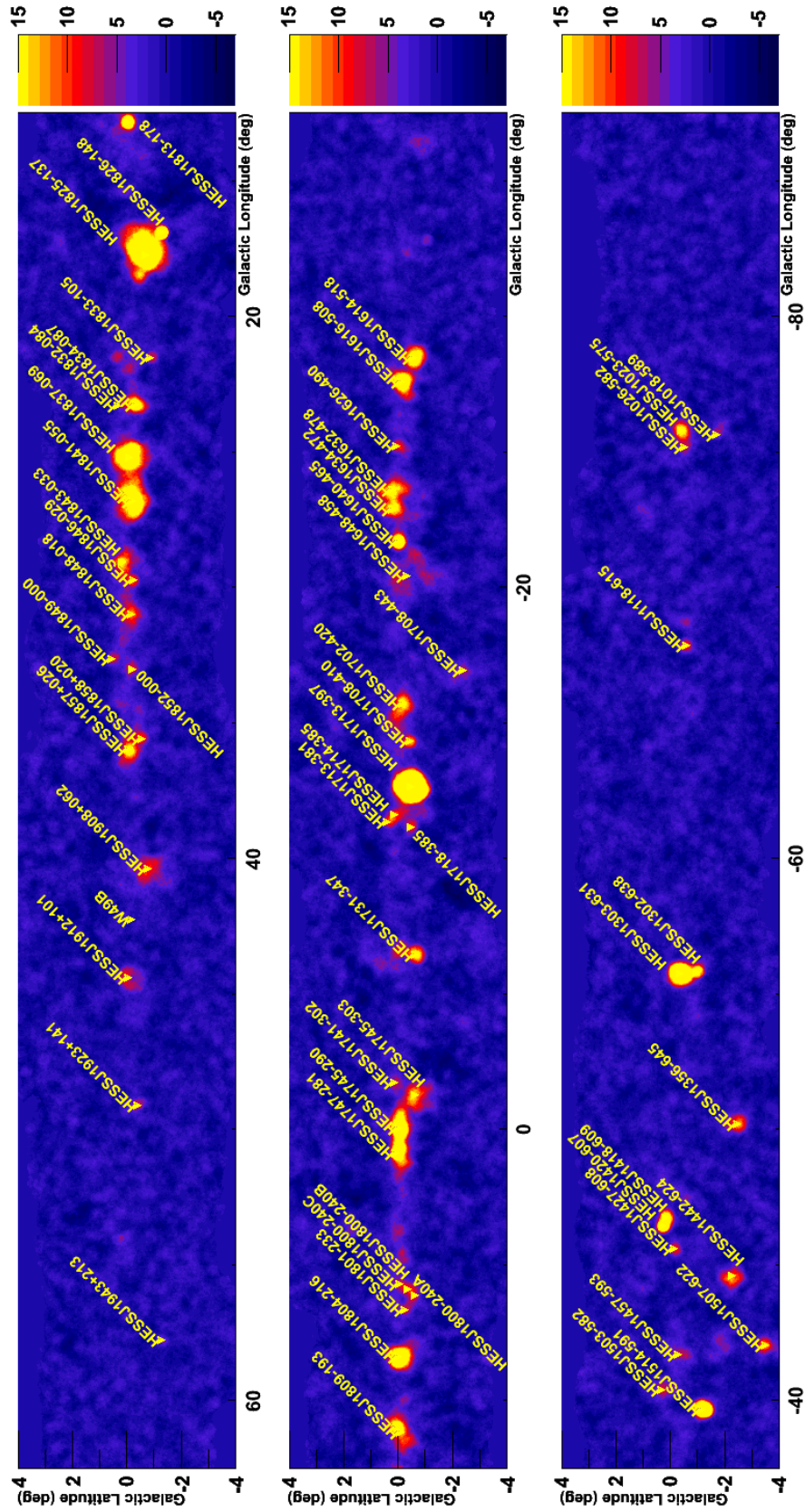


FIGURE 4.3 – Carte de significativité du plan galactique obtenue avec un rayon de corrélation de 0.22° , et en évaluant le fond avec un anneau de rayon de 1.0° . Les noms des sources HESS apparaissent en jaune.

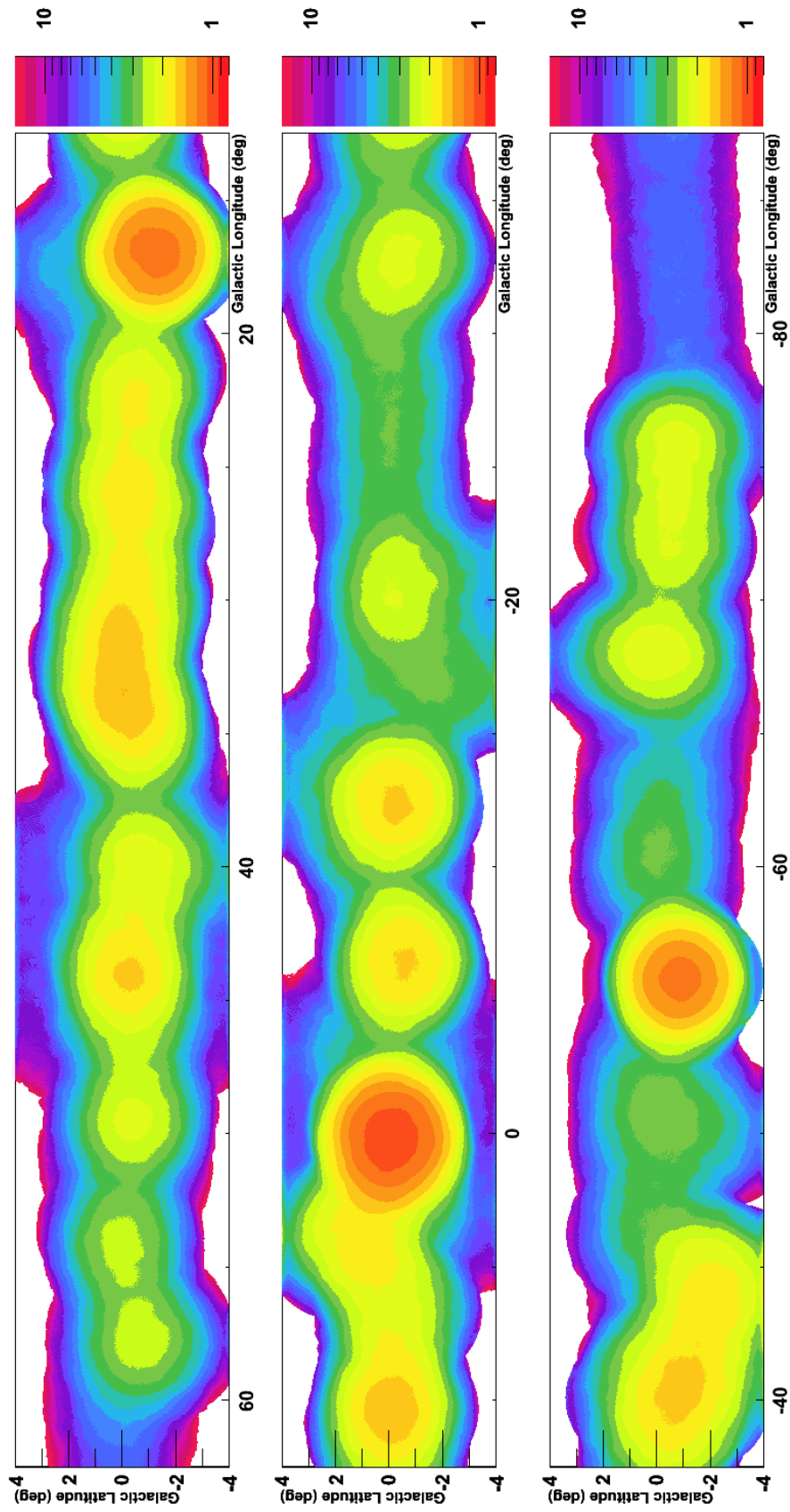


FIGURE 4.4 – Carte de sensibilité, en pourcentage du Crabe, pour une source légèrement étendue, en utilisant un rayon d'intégration pour le signal de 0.22° , en supposant un indice spectral de 2.3 et calculé pour une source de 6.3σ (Pour plus de lisibilité, seul les régions pour lesquelles la sensibilité est inférieure à 15% du Crabe sont conservées)

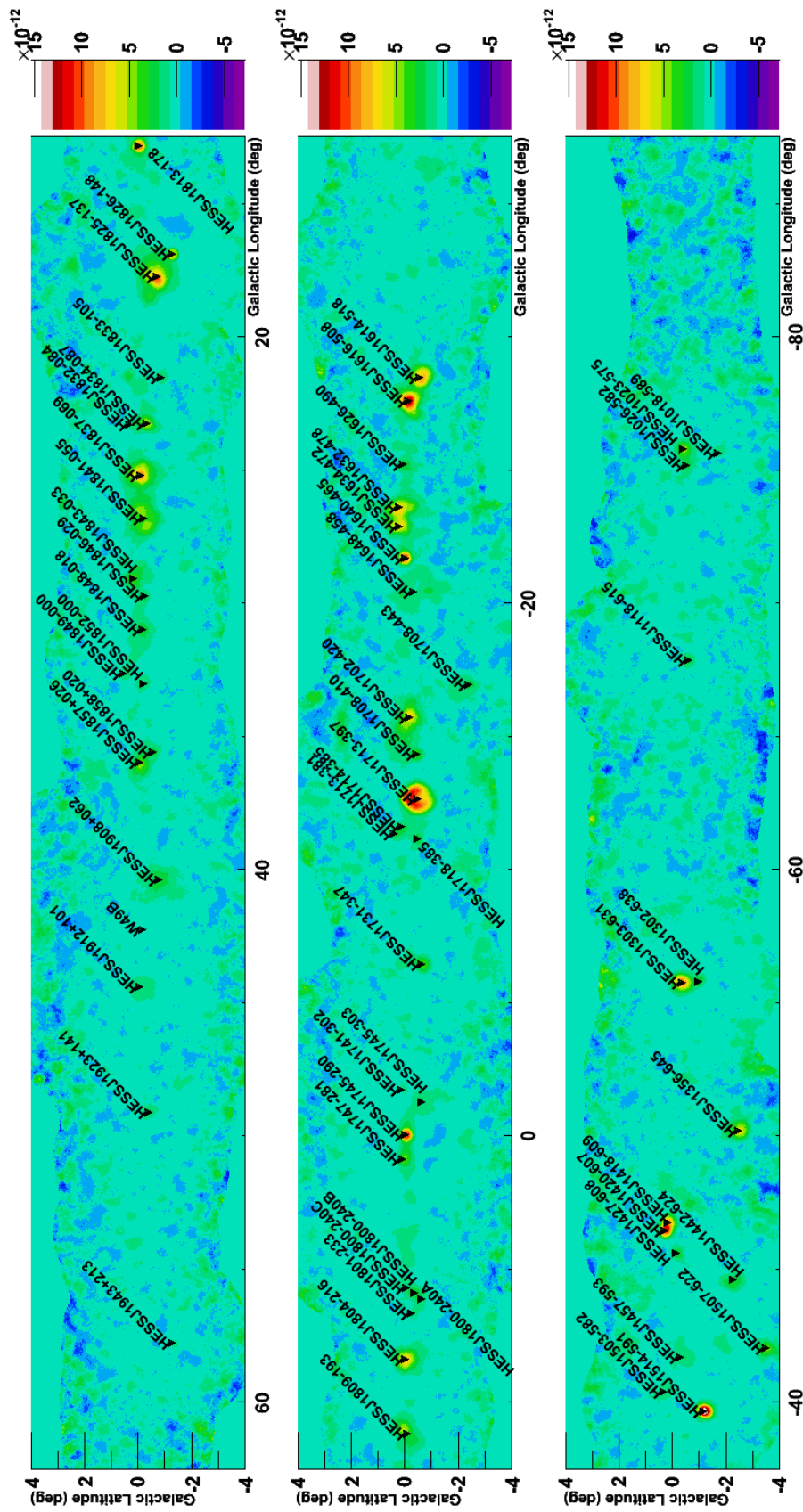


FIGURE 4.5 – Carte en flux calculée dans l’hypothèse d’une source légèrement étendue, en utilisant un rayon d’intégration pour le signal de 0.22° . Pour éviter les effets de bord prononcés, seul les régions ayant au moins reçu une heure d’exposition corrigée de l’acceptance radiale au γ ont été prises en compte.

La carte d'exposition, visible dans la figure 4.2 est représentée en heures d'observation. On voit clairement que celle-ci est non uniforme, ce qui est expliqué par le fait que certaines régions d'intérêt ont été observées plus profondément, principalement pour confirmer un excès vu dans le relevé et pour permettre des études spectrales et morphologiques plus fines.

La carte de significativité associée au relevé actuel est représentée dans la figure 4.3. Elle est calculée selon la méthode décrite dans la section 3.4.1, pour un rayon d'intégration de 0.22° adaptée pour les sources légèrement étendues. L'évaluation du fond a été effectuée par la méthode de l'anneau, décrite dans la section 3.2.3.2, avec un rayon de 1° , pour permettre l'évaluation du fond même en présence de sources très étendues.

En utilisant les mêmes critères sur l'évaluation du fond et de la taille d'intégration du signal que pour la carte en significativité, nous avons aussi produit la carte en flux (figure 4.5) et la carte en sensibilité (figure 4.4), selon la méthode décrite dans la section 3.4.3.

La carte en flux est représentée en flux d'énergie entre 1 et 10 TeV pour un indice spectral supposé de 2.3, qui est similaire à l'indice moyen des sources observées au TeV. La carte de sensibilité est aussi calculée dans cette gamma d'énergie, toujours pour un indice de 2.3. Elle est cependant calculée en unité du Crabe ($F_\gamma(1 - 10\text{TeV}) = 6.7 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$), pour une source qui serait détectable à 6.3σ . Dans le cas d'une source ponctuelle, la sensibilité est améliorée.

Le relevé du plan galactique a permis de montrer une large diversité de sources dont nous donnerons quelques détails ci-dessous.

4.2 La diversité des sources au TeV dans la Galaxie

Les 66 sources galactiques reportées, sont de 4 types. Il y a des sources associées à des binaires de forte masse, à des nébuleuses de pulsars. La quatrième catégorie englobe les sources pour lesquelles il n'y a pas de contrepartie solide à d'autres longueurs d'onde.

4.2.1 Les sources binaires

Bien qu'il existe beaucoup de systèmes binaires dans le domaine X, seulement 4 ont été identifiés dans le domaine γ (tout instrument confondu). C'est une classe très récente d'objets découverts par les instruments γ de troisième génération. Les systèmes binaires connus sont : PSR B1259-63/SS 2883, LS 5039 ainsi que HESS J0632+057 découverte par H.E.S.S., tandis que le quatrième, LSI +61 303 a été découvert par MAGIC. Les objets compacts impliqués dans ces sources ne sont pas connus, à l'exception de PSR B1259-63 qui est un pulsar de 48 ms de période. Les limites supérieures sur leur masse sont compatibles avec des trous noirs ou des étoiles à neutrons.

La principale question qui se pose pour ces objets est l'origine de l'émission, est-elle due à des jets ou à l'interaction de la nébuleuse avec le vent de l'étoile. L'origine leptonique/hadronique est aussi encore en débat. Pour plus de détails sur les systèmes binaires γ et leurs mécanismes d'émission, voir [Dubus \(2006\)](#) ou [Cortina \(2010\)](#).

4.2.2 Les restes de supernova

Ce sont les restes d'une explosion stellaire. La supernova peut être issue d'une étoile massive en fin de vie, comme Cas A ou SN 1987A, dans ce cas nous parlons de supernova gravitationnelle (SN Ib,c et SN II). Mais elle peut être aussi le résultat de l'explosion d'une naine blanche dont la masse atteint la masse critique de Chandrasekhar, par accréation de matière d'une étoile compagnon, ce type d'explosion forme les supernovae de type Ia. Cette explosion va éjecter une grande quantité de matière, et former une puissante onde de choc.

Le terme de supernova a été employé pour la première fois par [Baade & Zwicky \(1934\)](#), qui ont émis aussi l'idée que ces événements puissent être à l'origine des rayons cosmiques⁴¹. Cependant, des raisonnements plus solides, basés sur des arguments quantitatifs, ainsi que sur des mécanismes d'accélération utilisant la diffusion de particules à travers le choc (voir par exemple [Ginzburg & Syrovatskii 1964](#) et autres références plus récentes), ont montré que ces objets étaient les candidats les plus probables pour l'accélération des rayons cosmiques jusqu'au genou ($\sim 10^{15}$ eV).

La détection d'émission non-thermique, signature d'une accélération de particule a été déjà mise en évidence dans le domaine X, par les observations sur SN 1006 [Koyama et al. \(1995\)](#). Le premier objet de ce type détecté au TeV est RX J1713.7-3946 par CANGAROO⁴² ([Muraishi et al. 2000](#)), la structure caractéristique de coquille a été vue par H.E.S.S. ([Aharonian et al. 2006c](#)), cf figure 4.6.

Plusieurs restes de supernova ont vu leur coquille résolue au TeV, comme RX J0852-4622 ([Aharonian et al. 2005e](#)), ou encore RCW 86 ([Aharonian et al. 2009c](#)), et récemment SN 1006 ([Acero et al. 2010a](#)).

Dans la plupart des cas la nature de l'émission au TeV, leptonique ou hadronique, fait toujours débat. La plupart des coquilles montrent une morphologie très similaire à celle observée en X favorisant l'hypothèse leptonique. Cette dernière implique cependant des champs magnétiques relativement faibles, incohérents avec ce qui est nécessaire pour expliquer les filaments observés en X ([Völk et al. 2005](#)). Cependant, les densités de matière requises concernant les modèles de type hadronique ne sont pas toujours satisfaites, comme dans le cas de RX J1713.7-3946, où la densité requise est de $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$, tandis que la limite supérieure imposée par l'absence d'émission thermique X est de $n < 0.02 \text{ cm}^{-3}$ ([Cassam-Chenaï et al. 2004](#)).

Cependant il existe aussi des preuves indirectes d'accélération de cosmiques par des chocs de supernovae, par l'observation de l'illumination des nuages moléculaires denses ($n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$) à proximité des supernovae. C'est le cas par exemple de W 28 qui pourrait être associé à deux sources au TeV, HESS J1800-240 et HESS J1801-233 ([Aharonian et al. 2008b](#)).

Pour plus d'information concernant l'accélération de particules dans les supernovae, [Reynolds \(2008\)](#) constitue une très bonne référence.

41. Ils ont aussi eu l'intuition que ces événements étaient la transition d'une étoile vers une étoile à neutrons

42. Il faut noter que CANGAROO a publié des résultats très controversés, dont une bonne partie n'a pas été confirmé par H.E.S.S., pourtant beaucoup plus sensible. Cependant étant donné le flux très important de RX J1713.7-3946, il n'est pas impossible que CANGAROO ait réellement détecté cette source. Notons aussi que le spectre publié est en total désaccord avec les résultats plus précis de H.E.S.S.

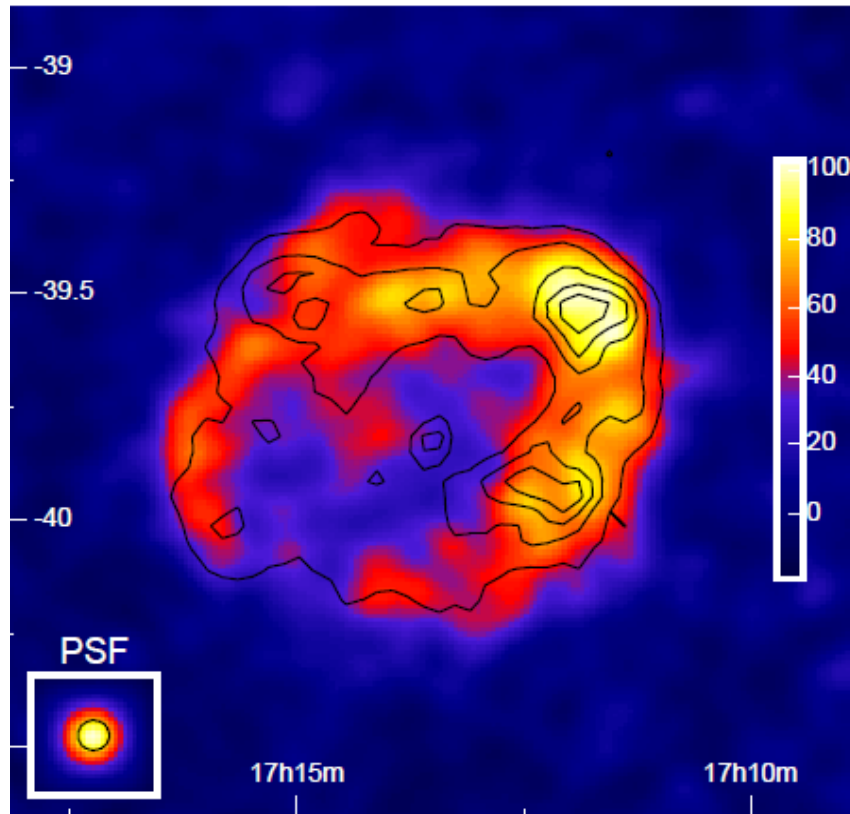


FIGURE 4.6 – Image des excès, lissée avec une gaussienne de $\sigma=2'$, du reste de supernova RX J1713.3-3946. Les contours noirs sont ceux des données X prises par ASCA. Image tirée de Aharonian et al. (2007)

4.2.2.1 Les nébuleuses de pulsars

Depuis les premiers relevés du plan galactique, il s'avère que la population des nébuleuses est la population la plus nombreuse de source au TeV. Le nombre de sources classées dans cette catégorie est de 26, toutes découvertes par H.E.S.S. à l'exception du Crabe, découverte par Whipple, de VER J1930+188 (PSR J1930+1852) et VER J2227+608 (PSR J2229+6114), par VERITAS. Il est à noter qu'un certain nombre de ces associations manquent encore de preuves observationnelles solides. Un des objectifs de ce travail est d'en trouver.

Les observations de H.E.S.S. ont été fondamentales, car elles ont permis de montrer une diversité inédite dans ce type de source, qui n'était pas soupçonnée par les observations faites à d'autres longueurs d'onde. En effet, nous pouvons classer les nébuleuses de pulsars en deux types, celles associées aux pulsars jeunes, et celles associées aux pulsars d'âge moyen, dont nous allons énoncer quelques caractéristiques ci-dessous.

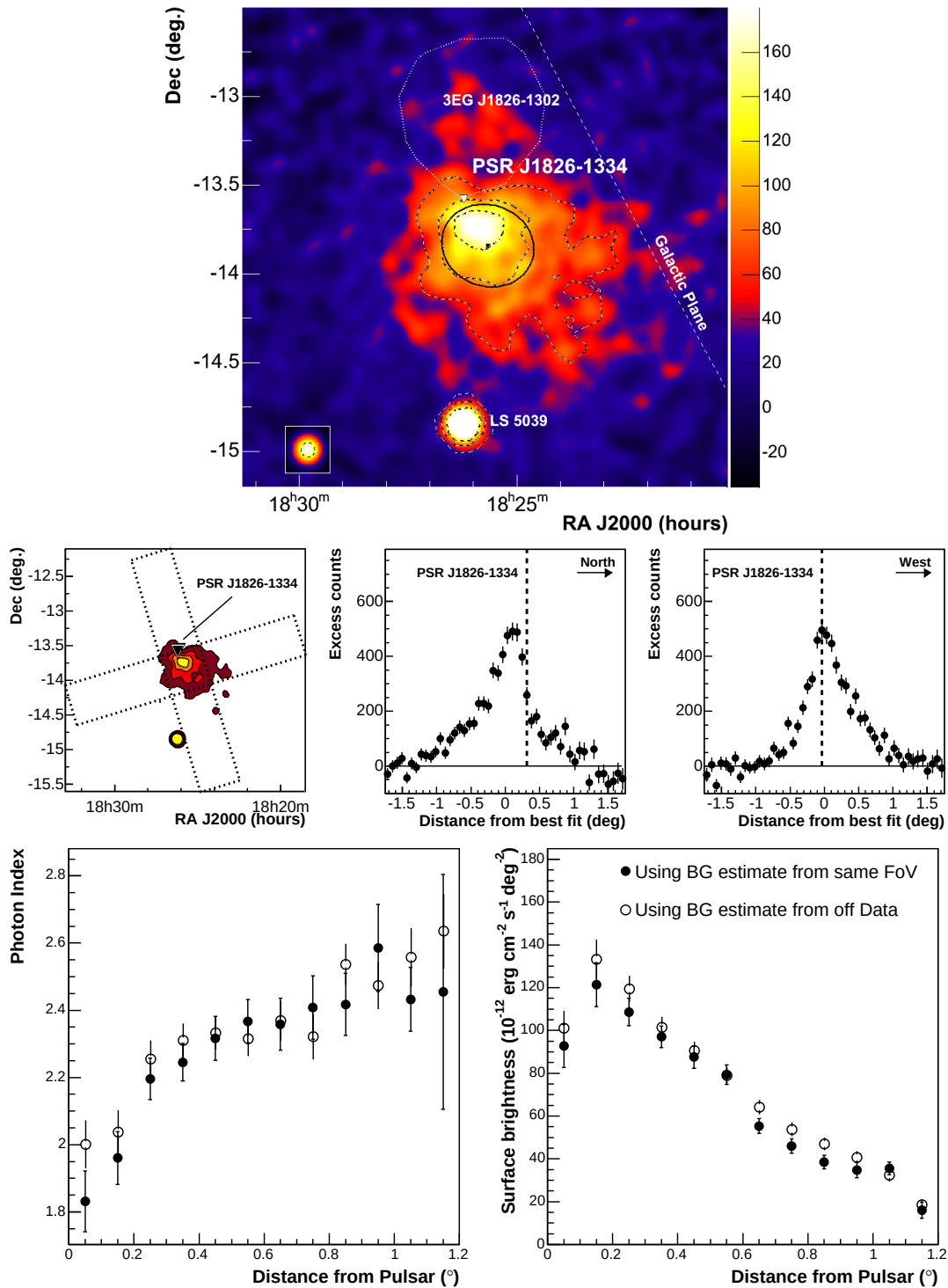


FIGURE 4.7 – (*haut*) Carte en excès de la région de HESS J1825-137, lissée avec une gaussienne de 2.5' de rayon. Le pulsar associé, PSR B1823-13, est marqué par un triangle blanc, tandis que la position ajustée de la source est marquée par une ellipse noire. La source au sud est LS 5039 une des binaires découvertes au TeV par H.E.S.S.. (*milieu*) Profil de l'émission au TeV effectuée le long des axes principaux trouvé lors de l'ajustement de la source par une gaussienne asymétrique à deux dimensions. (*bas*) Évolution des paramètres spectraux en fonction de la distance au pulsar. On remarque que le spectre s'amollit plus on s'éloigne du pulsar, confirmant l'émission leptonique en provenance du pulsar. Ces cartes sont issues de Aharonian et al. (2006d).

4.2.3 Les nébuleuses associées à des pulsars jeunes

Ces nébuleuses ont pour la plupart une morphologie compacte apparaissant comme ponctuelle ou faiblement étendue et centrée sur le pulsar.

L'archétype de ce genre de nébuleuse est celle du Crabe (Aharonian et al. 2006a), mais depuis, un grand nombre de ces objets a été découvert, comme SNR G21.5-0.9 (Djannati-Ataï et al. 2008) la nébuleuse associée à kes 75 (Terrier et al. 2008a), au pulsar de SNR G0.9+0.1 (Aharonian et al. 2005a), etc...

Ce dernier cas est intéressant. En effet, la plupart des nébuleuses jeunes se situent à l'intérieur de supernovae dites composites (c'est-à-dire que l'on voit la coquille et l'émission centrée sur la nébuleuse), et qu'il est souvent nécessaire d'invoquer des arguments énergétiques pour localiser le lieu d'émission. Tandis que dans le cas de SNR G0.9+0.1, la taille ajustée au TeV a permis de rejeter l'émission en provenance de la coquille, l'identifiant de manière claire à la nébuleuse.

Les observations au TeV, ont permis de montrer que la plupart des nébuleuses n'étaient pas à l'équipartition, mais dans un régime dominé par les particules, plutôt qu'à l'équipartition avec le champ magnétique. Si on prend toujours le cas de SNR G0.9+0.1, le champ trouvé par Aharonian et al. (2005a) est de $6 \mu\text{G}$, tandis que l'équipartition conduit à un champ de $56 \mu\text{G}$ (Dubner et al. 2008).

4.2.3.1 Les nébuleuses associées à des pulsars évolués

Celles-ci sont associées à des pulsars d'âge moyen, de quelques milliers à quelques dizaines de milliers d'années. De manière générale ces objets présentent une large extension dans le domaine du TeV, ainsi qu'un décalage entre la position du pulsar et la position du barycentre de l'émission. Ces objets ont véritablement été découverts par H.E.S.S. (Lemière 2006).

L'archétype de cette catégorie est la source HESS J1825-137, associé au pulsar PSR B1823-13 d'âge caractéristique de 21000 ans, pour une puissance de $2.8 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$. La taille angulaire à 1σ de cette source est de 0.25° , soit $17 \left(\frac{d}{3.9 \text{ kpc}} \right) \text{ pc}$ obtenue en ajustant les excès avec une gaussienne à deux dimensions (Aharonian et al. 2006d). Aucun autre domaine ne permet d'observer les particules aussi loin de leur origine.

L'association entre la source au TeV et le pulsar a été faite grâce à plusieurs arguments :

- Le pulsar se situe à une position particulière de l'émission au TeV. Comme nous pouvons le voir dans la figure 4.7, le profil de l'émission présente une montée abrupte au niveau du pulsar, puis une descente douce au loin. Ce genre de signature peut être expliquée en invoquant la présence d'une sur-densité de matière proche du pulsar qui implique un passage anticipé du choc en retour (Blondin et al. 2001), lequel va étaler le matériel de la nébuleuse dans la direction opposée à l'axe entre la sur-densité de matériel moléculaire et la position du pulsar. Lemière (2006) a montré la présence d'un nuage situé justement dans cet axe et pouvant expliquer à la fois le profil de l'émission et donc confirmer l'hypothèse d'un choc en retour responsable du décalage de celle-ci.
- L'évolution du spectre en fonction de la distance au pulsar montre que plus on s'éloigne de celui-ci, plus le spectre s'amollit. Ce genre d'effet est attendu dans le

cas d'une émission leptonique, car les particules les plus éloignées du pulsar sont aussi les plus vieilles, et sont donc refroidies par les pertes radiatives sur les champs magnétiques et de photons dans la nébuleuse. Cette évolution montre aussi, que les particules sont originaires du pulsar, et permet de confirmer l'association avec celui-ci.

Par l'intermédiaire de cette source, nous pouvons apercevoir que l'association entre une source étendue et un pulsar énergétique n'est pas une chose aisée, car cette étude nécessite une statistique suffisante pour voir apparaître ces effets.

4.2.4 Les sources non-identifiées

Ce n'est pas un type de source à proprement parlé, mais ce sont des objets pour lesquels l'origine de l'émission au TeV n'est pas clairement identifiée. La plupart du temps cela est dû à l'absence d'observations profondes dans d'autres longueurs d'onde.

Ainsi lorsque l'on obtient plus de temps d'observation dans d'autres domaines, comme les X par exemple, il arrive que la source change de classement. Cela a été le cas de la source HESS J1837-069, où un pulsar énergétique a été découvert par l'intermédiaire d'observations X de la région, dont nous discuterons la possible association dans le chapitre 6.

Toutefois, comme nous l'avons évoqué plus haut, l'association entre une source étendue et un pulsar peut s'avérer difficile. La population d'électrons visibles au TeV peut survivre suffisamment longtemps, pour que le pulsar perde beaucoup de puissance, et ne soit plus considéré comme une origine possible de l'émission.

Comme une majorité des sources identifiées au TeV dans la Galaxie semble pouvoir être associée à des nébuleuses de pulsars, il est donc tout à fait possible qu'une large fraction de sources non-identifiées soient de ce type.

Il n'est cependant pas impossible d'avoir de nouvelles classes d'objets émetteurs à l'origine de certaines de ces sources. Nous discuterons d'un cas de source non identifiée particulièrement intéressant dans le chapitre 7.

4.3 Conclusions

Nous avons présenté les dernières cartes du relevé galactique étendu, pour un total de 6 ans de données, ce qui représente un temps d'observation de 2275 heures. Le nombre total de sources découvertes dans la Galaxie est de 66. Celui-ci étant majoritairement dominé par les nébuleuses de pulsars et les sources non identifiées. Un certain nombre de restes de supernovae ont été détectées, mais il n'y a toujours pas de consensus à propos des scénarios d'émission de ces objets, cependant l'observation de l'illumination de nuages denses à proximité du reste de supernova W 28 a permis de montrer que les supernovae accélèrent bien les particules jusqu'à de très hautes énergies.

Dans les pages suivantes nous nous concentrerons sur les nébuleuses de pulsars jeunes dans un premier temps, dans le chapitre 5, puis dans le chapitre 6, nous aborderons les sources étendues, où nous montrerons l'association de plusieurs sources au TeV avec des pulsars énergétiques en s'appuyant sur les méthodes utilisées pour HESS J1825-137. Et

enfin, nous finirons, dans le chapitre 7, par discuter de la possibilité que la source non-identifiée HESS J1858+020 soit une nébuleuse de pulsar.

Troisième partie

Observations des nébuleuses de pulsars

Les sources compactes associées aux pulsars jeunes

Sommaire

5.1	Introduction	121
5.2	Les pulsars jeunes dans le Grand Nuage de Magellan	123
5.2.1	Introduction	123
5.2.2	Analyse des données H.E.S.S	129
5.2.3	Interprétation	133
5.2.4	Conclusion	138
5.3	Etude de la source IGR J14003-6326	140
5.3.1	Étude morphologique et spectrale avec <i>Chandra</i>	140
5.3.2	Découverte du pulsar	143
5.3.3	Étude spectrale en rayons X-X durs	144
5.3.4	Les données Radio	149
5.3.5	Observations H.E.S.S	149
5.3.6	Observations Fermi	152
5.3.7	Discussions	152
5.3.8	Conclusions	155
5.4	Observation de SNR G292.0+1.8/PSR J1124-5916	157
5.4.1	Introduction	157
5.4.2	Analyse des données H.E.S.S	158
5.4.3	Discussion	161
5.5	Conclusions	162

5.1 Introduction

Les nébuleuses de pulsars détectées aux très hautes énergies et associées à des pulsars jeunes, d'un âge inférieur à quelques milliers d'années, sont pour la plupart du temps centrées sur le pulsar, ce qui rend l'identification et l'association de l'émission au TeV à ce dernier relativement aisées. Ces objets apparaissent souvent ponctuels ou faiblement étendus au TeV, du fait d'une taille physique relativement petite et de la résolution angulaire limitée à 5' de notre instrument.

Il existe cependant des exceptions, telle que HESS J1514-591 (Aharonian et al. 2005c) associée au pulsar PSR B1509-58, dans le reste de supernova MSH 15-52, d'un âge caractéristique de 1700 ans⁴³ et qui présente une extension de $6.4' \times 2.3'$. Une autre source jeune, HESS J1118-615 (Djannati-Ataï et al. 2009) présente aussi une morphologie étendue ainsi qu'un décalage entre le centre de gravité de l'émission, et la position du pulsar associé, PSR J1119-6127, malgré un âge de ~ 1700 ans⁴⁴. La morphologie en X de cette source révèle une nébuleuse très faible autour du pulsar, avec un jet, ainsi qu'une émission, à la fois thermique et non thermique à l'ouest du pulsar. Ce décalage signe la possibilité d'une interaction avec le choc en retour précoce (Gonzalez & Safi-Harb 2005).

Ces objets jeunes sont souvent à l'intérieur de la coquille de la supernova, et sont appelés, dans ce cas, des restes de supernova composites. Dans ce type d'objet, il n'est pas toujours évident de distinguer la provenance des photons, entre le reste et la nébuleuse elle-même. Dans certains cas, la taille de la source au TeV permet d'exclure la supernova comme contrepartie à l'émission, comme pour SNR G0.9+0.1 (Aharonian et al. 2005a) ou MSH 15-52 (Aharonian et al. 2005c). Cependant, d'autres objets, tel que HESS J1813-178 (SNR G12.82-0.02) ou SNR Kes75, possèdent une taille de coquille trop petite pour être résolus avec le télescope H.E.S.S.. Dans ce cas, ce sont les caractéristiques spectrales (c'est-à-dire l'émission thermique en X) et des arguments sur l'énergétique de la source qui peuvent permettre de distinguer la nature de l'émission au TeV.

Les nébuleuses de pulsars jeunes présentent aussi des champs magnétiques élevés (supérieurs au champ moyen interstellaire), voir très élevés, comme pour la nébuleuse du Crabe qui possède un champ de 100 à 200 μG (Horns & Aharonian 2004; Abdo et al. 2010d). Les observations au TeV prennent toute leur place dans la compréhension de ces nébuleuses car elles donnent accès à l'énergie totale dans les particules, et donc permettent d'estimer le champ magnétique interne. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, ces mesures montrent que l'intensité du champ magnétique dans ces nébuleuses est bien inférieure à la valeur de $300\mu\text{G}$ obtenue en supposant l'équipartition. Avec l'avènement de H.E.S.S., cette dernière hypothèse qui était utilisée le plus souvent, ne trouve plus de base solide et les nébuleuses jeunes doivent être plutôt considérées comme étant dominées par les particules, au détriment du champ magnétique.

L'étude de l'émission de très haute énergie en provenance de cette catégorie d'objet est précieuse pour la modélisation, car en plus de la contrainte sur l'énergétique totale du système, elle ouvre la voie pour contraindre son évaluation dans le temps, grâce à une durée de vie plus grande des électrons dans ce domaine.

Nous allons par la suite présenter quelques objets remarquables de cette catégorie, dont la découverte de l'émission de très haute énergie associée au pulsar le plus puissant connu : PSR J0537-6910. Son étude permettra de contraindre la période initiale du pulsar. Nous présenterons également la découverte, grâce aux données de *Chandra*, d'une nouvelle supernova composite associée à la source INTEGRAL IGR J14003-6326, qui a la particularité d'être le troisième pulsar le plus puissant de la Galaxie, et aussi un des plus jeunes connus à ce jour. Enfin nous examinerons un autre pulsar très puissant, observable par H.E.S.S., en présentant les résultats obtenus suite à une demande d'observation profonde motivée par les caractéristiques de cet objet.

43. En prenant en compte le paramètre de freinage de $n = 2.84$ (Livingstone et al. 2005b).

44. Avec prise en compte du paramètre de freinage $n = 2.91$ (Camilo et al. 2000).



FIGURE 5.1 – Image de la région de la Daurade dans le LMC, centrée sur 30 Dor C. C’est une image composite 3 couleurs faite avec la caméra WFI (Wide Field Imager) sur le télescope de 2.2m MPG/ESO de l’observatoire de La Silla. En bleu est représentée l’image faite à 456 nm, en vert celle à 540 nm et en rouge l’image à 652 nm. (Image ©ESO)

5.2 Les pulsars jeunes dans le Grand Nuage de Magellan

5.2.1 Introduction

Le Grand Nuage de Magellan (ou LMC) est une galaxie satellite proche de la notre. Sa distance a été estimée à 48 kpc, en utilisant les étoiles de type céphéide présentes dans celle-ci. (Macri et al. 2006).

Le LMC est une galaxie tout à fait remarquable à plus d’un titre. En effet, elle possède deux pulsars parmi les plus puissants connus : PSR B0540-69 et PSR J0537-6910, le reste de supernova le plus récent connu localement, SN 1987A, et une des plus larges régions de formation d’étoiles connues : 30 Doradus (autrement connue sous le nom de nébuleuse de la Tarentule (voir image 5.1)), mais aussi des superbulles, à l’instar de 30 Dor C. Pour toutes ces raisons, le LMC fait l’objet d’observations régulières par H.E.S.S.

PSR J0537-6910

PSR J0537-6910, le pulsar le plus énergétique connu à ce jour, possède une période de 16.1 ms pour une puissance rotationnelle de $4.9 \cdot 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$, et un âge caractéristique de 4930 ans (Marshall et al. 1998, 2004). Il est associé au reste de supernova N157B (aussi appelé 30 Dor B). La taille de ce reste est relativement grande $\sim 100''$, soit environ $\sim 20\text{-}30$ pc de diamètre (Lazendic et al. 2000; Wang & Gotthelf 1998; Chen et al. 2006).

L'âge de N157B n'est pas très bien contraint : Chu et al. (1992) ont proposé un âge de 24000 ans en se basant sur des études cinétiques du gaz émettant en H- α . Wang & Gotthelf (1998) ont, quant à eux, estimé que la supernova, en phase de Sedov, devait plutôt avoir un âge de 5000 ans, proche de l'âge caractéristique du pulsar.

Le voisinage immédiat du pulsar, vu par *Chandra*, semble montrer une morphologie toroïdale, similaire à celle de la nébuleuse du Crabe, mais vue cette fois par la tranche.

A plus grande échelle, la nébuleuse associée à ce pulsar présente une morphologie cométaire, dominée par de l'émission non-thermique qui part de la position du pulsar, et s'étend vers le nord-ouest (voir figure 5.2). Cette morphologie est similaire à celle observée dans le domaine Radio (Lazendic et al. 2000; Dickel & Wang 2003; Wang et al. 2001), pour une taille de $\sim 0.6 \times 5$ pc. L'indice spectral ajusté pour la nébuleuse X vaut $\Gamma = 2.62 \pm 0.04$, mais les observations montrent qu'il y a une variation de l'indice spectral en fonction de la distance au pulsar, allant de $\Gamma = 2.18$ au voisinage de ce dernier, à $\Gamma = 3.4$ au delà de $25''$, dans la partie la plus externe de la nébuleuse (Chen et al. 2006).

L'émission dans le reste de la supernova se caractérise par une large émission diffuse thermique (Chen et al. 2006). La masse du progéniteur de ce pulsar est estimée à $20 M_{\odot}$, grâce à la mesure de l'enrichissement métallique des éjecta (Chen et al. 2006). Micelotta et al. (2009) arrivent à la même conclusion, par un autre biais : Ils montrent la présence de nuages denses (quelques centaines de particules/cm³) au voisinage du reste de supernova et s'appuient sur le fait que ces derniers ne présentent pas de traces d'interaction avec le choc. Ceci implique, en prenant une énergie cinétique d'explosion de 10^{51} erg, que le choc doit se propager dans un milieu de densité inférieure à 0.12 cm^{-3} . Cette faible valeur de la densité peut être expliquée par le vent stellaire du progéniteur durant sa vie qui aurait créé une cavité. Pour concilier la densité à l'extérieur de cette cavité et l'absence d'interaction entre le choc et ces nuages, il faut alors une masse de l'étoile de l'ordre de $20\text{-}25 M_{\odot}$.

Ce pulsar est parmi ceux qui ont le plus grand nombre de "glitches" observés, avec un nombre moyen de 2.3 par an pendant la période d'observation de 2.6 ans de monitoring par RXTE (Marshall et al. 2004). Durant ces observations, les glitches ont toujours eu tendance à annuler la dérivée seconde de la période. Si ce comportement est à l'oeuvre depuis la naissance du pulsar, alors l'évolution de la fréquence est linéaire avec le temps, ce qui permet, en supposant un âge de supernova de 5000 ans, d'estimer la période initiale du pulsar à 11 ms. Celle-ci diminuerait à 5 ms si on suppose un âge de 24000 ans.

La morphologie en X de cette source est assez particulière, elle présente une forme cométaire (voir figure 5.2), qui peut être interprétée de deux manières : elle peut être due à la présence d'un choc en arc, ou à l'interaction du choc en retour du reste de supernova avec la nébuleuse. Un choc en arc apparaît lorsque la vitesse propre du pulsar devient supersonique par rapport au milieu. Si nous prenons la position du maximum de l'émission

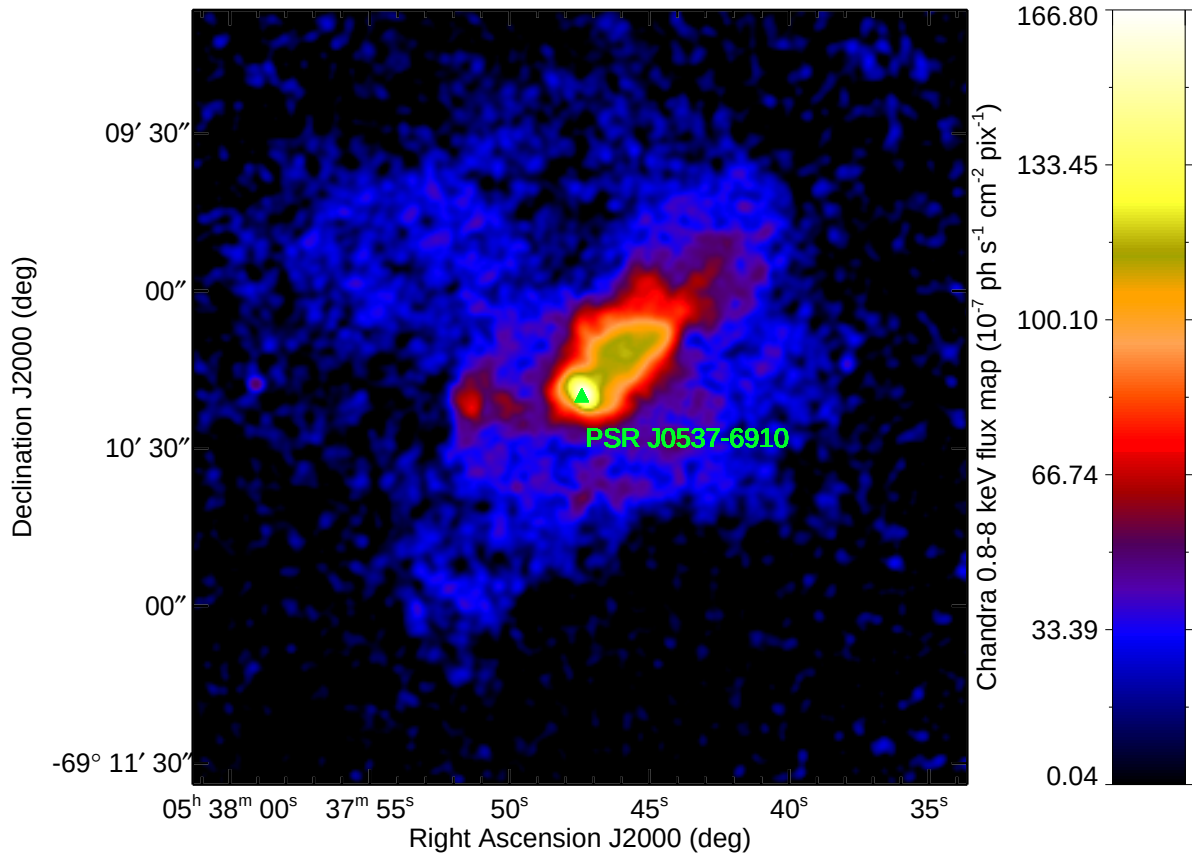


FIGURE 5.2 – Image du reste de supernova N157B associé au pulsar PSR J0537-6910 telle que vue par *Chandra* dans la bande 0.8-8 keV. Cette image provient de l’observation n°2783 de 48.2 ks (corrigé du temps mort), corrigée de l’exposition. L’image est lissée par une gaussienne de 1.5”.

radio, comme origine du pulsar, alors, la distance avec la position actuelle est de 20”, ce qui impliquerait une vitesse de ~ 600 km/s (Wang et al. 2001), qui n’est pas absurde (cf chapitre 1). Cependant, van der Swaluw (2004) montre à l’aide de simulations numériques d’évolution de nébuleuse de pulsar et de reste de supernova, que l’interprétation privilégiée semble être l’interaction avec le choc en retour, car la vitesse du son dans le milieu est encore supérieure à la vitesse du pulsar pendant 5000 ans. De plus cet âge relativement faible, ainsi que la morphologie de la nébuleuse, ne semblent pas correspondre aux cas typiques de choc en arc constatés dans d’autres nébuleuses, telle celle de la Souris associée au pulsar PSR J1747-2958.

A plus haute énergie, dans le domaine du GeV, Fermi a détecté une émission diffuse en provenance du Grand Nuage de Magellan. Celle-ci provient de la région de formation d’étoiles de 30 Doradus. Il n’y a pas non plus d’indication d’émission en provenance du reste de supernova N157B, ni de son pulsar (Abdo et al. 2010f).

PSR B0540-69

Ce pulsar possède une période de 50.1 ms, pour une énergie rotationnelle de $1.5 \cdot 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$, pour un âge caractéristique de 1670 ans (Seward et al. 1984). Il fait partie des rares pulsars dont on connaît la valeur du paramètre de freinage, qui vaut approximativement $n=2.1$ (Livingstone et al. 2005a). Cette source fait partie de la classe des restes de supernova composites (voir figure 5.3), et est associée au reste N158A, avec une coquille de rayon $\sim 30''$. La nébuleuse vue dans le domaine des rayons X, a une taille de $1.2 \times 0.7 \text{ pc}$, tandis que dans le domaine radio elle fait $1.4 \times 1.3 \text{ pc}$ (Petre et al. 2007). La structure proche du pulsar ressemble fortement à celle du Crabe, en forme de tore, avec deux jets (Gotthelf & Wang 2000). Elle possède un indice spectral de $\Gamma \sim 2$ (Kaaaret et al. 2001), pour un flux total de l'ordre de $2.0 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ entre 2 et 10 keV. Il y a aussi une variation assez nette de l'indice spectral en fonction de l'éloignement au pulsar, avec un indice variant de $\Gamma=1.4$ à 2.4 (Petre et al. 2007). Cette source a aussi été vue avec les instruments IBIS/ISGRI du satellite *INTEGRAL*, et Campana et al. (2008), montrent que ~ 75 à 80% du flux mesuré vient de la nébuleuse non-thermique.

Cette détection dans le domaine des rayons X de très haute énergie implique une valeur assez élevée du champ magnétique et/ou un mécanisme d'accélération efficace. A l'équipartition, elle est de l'ordre de $800 \mu\text{G}$ (Reynolds 1985; Petre et al. 2007)

Autres objets remarquables du Grand Nuage de Magellan :

SN 1987A

Cet objet avait été la raison première de nos observations régulières avec H.E.S.S.. Le but est d'essayer de détecter l'émission des particules accélérées dans les premières années de ce jeune reste de supernova de type gravitationnelle. Cette classification est certaine grâce à la découverte d'un nombre significatif de neutrinos, une vingtaine au total mesurée par au moins deux expériences dans le monde : 12 par Kamiokande II (Hirata et al. 1987), 8 par IMB (Bionta et al. 1987) et une possible détection de 5 évènements par l'observatoire à neutrinos de Baskan (Alekseev et al. 1987), coïncidant temporellement avec la supernova.

Cela permis entre autre de confirmer les théories prédisant que la majeure partie de l'énergie des supernovae gravitationnelles est libérée sous forme de neutrinos (voir par exemple Arnett et al. 1989). Cet objet est très intéressant car il s'agit de la supernova la plus proche découverte depuis la création des instruments modernes (Radio, Optique, X) qui permettent de résoudre l'objet et ainsi de remonter aux caractéristiques spatiales du choc dès la création de celui-ci.

30 Dor C

Le Grand Nuage de Magellan comporte plusieurs superbules, comme 30 Dor C. Les superbules sont des cavités chaudes créées par l'action des vents stellaires, et des supernovae d'étoiles massives. Ce sont des candidats possibles pour l'accélération des rayons cosmiques (Voir par exemple : Bykov & Fleishman 1992 ou Parizot et al. 2004). En effet, certaines superbules, comme DEM L192, située également dans le Grand Nuage de Magellan, présentent un déficit dans le bilan énergétique, entre ce qui est injecté par les

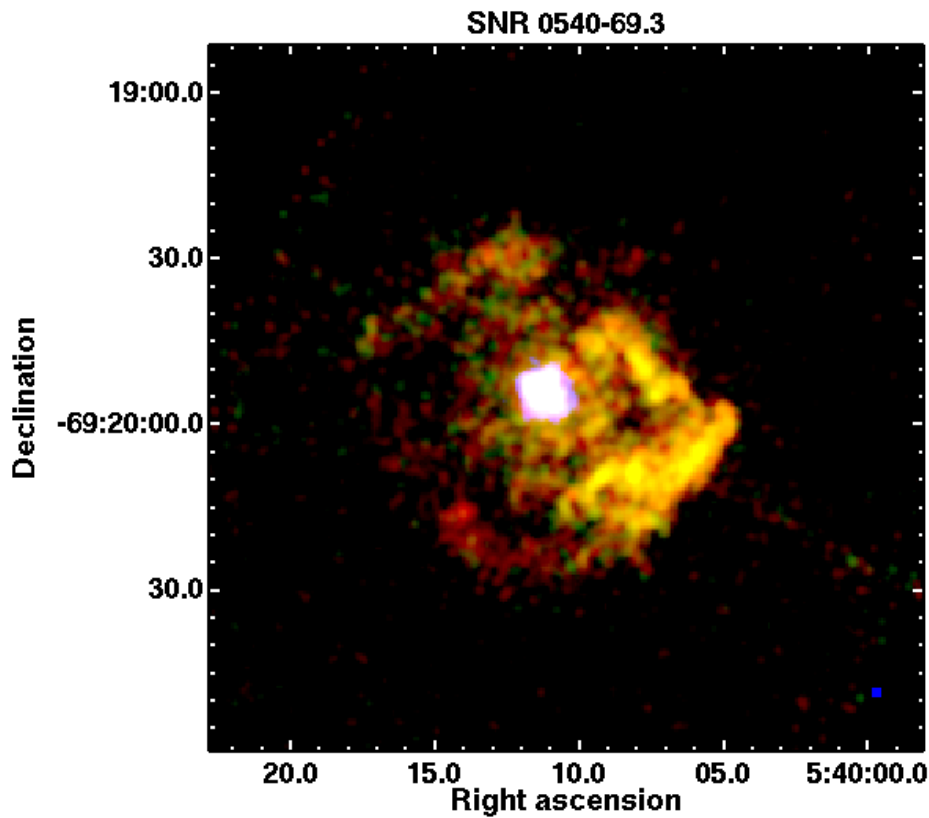


FIGURE 5.3 – Image du reste de supernova N158A/PSR B0540-69 vue par *Chandra* dans trois bandes en énergie. Elle est issue de l'addition des trois observations n°5549, 7270, 7271, ayant chacune un temps d'observation, corrigé du temps mort, de 38.5, 38.4 et 37 ks respectivement. L'image en rouge est la carte en flux dans la bande 0.5-0.8 keV, en vert et bleu respectivement pour 0.8-2 keV et 2-10 keV. Chaque image est lissée à une échelle de 1.5".

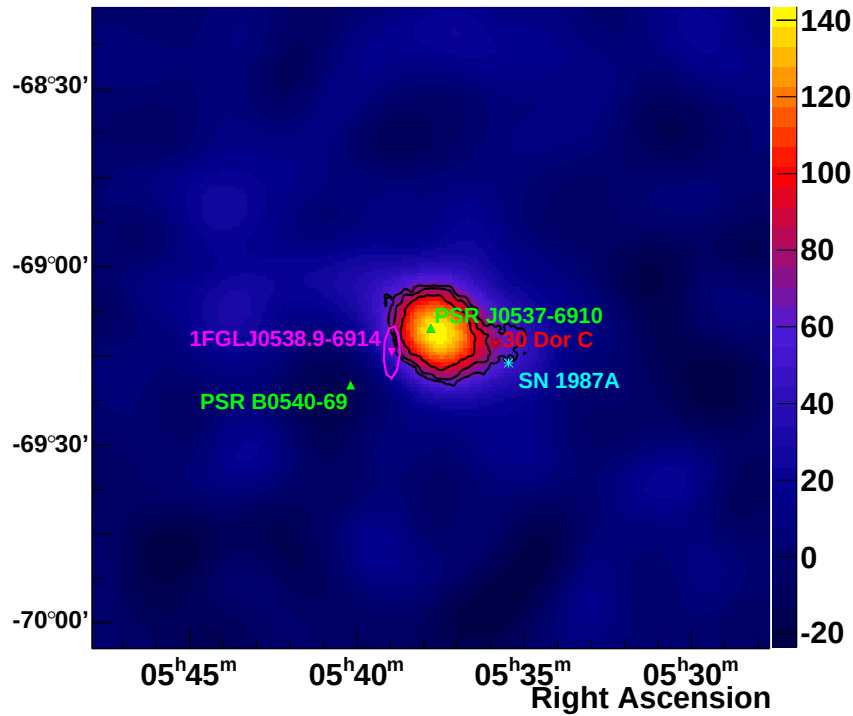


FIGURE 5.4 – Carte en excès, lissée avec une gaussienne d’extension équivalente au rayon à 68% de la PSF ($\sim 5''$) de la région du Grand Nuage de Magellan vu par H.E.S.S.. Les courbes noires représentent les contours de significativité à 4, 5 et 7σ (calculée avec un rayon d’intégration de 0.1°). Les triangles verts représentent les pulsars énergétiques PSR J0537-6910 et PSR B0540-69. En bleu est représentée la position de la supernova SN 1987A, en violet la position de la source détectée par Fermi, vraisemblablement associée à 30 Dor. L’étoile en rouge marque la région de la superbulle 30 Dor C

étoiles, et l’énergie thermique et cinétique de la superbulle, qui dans ce cas, est de l’ordre de 30% : ce déficit peut être interprété alors comme de l’énergie transférée dans les rayons cosmiques (Cooper et al. 2004). 30 Dor C, possède dans les données X, la morphologie d’une coquille de forme quasi-circulaire, rappelant celle d’une supernova. La taille physique de cette coquille est de 40 pc et elle présente à la fois de l’émission thermique et non-thermique : cette dernière signe l’accélération de particules. Le spectre non-thermique X possède un indice de l’ordre de 2.1-2.9 selon la région, pour une luminosité dix fois supérieure à celle de la supernova SN 1006 (Bamba et al. 2004).

5.2.2 Analyse des données H.E.S.S

La liste des observations a été sélectionnée avec le critère de sélection QC80 (voir section 3.3). Après correction des effets d’acceptance, nous avons un temps d’observation total de 50 heures, pour un angle zénithal moyen de 47° .

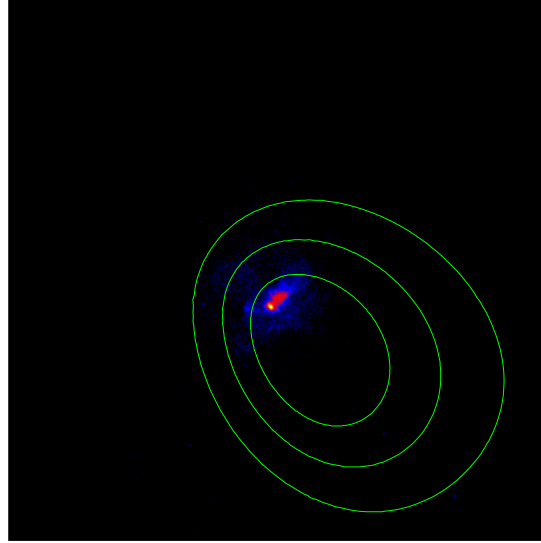


FIGURE 5.5 – Carte en coups de l’observation Chandra entre 0.8 et 8 keV, lissée avec une gaussienne de $1.5''$. Sont représentés en vert les contours de confiance sur la position de la source HESS J0537-691 à 1, 2 et 3σ .

La carte de la région du grand nuage de Magellan (figure 5.4) montre la source HESS J0537-691, dont la position coïncide avec le pulsar PSR J0537-6910 à $0.9 \pm 1'$, avec une significativité au pic de 11.8σ . On remarque aussi l’absence de signal significatif en provenance du reste de supernova SN 1987A, ainsi que du pulsar PSR B0540-69. On peut noter aussi la présence d’une faible indication d’extension visible sur le contour à 4σ qui couvre la région de la superbulle 30 Dor C. Ceci peut être une indication de la présence d’un signal, en provenance de celle-ci. Nous rediscuterons de ceci plus loin.

HESS J0537-691

L’ajustement de la position en faisant l’hypothèse d’une émission de forme gaussienne symétrique (voir section 3.4.1), donne la position : $5^{\text{h}}37^{\text{m}}40.22^{\text{s}} -69^{\text{d}}10'56.8''$ (J2000), avec une erreur de $1.2'$ pour l’ascension droite, et $0.6'$ en déclinaison. La taille trouvée est de $1.3' \pm 1'$, compatible avec une source ponctuelle. De manière un peu grossière, nous pouvons poser une limite supérieure à 3σ sur l’extension en multipliant par trois l’erreur trouvée, ce qui donne $\sim 3'$. La position ajustée est située à $0.9'$ du pulsar PSR J0537-6910, ce qui est bien inférieur aux erreurs statistiques liées à l’ajustement (voir figure 5.5).

L’analyse spectrale a été faite en utilisant les données dont le pointé se trouve à une distance angulaire inférieure à 2° de la source et pour lesquelles l’angle zénithal est inférieur à 60° . Le nombre total d’excès trouvé dans la région d’intégration centrée sur le pulsar, en utilisant les coupures *standard*, est de 369.

Le meilleur ajustement est obtenu pour une hypothèse d’émission en loi de puissance,

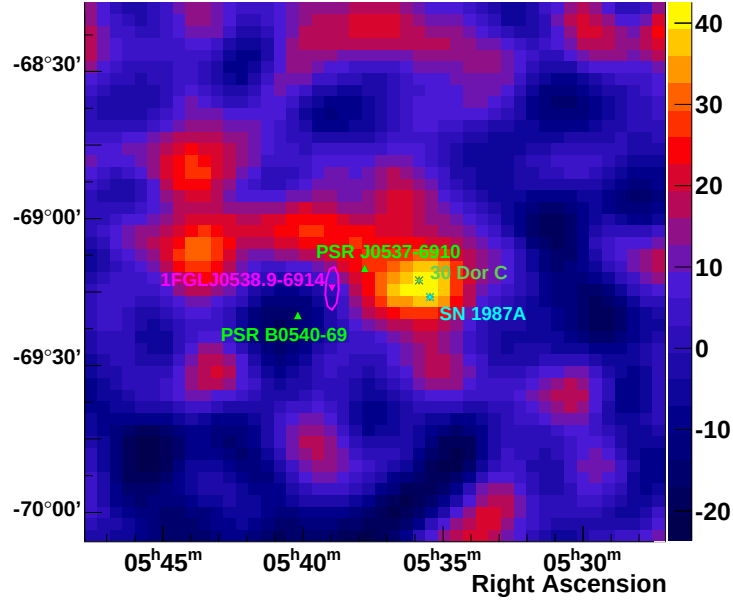


FIGURE 5.6 – Carte des résidus (coupure *hard*), faite en soustrayant le modèle ajusté à la carte des excès. La carte des résidus est ensuite lissée par une gaussienne de paramètre $\sigma = 4.8'$. On remarque qu'il y a la présence d'un excès au voisinage de 30 Dor C et SN 1987A. Cependant, la faible statistique ne permet pas un niveau de confiance suffisant pour le valider.

de paramètres $\frac{dN}{dE} = 1.16 \pm 0.16 \cdot 10^{-12} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, avec $\Gamma = 2.62 \pm 0.17$. L'énergie de seuil est de l'ordre de 650 GeV, sa valeur élevée étant due au grand angle zénithal de cette source. Le spectre de celle-ci ne montre pas d'indication significative de courbure (voir figure 5.7). La valeur de son flux se traduit par une luminosité $L_\gamma (1 - 10 \text{ TeV}) = 6.3 \cdot 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$.

PSR B0540-69

En utilisant les coupures *standard* dans une région à la position de ce pulsar, nous n'avons pas de signal significatif : 74 excès pour une significativité de 1.5σ . En prenant un indice $\Gamma=2.0$, équivalent approximativement à l'indice trouvé dans le domaine X, nous obtenons une limite supérieure à 99% de confiance sur le flux d'énergie entre 1 et 10 TeV de $9.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

SNR 1987A

De même nous calculons une limite supérieure à 99% de confiance sur l'émission au TeV du reste de supernova de SN 1987A. En choisissant les coupures *standard*, on obtient un nombre d'excès de 181, pour une significativité de 3.5σ .

Le flux de particules intégré au-dessus de l'énergie de seuil moyenne de 0.62 TeV est de $4.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, soit 0.9% du crabe, en faisant l'hypothèse d'un indice spectral de 2.0. Il faut cependant noter qu'il y a un léger recouvrement avec la source H.E.S.S. En

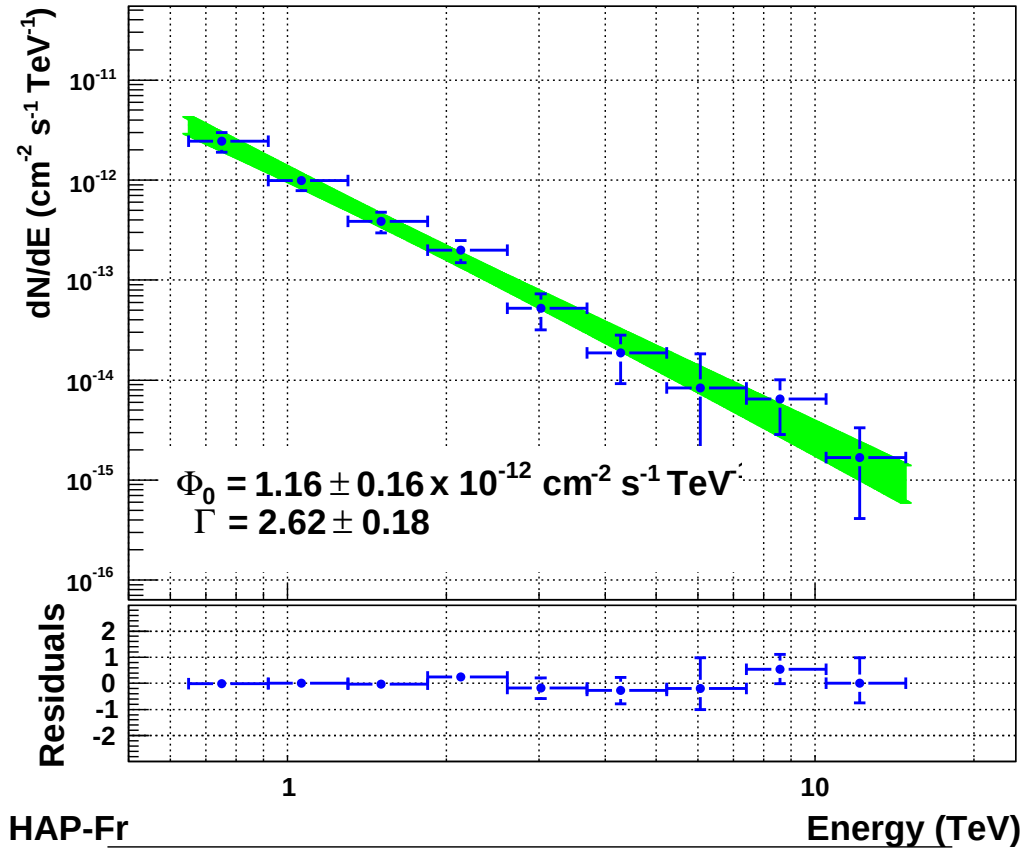


FIGURE 5.7 – Spectre de HESS J0537-691 extrait en utilisant les coupures *standard*, avec une région d'intégration centrée sur le pulsar, et ajustée avec une loi de puissance.

effet la distance entre les deux objets est de 13', et la taille d'intégration de la région fait 7', ce qui est proche de la taille de la PSF, et implique donc une contamination de cette région par la source HESS J0537-691. L'excès et la significativité cités ci-dessus sont donc biaisés vers le haut.

30 Dor C

La carte des résidus (carte des excès soustraite du modèle ajusté) autour de PSR J0537-6910, montre un excès au voisinage de la superbulle 30 Dor C. Cela pourrait être le signe d'une possible émission en provenance de cette zone, cependant, l'excès résiduel n'est pas très significatif pour conclure de manière affirmative. D'autre part, la proximité avec SN 1987A ne permet pas non plus d'être affirmatif quant à l'origine de cet excès. Une estimation approximative du flux associé à cet excès donne un ordre de grandeur de $\sim 4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ au dessus de 620 GeV.

5.2.3 Interprétation

PSR B0540-69

Le pulsar PSR B0540-69 ne présente pas d'émission significative au TeV. A partir de la limite supérieure sur le flux d'énergie obtenue dans la bande 1-10 TeV, c'est-à-dire $9.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, il est possible d'établir une limite inférieure sur le champ magnétique, en utilisant la relation 7.6 explicitée dans le chapitre 7. Cette limite inférieure est de $17\mu\text{G}$, ce qui ne contredit pas le champ d'équipartition de $800\mu\text{G}$ évoqué en introduction, sans pour autant y apporter une contrainte forte.

SN 1987A

La limite supérieure sur le flux de particules au-dessus de l'énergie de seuil, 0.62 TeV, est de $4.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, c'est-à-dire un flux d'énergie entre 0.6-10 TeV de : $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Berezhko & Ksenofontov (2006) ont utilisé un modèle d'accélération de particules couplé à l'évolution hydrodynamique de la supernova dans le milieu ambiant extérieur, afin de reproduire les propriétés observées de SN 1987A en fonction du temps. Ce modèle permet ainsi de prédire une valeur du flux de γ observable par H.E.S.S., en 2006 de $F_\gamma(0.1-10 \text{ TeV}) \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, ce qui se traduit par $F_\gamma(0.6-10 \text{ TeV}) = 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ au-dessus du seuil.

La limite supérieure obtenue précédemment est dix fois supérieure à la prédiction et n'est donc pas contraignante.

Ce modèle prédit cependant une augmentation du flux γ au cours du temps, qui doit avoir doublé entre 2006 et 2010 : ce qui est de bon augure pour le futur observatoire γ CTA, qui grâce à sa meilleure sensibilité, devrait pouvoir mettre en évidence cette source, voire peut-être l'évolution de l'énergie dans les cosmiques en fonction du temps, ou, tout du moins, poser de sérieuses contraintes sur les modèles en cas de non-détection.

30 Dor C

La présence d'une excroissance en direction de 30 Dor C, que l'on peut voir sur la carte en excès et en significativité (figure 5.4), mais qui est aussi présente sur la carte des résidus (voir figure 5.6), pourrait signer l'émission en provenance de la superbulle 30 Dor C. Cependant la significativité de cet excès est trop faible pour conclure à une détection. En prenant un indice de 2, nous avons $L_\gamma(1-10\text{TeV}) < 3 \cdot 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$, tandis que la luminosité dans le domaine X est de $L_X(2-10\text{keV}) \sim 5.3 \cdot 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$ (Bamba et al. 2004). En supposant que l'émission au TeV proviendrait d'un processus hadronique, cela impliquerait une énergie dans les protons $W_p(10-100\text{TeV}) < 2.5 \cdot 10^{51} \text{ erg}$ pour une densité de 0.5 cm^{-3} (Bamba et al. 2004) (voir chapitre 7 pour les détails de l'estimation de l'énergie dans les protons).

PSR J0537-6910

La position de la source au TeV trouvée dans le Grand Nuage de Magellan est compatible dans les erreurs avec la position du pulsar PSR J0537-6910. L'extension trouvée en choisissant un modèle d'émission gaussien est compatible avec une source ponctuelle, la limite

supérieure à 3σ de l'extension de la source au TeV étant de $\sim 3'$, ce qui est supérieure à $0.8'$, le rayon du reste de supernova.

La luminosité au TeV, $L_\gamma(1 - 10\text{TeV}) = 6.3 \cdot 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$, ce qui est ~ 18 fois la luminosité observée pour la nébuleuse du Crabe! Ceci implique un coefficient de conversion de $\varepsilon_{(1-10\text{TeV})} = 0.13\%$, qui reste cependant similaire à la valeur que l'on a sur MSH 15-52 et d'autres objets tel que PSR B1706-44.

Le reste de supernova ne montrant que de l'émission thermique dans le domaine X, laisse penser que le seul lieu où il y a accélération de particules se situe dans la nébuleuse de pulsar. Si l'émission vue au TeV provient d'électrons rayonnant par processus Compton inverse, les cibles sont constituées par le champ de photons du fond diffus cosmologique, mais aussi ceux du champ de photons infra-rouge provenant principalement de la région de 30 Dor. La densité estimée de ce fond est de $\sim 2 \text{ eV.cm}^{-3}$, pour une température de 55 K (Jones et al. 1986), ce qui implique qu'il faut en tenir compte lors de la modélisation du spectre. Une telle densité peut avoir aussi pour effet de rendre le spectre vu au TeV plus mou que celui dans le domaine X. En temps normal, les électrons vus au TeV sont moins énergétiques que ceux en X, et donc le vieillissement des électrons doit affecter d'abord ceux qui émettent dans cette dernière bande. Cependant, l'ajout d'une composante infrarouge forte augmente le flux Compton inverse à basse énergie dans le spectre au TeV (avant de subir la coupure Klein-Nishina, voir chapitre 1), et va donc amollir le spectre. Aguirre et al. (2003) proposent, en utilisant les données des instruments TOPHAT et DIRBE, une modélisation du flux infra-rouge des poussières comme des corps-noirs, avec une émissivité dépendant de la fréquence sous forme d'une loi de puissance. Cette modélisation implique une température de 26 K, inférieure à la mesure décrite précédemment.

Contraintes sur la période initiale de PSR J0537-6910

La période initiale des pulsars est relativement mal connue, et difficile à estimer. L'observation des nébuleuses de pulsars dans tous les domaines de longueur d'onde, peut permettre de placer des contraintes sur ce paramètre, surtout depuis l'avènement des observatoires γ , que ce soit dans le domaine de très haute énergie (H.E.S.S, VERITAS), ou celui couvert par Fermi. En effet, à condition de connaître le champ de rayonnement, les données γ donnent l'information sur l'énergie totale dans les particules présentes dans la nébuleuse. Donc en mesurant cette émission, on peut obtenir une estimation de l'énergie totale injectée depuis le début de vie du pulsar sous forme de particules, et donc la période initiale en faisant une hypothèse sur la fraction d'énergie rotationnelle convertie en particule accélérées et du refroidissement de ces dernières (voir par exemple de Jager 2008).

Un travail de modélisation multi-longueur d'onde de cette source a été réalisé par Okkie C. de Jager pour tenter d'obtenir une limite supérieure à la période initiale du pulsar, c'est ce travail que je vais résumer dans ces prochaines lignes.

Le principe qui va être mis en œuvre par la suite, est de mesurer l'énergie totale injectée par le pulsar au cours du temps dans la nébuleuse, ce qui donne ensuite l'énergie perdue par ce dernier, et permet de remonter de manière directe à sa période initiale.

Le rapport de la luminosité X et de la luminosité γ étant supérieur à 1, cela implique

que les pertes synchrotron dominant et aboutit à une estimation du champ magnétique de l'ordre de $\sim 10\mu\text{G}$. Les pertes adiabatiques seront aussi prises en compte dans ce travail.

En appelant η le coefficient de conversion de l'énergie rotationnelle vers les leptons, et $(1 - \varepsilon)$ la fraction d'énergie perdue adiabatiquement et via l'émission synchrotron, alors l'énergie totale observée dans les leptons peut être exprimée par :

$$W_{\text{tot,e}} = \varepsilon \eta \frac{1}{2} (\Omega_0^2 - \Omega^2)$$

avec Ω et Ω_0 la fréquence actuelle et initiale de rotation, respectivement, et $W_{\text{tot,e}}$ l'énergie totale dans les particules (qui sera trouvée par ajustement sur les données).

de Jager et al. (2009) ont montré, grâce à des simulations hydrodynamiques d'évolution de supernova composite, que le champ magnétique possédait une variation temporelle de forme : $B \propto t^{-1.3}$. De même, ils montrent que les pertes adiabatiques relatives d'une particule sont de l'ordre de $t(dE/dt)/E \sim -0.5$, tant que le choc en retour n'est pas passé.

Il est également fait l'hypothèse d'une injection continue des leptons pendant toute la vie du pulsar. L'efficacité η n'est pas bien connue. Les simulations de Spitkovsky (2008) montrent qu'en prenant un processus d'accélération de Fermi sur une population de particules thermique relativiste, 10% de celles-ci sont accélérées pour former une partie non-thermique sous forme de loi de puissance. On prend par la suite, de manière indicative $\eta \sim 50\%$

Comme la majeure partie de l'énergie est injectée pendant le temps caractéristique τ_0 du pulsar (voir chapitre 1), le paramètre ε va être calculé en prenant en compte les pertes depuis un temps $\tau_0/2$, jusqu'à aujourd'hui.

$$\varepsilon(E_0) = 1 - \frac{1}{E_0} \int_{\tau_0/2}^T \left(\frac{dE}{dt} \right) dt$$

où dE/dt représente les pertes adiabatiques et synchrotron pour les leptons, E_0 l'énergie injectée et T , l'âge du système. Ce paramètre devrait normalement être calculé depuis le temps d'injection de chaque particule, mais l'approximation utilisée précédemment, revient à faire une sorte de moyenne entre les particules injectées dès le début qui ont perdu beaucoup d'énergie, et celles injectées récemment et dont les pertes sont faibles. Cette valeur du paramètre ε dépend de l'énergie d'injection (comme nous pouvons le voir sur la figure 5.8), ainsi que de la période initiale. La valeur est prise comme constante pour toutes les particules, et choisie, pour être conservateur, à la valeur à basse énergie, là où les pertes sont minimales. Cela revient à dire que les particules ont peu perdu en énergie par rayonnement depuis leur injection. Évidemment, cela sous-estime l'énergie dans la nébuleuse, puisque les particules injectées avec une énergie plus élevée perdent plus vite leur énergie. C'est exactement ce que nous souhaitons, car nous ne voulons pas avoir une valeur précise de la période initiale, mais une limite supérieure conservatrice. C'est aussi pour cela que l'on prend le paramètre ε à une valeur élevée.

La distribution d'énergie spectrale est montrée sur la figure 5.9.

La modélisation de l'émission de la nébuleuse a été faite en utilisant un spectre d'injection sous forme de loi de puissance brisée, d'indice 1.4 à basse énergie et 2.6 à haute énergie (afin de reproduire les spectres en Radio et en X).

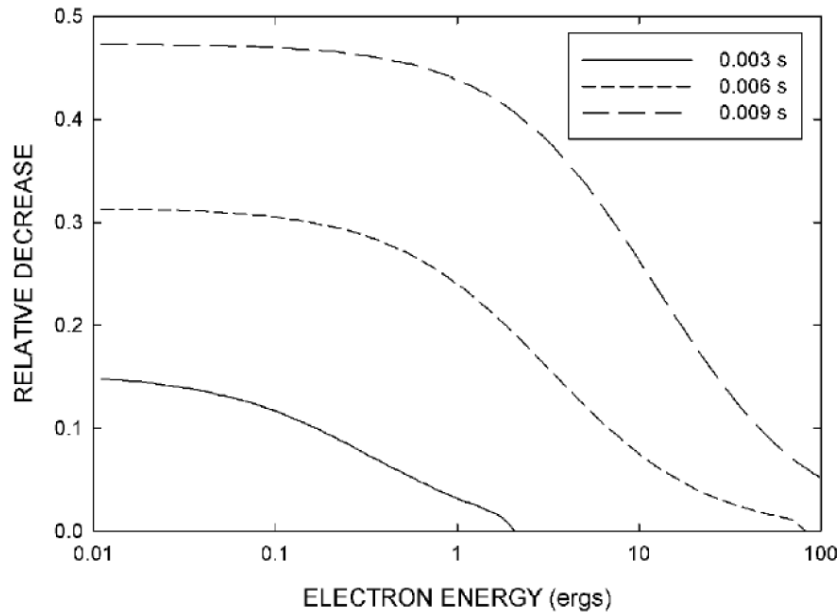


FIGURE 5.8 – Graphe représentant la fraction d’énergie résiduelle restant aujourd’hui, après une injection au temps $\tau_0/2$ en fonction de l’énergie initiale des particules. Ces courbes sont représentées pour trois valeurs différentes de la période initiale du pulsar.

L’ajustement donne une valeur de l’énergie de coupure E_C de l’ordre de 10^{10} à 10^{11} eV, un champ magnétique de l’ordre de $B \sim 15\text{--}20 \mu\text{G}$, ainsi qu’une énergie totale dans les leptons W_e de $\sim 10^{50}$ erg. Cette valeur de l’énergie injectée permet donc de revenir à la valeur de P_0 qui donne le meilleur ajustement.

Ce résultat implique que la période initiale, pour être compatible avec les données, en supposant une efficacité $\eta = 50\%$ et un âge pour le pulsar de 5000 ans, doit être inférieure à 6 ms.

Les travaux de [Heger et al. \(2005\)](#), montrent que pour obtenir une période de rotation initiale aussi faible, il faut des étoiles massives à la limite entre celles qui formeront des pulsars, et celles qui feront des trous noirs, c’est-à-dire celles de l’ordre de $25 M_\odot$. Cette valeur est compatible avec les résultats des autres travaux basés sur l’enrichissement métallique de la supernova, ou sur la taille de celle-ci (cf ci-dessus). Cependant, un autre scénario permet d’atteindre une si faible période de rotation, en invoquant une instabilité au moment de l’accrétion de matière juste avant l’explosion de l’étoile ([Blondin & Mezzacappa 2007](#), voir aussi le chapitre 1).

Il faut bien garder à l’esprit le fait que la limite supérieure sur la période dépend fortement de la valeur d’efficacité. La valeur la plus basse citée dans les publications est $\eta=0.3$. Elle est obtenue comme limite inférieure dans le cas de l’étude morphologique détaillée en X de MSH 15-52 ([Schöck et al. 2010](#)). La valeur la plus haute est $\eta=0.7$, dans le cadre de la modélisation du reste de supernova composite SNR G21.5-0.9, pour reproduire le spectre totale synchrotron et Compton inverse ([de Jager et al. 2009](#)). La limite sur la période initiale, toujours pour un âge de 5000 ans, serait alors plus élevée

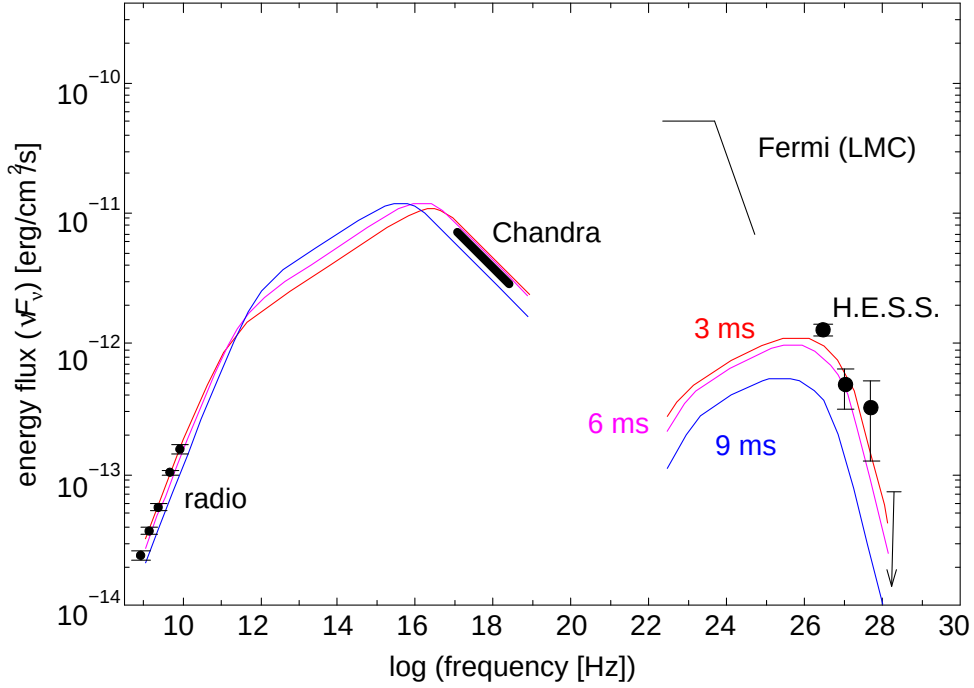


FIGURE 5.9 – Image de la distribution d’énergie dans différentes longueurs d’onde, en supposant l’association de HESS J0537-691 avec le pulsar PSR J0537-6910. Les courbes dessinées représentent les résultat de l’ajustement pour différentes valeurs de la période initiale du pulsar. Les points du domaine radio proviennent de [Lazendic et al. \(2000\)](#), les données X, obtenues avec *Chandra*, proviennent de [Chen et al. \(2006\)](#).

dans le premier cas, de l’ordre de 5 ms, et dans le second cas, une période de l’ordre de 10ms. On voit ici un exemple qui montre toute l’importance de la bonne compréhension des mécanismes à l’oeuvre au sein des nébuleuses de pulsars.

5.2.4 Conclusion

L’observation continue du Grand Nuage de Magellan a permis la découverte de la plus lointaine nébuleuse de pulsar au TeV, PSR J0537-6910. La source au TeV est ponctuelle et compatible avec la position du pulsar. La luminosité $L_\gamma (1 - 10\text{TeV}) = 6.3 \cdot 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$, est la plus élevée des nébuleuses connues. Mais l’efficacité apparente $L_\gamma/\dot{E}$ de 0.13% est comparable à celle d’autres objets, comme MSH 15-52. Ces éléments rendent solide l’association entre la source au TeV et le pulsar. La limite supérieure obtenue pour la taille de la source, $3'$, est supérieure à la taille de la supernova ($\sim 0.8'$). Il n’y a donc pas de contraintes ni de conclusions à tirer de la morphologie de la source vue comme ponctuelle avec H.E.S.S. avec les statistiques disponibles. Nous suggérons néanmoins l’association de l’émission au TeV avec la nébuleuse, car il n’y a pas d’émission non-thermique dans la supernova.

L’apport des observations au TeV, permet d’estimer l’énergétique totale du système et donc de mettre en évidence une période initiale inférieure à quelques 6 à 8 ms, pour

un champ magnétique faible de l'ordre de 10-15 μG . Mais comme nous l'avons souligné ci-dessus, cette limite dépend fortement de la valeur supposé pour l'efficacité η .

L'analyse montre aussi la présence d'une possible extension dans l'émission autour de la source au TeV, en direction de la superbulle 30 Dor C et SN 1987A. Cette extension n'est que faiblement significative, des analyses plus sensibles devraient permettre d'assurer cette indication. Cela en fera également une cible de choix pour le futur instrument Cherenkov CTA.

Enfin, aucune indication d'émission ne provient de l'autre pulsar énergétique, PSR B0540-69, dont la limite supérieure à 99% sur le flux $F_{\gamma 99\%}(1 - 10\text{TeV}) = 9.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, pour un indice supposé de $\Gamma=2$. Cette limite supérieure confirme la présence d'un champ magnétique élevé, supérieur à $\sim 17\mu\text{G}$.

5.3 Etude de la source IGR J14003-6326

La source IGR J14003-6326 a été découverte lors d’observations profondes de la région du Compas (située dans l’hémisphère sud), par le satellite *INTEGRAL*, dans le domaine d’énergie 20-60 keV, avec une significativité supérieure à 6σ et sans indication de variations dans la courbe de lumière (Keek et al. 2006; Bird et al. 2007). La position de la source est $14^h00^m20.3^s$, $-63^\circ26'9''$ (J2000) avec une erreur sur la localisation de $3.6'$. Le flux dans la bande 20-60 keV est de 0.97 millicrabe, soit $1.3 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les observations par le satellite X *SWIFT* et son instrument XRT ont permis de trouver une contrepartie dans la bande 2-10 keV sans pour autant autoriser à conclure sur la nature de cette source (Malizia et al. 2007).

De courtes observations des sources non-identifiées d’*INTEGRAL* par *Chandra* ont été réalisées par Tomsick et al. (2009), et ont montré la présence d’une émission diffuse quasi circulaire, avec une taille de $\sim 3'$, pouvant être identifiée comme une nébuleuse de pulsar. Ils montrent que le spectre entre 0.3-10 keV est bien représenté par une loi de puissance d’indice $\Gamma = 1.82 \pm 0.13$, et une densité de colonne d’hydrogène N_H élevée, de $\sim 3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

Nous avons essayé de regarder cette source plus en détail, en utilisant les informations des 3 instruments du domaine X dont nous avons les données (*Chandra*, *RXTE* et *INTEGRAL*), afin d’obtenir des informations sur le pulsar. C’est cette étude que nous présentons dans la suite, laquelle a aussi fait l’objet d’une publication (Renaud et al. 2010).

5.3.1 Étude morphologique et spectrale avec *Chandra*

Nous avons à nouveau analysé les données du télescope *Chandra*, obtenues par Tomsick et al. (2009). C’est une courte exposition de 5 ks (corrigé du temps mort de lecture), prise le 29 juin 2008, en utilisant le détecteur ACIS-I⁴⁵. Le taux de comptage maximal de cette source est de 0.015 coups par seconde, ce qui permet d’ignorer les effets d’accumulation de photons (pile-up) par la suite.

L’image de la source (voir figure 5.10) a été corrigée de l’exposition pour produire une carte en flux en suivant le manuel en ligne de CIAO.

Par la suite, les erreurs sur les paramètres ajustés sont données pour un niveau de confiance de 68%.

5.3.1.1 Morphologie

L’image dans la bande 0.5-10 keV (cf figure 5.10) montre que la morphologie de cette source n’est pas sans rappeler des restes de supernova composites, comme par exemple la supernova G21.5-0.9, G0.9+0.1 ou encore Kes 75. On peut ainsi voir sur l’image, ainsi que sur le profil radial, une source compacte très brillante, probablement liée à un pulsar,

45. La réduction des données a été faite en utilisant le logiciel CIAO v4.1.2, ainsi que la base de données de calibration CALDB v4.1.3. Les données ayant été prétraitées avec une version antérieure de ce logiciel, nous avons donc appliqué les informations sur les gains les plus récents (CALB 4.1.3), par l’intermédiaire de la commande `acis_process_event`. C’est ce nouveau fichier de niveau 2 qui a été utilisé par la suite.

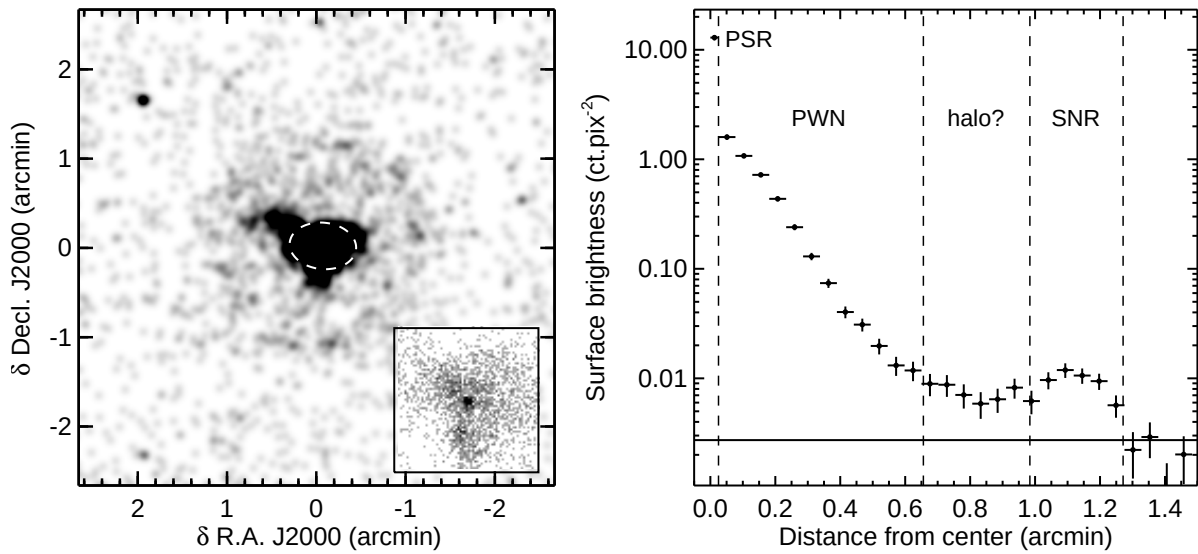


FIGURE 5.10 – (*gauche*) Image obtenue par le détecteur ACIS-I de *Chandra* dans la bande 0.5-10 keV de la source IGR J14003-6326, lissée avec une gaussienne de $\sigma = 5''$. L'ellipse blanche au centre représente la taille intrinsèque de la source étendue trouvée dans le catalogue radio MGPS-2 (843 MHz). L'image dans le cadre est centrée sur le pulsar, et n'est pas lissée, ce qui permet de mieux voir les détails de la structure. (*droite*) Profil radial de la brillance de surface, centré sur la source ponctuelle. La ligne noire indique le niveau du fond, les traits pointillés verticaux représentent les différentes régions, où l'émission de chacune des composantes de cette supernova composite domine : le pulsar (PSR), la nébuleuse (PWN), probablement un halo de diffusion (halo?) et le reste de supernova (SNR). (voir [Renaud et al. \(2010\)](#)).

entourée par une émission diffuse sur $\sim 0.6'$ qui serait la nébuleuse. Une coquille circulaire de $1.1'$ est également visible mais faible, elle signerait le choc externe.

Le profil montre aussi la présence d'une émission diffuse jusqu'à la structure en coquille de la supernova. Cela pourrait être le signe de la présence d'un halo de diffusion des rayons X sur les poussières, phénomène qui devient significatif lorsque les valeurs de N_H sont élevées. La taille effective du halo dépend fortement de l'énergie ([Predehl & Schmitt 1995](#)), ce qui implique que des mesures spectrales radiales devraient montrer une variation de la valeur de N_H ajustée sur les données à mesure que l'on s'éloigne de la source. Ce genre d'effet a déjà été observé sur une source comme SNR G21.5-0.9 ([Bocchino et al. 2005](#); [Matheson & Safi-Harb 2005](#)). Nous manquons cependant de statistiques pour faire l'étude plus approfondie de cette hypothèse sur cet objet.

5.3.1.2 Analyse spectrale

L'évaluation du fond pour l'analyse spectrale a été faite à partir d'une région circulaire d'une taille de $1.45'$ dans la même partie de la caméra, dans une région non contaminée par des sources. Nous avons aussi choisi de restreindre les intervalles en énergie de chaque analyse entre 0.8 et 8 keV, pour avoir un ajustement de bonne qualité.

Le nombre de coups dans les différentes régions, à l'exception de celle de la nébuleuse, sont trop faibles pour permettre d'ajuster à la fois l'absorption et les paramètres spectraux de la source. C'est pour cette raison que l'on a ajusté les trois régions simultanément, en utilisant le même N_H pour les 3 régions lors de l'ajustement. La valeur trouvée est $N_H = (2.09 \pm 0.12) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, en utilisant les abondances définies par [Anders & Grevesse \(1989\)](#). En prenant les abondances définies par [Wilms et al. \(2000\)](#), comme ce qui est fait dans [Tomsick et al. \(2009\)](#), alors nous obtenons une valeur de $\sim 3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, similaire au résultat qu'ils ont trouvé.

L'ensemble des résultats spectraux se trouve consigné dans le tableau [5.3.3.3](#)

La source compacte

Pour trouver le spectre de la partie compacte de la source, nous avons choisi une taille d'intégration de $1.5''$, centrée sur la source. Le nombre de coups dans cette région, après soustraction du fond, est de 388. Cependant, comme nous pouvons voir sur le profil de la figure [5.10](#), il y a une contamination par la nébuleuse dans la région d'intégration de la source ponctuelle. Pour déterminer cette contamination, nous avons évalué le nombre d'événements dans une région annulaire de $1.5''$ à $2''$ autour de la source centrale. Cette région possède 52 coups en excès. Cela nous permet de corriger le flux de la source ponctuelle de cette contamination, moyennant l'hypothèse que cette contamination ne change pas significativement l'indice spectral ajusté, ce qui est raisonnable, sachant que la valeur de celle-ci est de l'ordre de 17%.

Le meilleur modèle ajustant les données est un modèle en loi de puissance d'indice $\Gamma = 1.22 \pm 0.15$, et un flux corrigé de l'absorption et de la contamination de $F_X(2 - 10\text{KeV}) = 1.95 \pm 0.5 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

L'utilisation d'un corps noir comme modèle donne un $\chi_{\text{red}}^2 = 1.7(22)$, moins bon que celui obtenu avec la loi de puissance. L'utilisation de modèles plus appropriés à des magnétosphères de pulsar, comme le modèle NSA ([Zavlin et al. 1996](#)), converge moins bien, car il y a trop de paramètres libres pour une statistique assez limitée.

La nébuleuse

La région d'intégration utilisée pour évaluer le spectre de la nébuleuse est prise dans un anneau, allant de $1.5''$ à $23.4''$. Le nombre de coups en excès dans cette région est de 3061. Le meilleur ajustement de l'émission est une loi de puissance d'indice de $\Gamma = 1.83 \pm 0.09$, pour un flux corrigé de l'absorption de $F_X(2 - 10\text{KeV}) = 1.51 \pm 0.2 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le flux de la nébuleuse représente $\sim 85\%$ de celui de la source.

La coquille

La région d'intégration choisie pour évaluer le spectre de la coquille est un anneau allant de $0.98'$ à $1.27'$, avec un excès de 285 événements. Le spectre de cette région est mieux ajusté avec une loi de puissance assez molle, d'indice spectral de 2.56 ± 0.18 pour un flux corrigé de l'absorption de $F_X(2 - 10\text{KeV}) = (1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, et un $\chi_{\text{red}}^2/\text{Ndf} = 1.15(18)$. Un modèle thermique de type *mekal* donne une température de 2.5 keV, mais avec une qualité du fit de $\chi_{\text{red}}^2/\text{Ndf} = 1.5(18)$, moins bon que l'ajustement par

une loi de puissance. Cependant, nous ne pouvons pas exclure une émission thermique de la coquille avec la statistique disponible.

5.3.2 Découverte du pulsar

La découverte du pulsar reporté dans [Renaud et al. \(2010\)](#), a été faite par E. Gotthelf en utilisant les données RXTE, et confirmée par R. Manchester en Radio. Nous allons résumer ici les principaux résultats trouvés.

5.3.2.1 Découverte avec *RXTE*

Deux jeux de données ont été pris sur cette source avec l'instrument PCA (Proportional Counter Array), le premier le 29 septembre 2008 (PI : J. Rodriguez), et le second le 30 septembre 2009 (PI : E. Gotthelf), pour un temps de 45 ks chacune.

PCA est un instrument sensible, avec une surface efficace de 6500 cm² à 10 keV, mais ce n'est pas un imageur, ce qui signifie qu'il ne peut pas distinguer les sources présentes dans son champ de vue, qui est d'environ 1° de diamètre.

Les deux observations de cette région ont permis de faire un spectre de la bande 2-20 keV, mais aussi de découvrir le pulsar associé à cet objet.

Une recherche de période avec le Z-test à été effectuée sur le premier jeu de données disponibles. Cette dernière variable atteint la valeur de $Z_1^2 = 53.76$ pour une période de $P = 31.180373(2)$ ms, le chiffre entre parenthèse donnant l'erreur à 1σ .

Plusieurs pulsars connus se trouvent dans le champ de vue, mais leurs caractéristiques ne correspondent pas au résultat précédent. Il existe donc bien un pulsar X, qu'il est naturel d'associer à la source compacte au centre de la SNR. Cet objet possède donc une des plus petites périodes connues pour un pulsar jeune.

Suite à ce résultat, une deuxième demande de temps d'observation par RXTE a été formulée, afin d'obtenir la dérivée de la période permettant d'accéder à différents paramètres physiques du pulsar. Ce deuxième jeu de données confirme le résultat de la période obtenue précédemment, et a permis de trouver $\dot{P} = (3.890 \pm 0.006) 10^{-14}$.

Grâce à ces deux paramètres, nous avons obtenu la valeur de la puissance rotationnelle, de $5.1 10^{37}$ erg.s⁻¹, l'âge caractéristique $\tau_c = 12\,700$ ans, ainsi que le champ magnétique de surface, qui vaut : $B_S = 1.1 10^{12}$ G.

Ce pulsar se révèle être un des plus énergétiques et un des plus rapides de la Galaxie ⁴⁶.

5.3.2.2 Détection Radio

Suite à la découverte du pulsar, R. Manchester a obtenu du temps d'observation dédié sur Parkes, radio-télescope australien de 64 mètres, pour chercher une éventuelle pulsation radio. Les résultats obtenus grâce à ces observations confirment la pulsation X, mais nous donnent aussi une information précieuse quant à la distance de cet objet, grâce à la mesure de dispersion. La valeur trouvée est de 563 ± 4 cm⁻³.pc, ce qui implique une distance de 9.4 kpc avec le modèle de [Taylor & Cordes \(1993\)](#) et 11.3 kpc avec [Cordes &](#)

46. Le 3^e plus énergétique au moment de l'écriture de ces lignes.

Lazio (2002) (voir chapitre 1).

5.3.3 Étude spectrale en rayons X-X durs

5.3.3.1 Analyse des données RXTE

Spectre pulsé

La mesure du spectre pulsé a été faite par E. Gotthelf, et nous allons résumer ici les principaux résultats.

La possibilité de séparer les événements en fonction de leur phase, permet de faire l'analyse des données séparément, et d'en déduire la fraction du flux total émis par le pulsar. Pour ce faire, les données issues de RXTE dans la bande 2-10 keV dans la partie pulsée ont été prises, et ajustées avec une loi de puissance absorbée, dont le fond est évalué en utilisant la partie hors de la pulsation. Le seuil en énergie de cet instrument, 2 keV, ne permet pas de mettre une bonne contrainte sur la valeur de la densité de colonne, c'est pour cela qu'elle a été fixée à la valeur trouvée par l'analyse des données *Chandra*, c'est-à-dire $N_H = 2.09 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Le meilleur ajustement est obtenu pour un indice $\Gamma = 2.0_{-0.3}^{+0.5}$, avec un flux $F_X(2 - 10\text{keV}) = 3.0 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La fraction pulsée correspond donc à environ 18% du flux de la source ponctuelle *Chandra*.

Spectre Total

Nous avons cherché à obtenir le spectre de cette source dans les données *RXTE*, qui est dominé par la nébuleuse. Étant donnée la position dans le ciel de IGR J14003-6326, une contamination des données PCA par le "Galactic Ridge" est possible. Nous avons corrigé cet effet en suivant le modèle de Valinia & Marshall (1998), et en supposant que la calibration entre *Chandra* et PCA est idéale⁴⁷.

Après avoir retiré cette contribution, nous avons ajusté une loi de puissance absorbée sur les données entre 3-20 keV. L'ajustement de la densité de colonne d'hydrogène donne une valeur similaire à celle trouvée dans l'analyse *Chandra*, cependant, elle n'est pas très bien contrainte, c'est pour cela que l'on a fixé la valeur de cette densité à celle trouvée précédemment. Le résultat de l'ajustement spectral donne un indice de $\Gamma = 2.2 \pm 0.1$, et un flux corrigé de l'absorption de $F_X(3 - 20\text{keV}) = (1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le spectre mesuré ici est plus mou que celui dans *Chandra*, ce qui peut être une indication de courbure dans le spectre.

5.3.3.2 Les données d'INTEGRAL

L'analyse des données *INTEGRAL* des caméra IBIS et ISGRI, a été faite par M. Renaud (avec le logiciel OSA version 7.0), en sélectionnant parmi toutes les observations disponibles celles dont la distance entre la direction de pointé et la position de la source était inférieure de 12° . Le temps effectif total d'observation sur cette source, après sélection, est d'environ 3.5 Mega-secondes. La position de cette nébuleuse trouvée lors de cette analyse est compatible avec celle trouvée lors de sa découverte (Bird et al. 2007).

47. Ce travail à été effectué grâce à l'aide de J. Rodriguez, méthode déjà appliquée dans Prat et al. (2008) ou Rodriguez et al. (2009), par exemple.

Le spectre ajusté de la source, entre 18 et 65 keV est bien reproduit par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.33 \pm 0.29$ pour un flux $F_X(20 - 100\text{keV}) = 1.24 \pm 0.17 \cdot 10^{11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

5.3.3.3 Spectre X global

	N_H^a	loi de puissance		
		Γ	Flux ^b	χ^2/ν
Pulsar (pulsé) RXTE	2.09 (–)	2.0 (0.40)	0.36 (0.2)	20.4/17
Pulsar (total) Chandra	2.09 (0.12)	1.22 (0.15)	1.95 (0.5)	182.5/191
SNR Chandra	2.09 (0.12)	2.56 (0.18)	1.00 (0.2)	182.5/191
Nébuleuse Chandra	2.09 (0.12)	1.83 (0.09)	15.1 (2.0)	182.5/191
RXTE/PCA	2.09 (–)	2.19 (0.10)	15.7 (3.0)	31.8/30
IBIS/ISGRI	–	2.33 (0.29)	12.4 (1.7)	7.2/7
Total	2.46 (0.08)	2.16 (0.03)	13.4 (0.8)	272.6/246

	N_H^a	loi de puissance brisée				
		Γ_1	E_b^c	Γ_2	Flux ^b	χ^2/ν
RXTE/PCA	2.09 (–)	1.83 (–)	3.0 (2.0)	2.21 (0.09)	15.7 (3.5)	31.8/29
Total	2.13 (0.13)	1.90 (0.11)	5.6 (0.7)	2.30 (0.07)	10.6 (1.5)	257.1/244
Nébuleuse ^d	2.13 (0.14)	1.90 (0.10)	6.0 (0.5)	2.59 (0.11)	5.3 (0.8)	257.1/244

a. En unité de 10^{22} cm^{-2} , en utilisant les abondances de [Anders & Grevesse \(1989\)](#)

b. Flux non absorbé en unité de $10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, dans la bande 2-10 keV (*Chandra*), 3-20 keV (*RXTE/PCA*) et 20-100 keV (IBIS/ISGRI), 0.8-100 keV (Total et Nébuleuse)

c. Énergie de cassure en keV

d. Spectre de la nébuleuse, après soustraction du pulsar et de la coquille

Le tableau ci-dessus rassemble les différents résultats des analyses de chaque instrument, dont les spectres sont montrés dans la figure 5.11.

Pour chercher des structures spectrales fines, nous avons réalisé un ajustement simultané des trois spectres (l'émission totale de *Chandra*, *RXTE/PCA* et IBIS/ISGRI), entre 0.8 et 100 keV. Pour ce faire, il est nécessaire d'estimer les facteurs d'inter-calibration entre les trois instruments : nous les avons fixés à 1 entre *Chandra* et *RXTE*, et à 1.1 avec IBIS/ISGRI. Ceci améliore le résultat de l'ajustement que ce soit pour une loi de puissance ou pour une loi de puissance brisée.

Cette dernière donne un meilleur ajustement aux données que la loi de puissance simple. Le F-Test montre que la brisure est favorisée avec un niveau de confiance de 3.5σ . L'énergie de brisure mesurée est de $5.6 \pm 0.7 \text{ keV}$.

Cette brisure peut être l'indice d'un refroidissement spectral dans la nébuleuse. Il est possible de tester cette hypothèse en étudiant l'évolution de l'indice spectral dans la nébuleuse au fur et à mesure que l'on s'éloigne du pulsar. Pour cela, nous avons découpé la nébuleuse en 4 anneaux. Nous avons ajusté une loi de puissance simple, et avons fixé

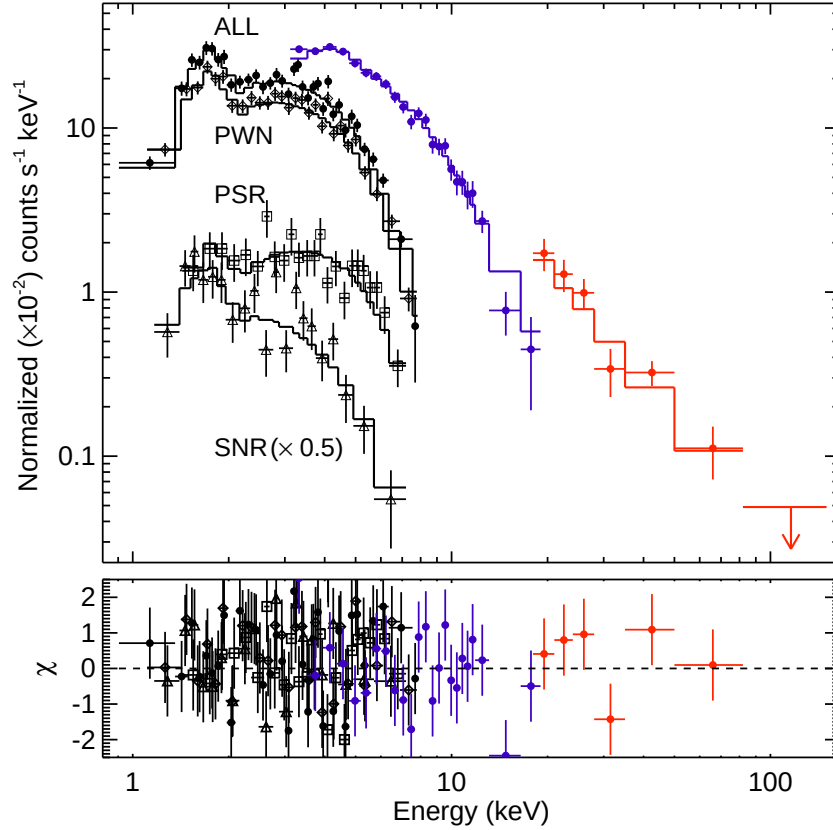


FIGURE 5.11 – Spectres des différentes composantes de G310.6-1.6. Sont montrés en noir les différents spectres mesurés par *Chandra*. Pour le confort de la lecture, la valeur de la SNR a été divisée par 2. En bleu, est donné le spectre de *RXTE*/PCA, et en rouge celui de *INTEGRAL*/IBIS/ISGRI (Renaud et al. 2010).

l'absorption, dans chacun de ces anneaux.

Les résultats de ces ajustements spectraux, ainsi que la définition des anneaux, sont détaillés dans le tableau 5.1, tandis que la figure 5.12 montre l'évolution de l'indice spectral en fonction de la distance au pulsar.

Les données montrent qu'il semble exister une variation de l'indice spectral en fonction de la distance, caractéristique d'un vieillissement de la population des électrons. En effet, l'ajustement d'une constante, donne $\chi_{\text{red}}^2 = 4.6$ (3), ce qui correspond à un niveau de confiance pour la variation de 3σ . Cependant, il est à noter qu'en laissant libre la valeur de N_H , les erreurs associées sont plus larges et cet effet paraît moins évident. De plus, la valeur de la densité de colonne en hydrogène semble varier, ce qui pourrait être aussi la signature de la présence d'un halo. La statistique dans chaque anneau n'est cependant pas suffisante pour confirmer le vieillissement de population et/ou la présence d'un halo.

#	Rayon intérieur	Rayon extérieur	Indice	Flux (2-10 keV)
1	1.5''	6.4''	1.68 ± 0.09	3.77 ± 0.21
2	6.4''	10.1''	1.68 ± 0.10	3.54 ± 0.20
3	10.1''	15.7''	1.85 ± 0.08	3.55 ± 0.19
4	15.7''	39.0''	2.09 ± 0.09	3.53 ± 0.18

TABLE 5.1 – Tableau reportant les résultats de l’analyse spectrale dans la bande 2-10 keV avec l’instrument *Chandra* dans les différents anneaux. Nous avons gardé fixe la valeur du N_H à celle trouvée précédemment ($2.09 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$). Les erreurs présentées ici sont à 68%. L’unité du flux est de $10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

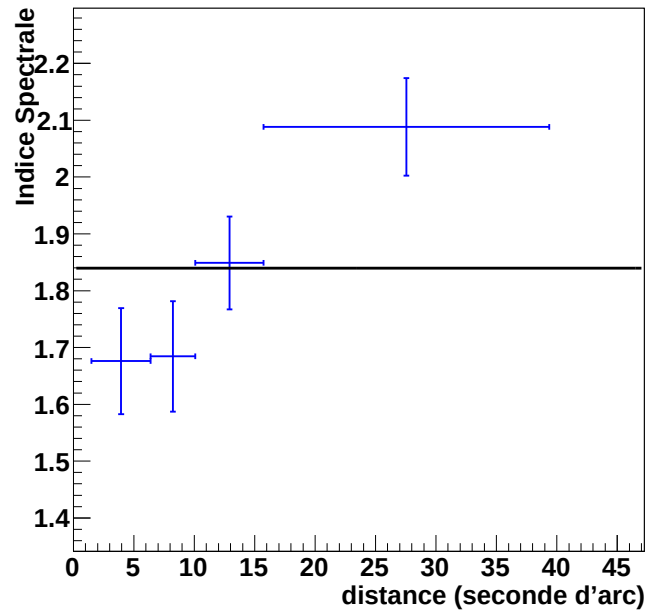


FIGURE 5.12 – Évolution de l’indice spectral en fonction de la distance au pulsar. En bleu sont représentés les points issus des données avec les erreurs à 1σ , tandis que la ligne noire représente l’ajustement d’une constante sur ces points. Celui-ci donne un $\chi^2_{\text{red}} = 4.6(3)$, c’est-à-dire un niveau de confiance de 3σ pour la variation.

5.3.4 Les données Radio

Nous avons recherché parmi les relevés dans le domaine radio du plan galactique des sources coïncidentes avec le reste de supernova.

Le Molonglo Galactic Plane Survey (MGPS) à 843 MHz, a publié une source étendue, MGPS J140045-632542, située à 3.5'' de la position du pulsar (Murphy et al. 2007), l'erreur sur la position de la source étant de 1.5''. La taille intrinsèque reportée dans le catalogue est de 44.8x31.2'', pour une densité de flux de 217.4 ± 9.4 mJy. Celle-ci est issue de l'ajustement d'une ellipse, dont le résultat est donné comme étant la longueur et la largeur total à mi-hauteur de l'ellipse. Donc $\sim 93\%$ de la source est contenue dans cette région. Cette source est montrée sur l'image 5.10, et s'avère être en parfaite coïncidence avec la nébuleuse.

Le catalogue issu du relevé PMN (Parkes-MIT-NRAO) dans le domaine 4.85 GHz, montre la présence d'une source, PN J1400-6325, à 19.3'' de la position du pulsar (Wright et al. 1994), avec une erreur de localisation d'environ 11''. La source est non résolue, ce qui s'explique par la relativement mauvaise résolution angulaire de l'instrument ($\sim 5'$ pour la largeur à mi-hauteur). La densité de flux reportée dans le catalogue est de 113 ou 131 ± 10 mJy (la différence dans les valeurs est due à la différence de procédure de fit utilisée).

Par contre les observations faites par Parkes à 2.4 GHz (Duncan et al. 1995) n'indiquent pas la présence d'une source associée au pulsar. La limite supérieure à 3σ que l'on peut mettre sur les données est alors de 0.6 Jy. Cette valeur est élevée à cause de la présence d'une grande source diffuse et brillante en recouvrant le pulsar.

En ajustant une loi de puissance sur ces valeurs trouvées en radio, nous obtenons un indice spectral proche de ceux trouvé dans d'autres nébuleuses : $\alpha = -0.29 \pm 0.05$ avec une densité de flux à 1 GHz de 0.207 ± 0.08 Jy.

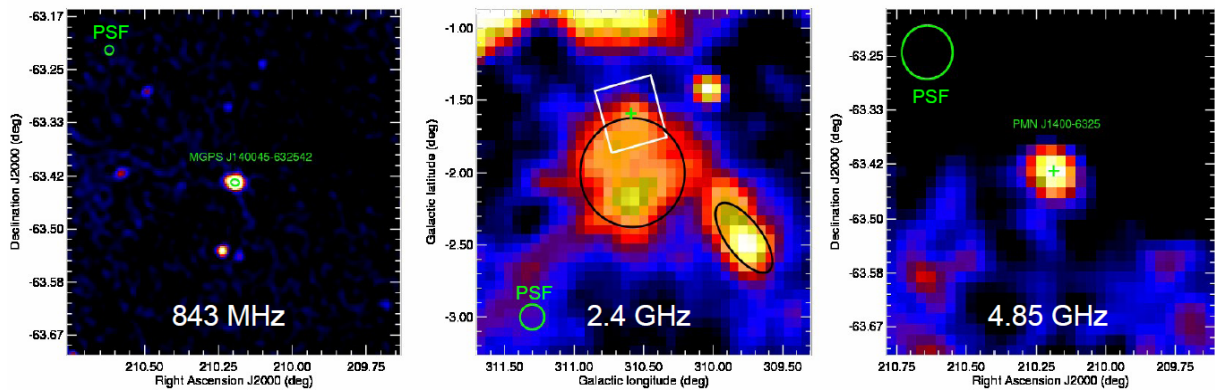


FIGURE 5.13 – Image dans le domaine radio de la région de IGR J14003-6326. (*gauche*) Image à 843 MHz issue du MGPS-2 (Murphy et al. 2007). (*centre*) Image 2.4 GHz par Parkes (Duncan et al. 1995). On remarque la présence d'une large structure diffuse recouvrant le pulsar indiquée par une croix. Le carré blanc représente le champ de vue des deux autres images. (*droite*) Image à 4.85 GHz issu du PMN (Griffith & Wright 1993). Cette image est issue de Renaud et al. (2009).

5.3.5 Observations H.E.S.S

Après une sélection des observations avec un critère plutôt lâche en prenant QC65 (voir section 3.3), nous obtenons un total de 47 runs, dont 36 avec le réseau complet, ce qui représente environ 13 heures de temps effectif (corrigé de l'acceptance radiale). L'angle zénithal moyen de ces observations est de 42° .

La carte du ciel de H.E.S.S ne montre pas d'excès significatif à la position du pulsar (cf figure 5.14) (On note un gradient dans l'exposition de cette source, dû à l'observation de HESS J1356-645, située à 1.1° .)

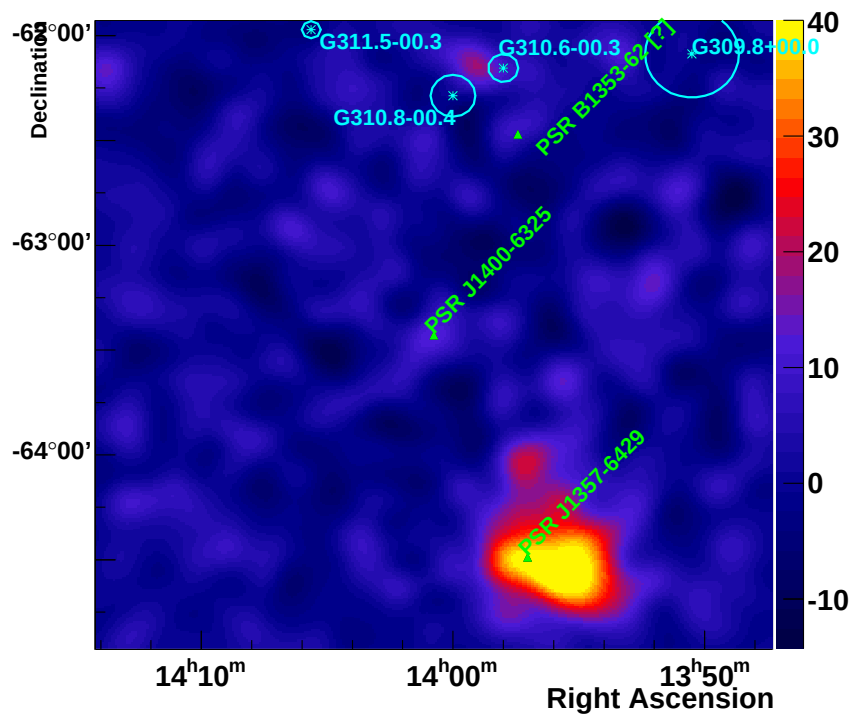


FIGURE 5.14 – Carte en excès de H.E.S.S dans la région du pulsar J1400-6325, lissée avec une gaussienne de largeur équivalente au rayon à 68% de la PSF. Il n'y a pas d'excès significatif à la position du pulsar. La source H.E.S.S en bas de l'image est HESS J1356-645.

En utilisant les coupures *hard*, optimisées pour les sources faibles avec un spectre dur, ainsi que l'évaluation du fond par la méthode des fonds multiples (cf section 3.2.3.1), en sélectionnant les pointés pour être à moins de 2° de la source, nous obtenons 18 événements en excès pour une significativité totale de 2.5σ . La figure 5.15, montre l'évolution de la significativité et de l'excès en fonction du temps.

En supposant un indice de 2.0, nous pouvons alors mettre une limite supérieure à 3σ du $F_{\gamma, 99\%}(1-10 \text{ TeV}) = 1.7 \cdot 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

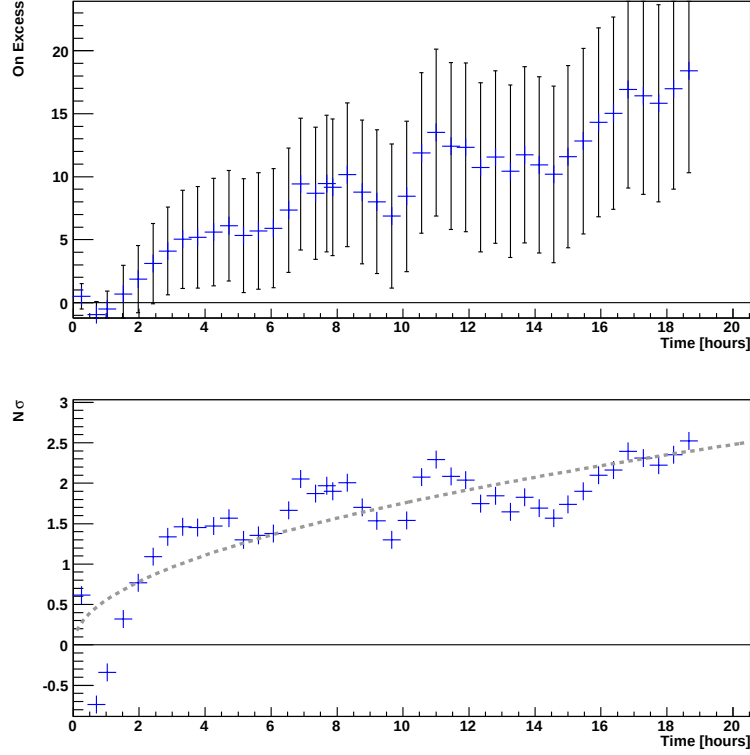


FIGURE 5.15 – (*haut*) Évolution du nombre d’excès dans les données H.E.S.S sur la position de la supernova, en utilisant les observations pointées à moins de 2.5° de cette source, et avec les coupures *hard*. (*bas*) Évolution de la significativité en fonction du temps, en utilisant les mêmes critères. La ligne en pointillé montre une évaluation en $\sqrt{t}$

5.3.6 Observations Fermi

Pour tester la présence d’une source au GeV à la position de IGR J14003-6326, nous avons analysé⁴⁸ l’ensemble des données disponibles jusqu’à début septembre 2010 sur une région de 5° et un intervalle 1-100 GeV en énergie. Étant donné le seuil élevé de 1 GeV utiliser un rayon de 5° est suffisant pour tenir compte proprement de la contribution des sources voisines.

La région ne présentait pas de source détectée lors de la publication du premier catalogue (Abdo et al. 2010a), et ne montre toujours aucune indication d’une source.

Pour tester la présence d’une source à la position de PSR J1400-6325, nous avons pris en compte les objets présents dans le champ de vue, à l’aide du catalogue de la première année de Fermi (Abdo et al. 2010a), en ajoutant une source à la position du pulsar. Malgré l’année de prise de donnée supplémentaire par rapport au catalogue, les résidus

48. Avec les *science tools* de Fermi (v9r15p2, du 8 août 2009).

L’analyse a été faite en utilisant un maximum de vraisemblance non-binné avec la commande *gtlike*. Les paramètres spectraux des sources du champs utilisés pour les sources ont été initialisés aux valeurs du catalogue puis laissés libres, mais les positions des sources sont quant-à elles fixées durant la minimisation.

issus de l'ajustement du modèle (sans ajouter IGR J14003-6326) montrent qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte de source supplémentaire, et ne montre donc toujours pas d'évidence pour un excès à la position du pulsar.

L'indice spectral pour le pulsar a été fixé à 2.0 tandis que le flux est laissé libre. La valeur du test statistique issu du fit à la position du pulsar est de -0.17, ce qui montre bien l'absence de signal en provenance de la source. La limite supérieure à 3σ sur le flux peut être estimée grossièrement en prenant 3 fois l'erreur obtenue sur le flux lors de la procédure du fit. Ainsi, nous obtenons une erreur sur le flux entre 1 et 100 GeV de $9.2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui donne une limite supérieure sur le flux d'énergie de $F(1 - 100 \text{ GeV}) = 6.9 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

5.3.7 Discussions

Distance :

La distance déduite de la mesure de dispersion, donne une valeur moyenne de 10 ± 3 kpc. L'erreur est estimée approximativement en comparant les distances trouvées selon les modèles utilisés (Taylor & Cordes 1993; Cordes & Lazio 2002).

Par contre, la valeur de la densité de colonne d'hydrogène trouvée par l'analyse des données *Chandra*, implique une valeur d'extinction de $A_V=9$ (Güver & Özel 2009), ce qui se traduit en une distance de 5 à 8 kpc en se basant sur une modélisation à trois dimensions de l'absorption dans la Galaxie (Marshall et al. 2006).

D'autre part, cette source est située à la longitude du point de tangence du bras Crux-Scutum (Vallée 2008), situé à 6-7 kpc, qui est un site vraisemblable. Nous pouvons en déduire une distance moyenne de 7 kpc, compatible avec la plupart de ces estimations. La latitude galactique de la source, $b=-1.6$, implique une distance au plan galactique de $\sim 200 \text{ pc}$. Il est à noter que cette valeur est quatre fois supérieure à l'échelle typique de hauteur du disque moléculaire (qui est aux alentours de 55 pc, voir par exemple Ferrière 2001). Cette distance conduit à un rayon du vestige de supernova de l'ordre de $2.2 d_7 \text{ pc}$ (avec $d_7 = 7 \text{ kpc}$) ce qui est une taille très faible et suggère alors un objet très jeune.

Champ magnétique de la nébuleuse :

Les différences d'indice spectral entre la radio ($\alpha = -0.29$ ce qui implique $\Gamma_R = -1.29$) et dans le domaine X ($\Gamma_X = -1.8 \pm 0.1$), impliquent qu'il y a une cassure dans le rayonnement synchrotron. Si on extrapole les deux spectres, alors elle devrait avoir lieu, aux alentours de $3 \cdot 10^4 \text{ GHz}$, soit une énergie de $\sim 0.1 \text{ eV}$.

Cette coupure peut s'interpréter comme un vieillissement des électrons injectés dans la nébuleuse, favorisé par le fait que la différence entre les deux indices est de ~ 0.5 , ce qui est attendu dans le cas d'une injection continue de particules soumises à un champ magnétique constant. Dans ce cas, il faudrait un champ magnétique de l'ordre de $B \sim 330 \left(\frac{\tau}{1000} \right)^{-2/3} \mu\text{G}$, avec τ l'âge du système (en années). Cette valeur du champ magnétique, paraît tout de même très grande, en comparaison à d'autres systèmes. Une autre hypothèse possible est la présence d'un champ magnétique turbulent, qui créerait ce type de coupure, sans impliquer un changement dans la population d'électrons sous-jacente (Fleishman & Bietenholz 2007), et enfin, il est possible que cette variation d'indice spectral, soit le fruit d'une cassure intrinsèque au spectre injecté. Ce genre de

cassure à basse énergie a déjà été rencontré sur certains objets comme 3C 58 (Slane et al. 2008).

L'absence de détection de rayonnement issue de cette nébuleuse par H.E.S.S est une indication pour un champ magnétique élevé. En extrapolant le spectre d'électrons produisant les rayons X, on peut contraindre le champ magnétique (voir chapitre 7). Le rapport de la limite supérieure à 3σ du flux mesurée par H.E.S.S et celui dans le rayonnement X, nous avons alors un champ magnétique minimal de l'ordre de $6\mu\text{G}$.

L'équipartition donne aussi une estimation possible du champ magnétique dans la nébuleuse (Govoni et al. 2004; Chevalier 2005). En appliquant ces arguments, nous obtenons un champ magnétique de l'ordre de $B_{\text{eq}} \sim 81d_7^{-4/14} \mu\text{G}$, avec une énergie totale de $E_{\text{tot,min}} \sim 4 \cdot 10^{46} d_7^{17/7} \text{ erg}$. Ce qui donnerait un âge de $\tau \sim \frac{E_{\text{tot,min}}}{\dot{E}} \sim 25 \text{ ans}$. Cet âge est beaucoup trop petit pour être correct, et implique que la nébuleuse ne doit pas être à l'équipartition, mais plutôt dans un domaine où la majeure partie de l'énergie est dans les particules.

Age :

L'âge caractéristique associé à ce pulsar, ne semble pas correspondre à l'âge réel. En effet, en prenant les relations de Truelove & McKee (1999) et en supposant une énergie dans la supernova de 10^{51} erg , un rayon de $2.2d_7 \text{ pc}$ pour la supernova on trouve un âge de $\sim 200 \text{ ans}$ pour une densité de $0.1 \text{ atome par cm}^{-3}$, et $\sim 1000 \text{ ans}$ pour une densité de $10 \text{ atomes par cm}^{-3}$.

La présence dans la nébuleuse d'une cassure spectrale mesurée à environ 6 keV peut être le signe d'un refroidissement spectral des électrons sous l'effet des pertes par rayonnement synchrotron. Si nous prenons la valeur minimale de $6\mu\text{G}$ trouvée précédemment grâce au rapport des luminosités, alors cela implique un âge maximal du système de $\sim 1900 \left(\frac{B}{6\mu\text{G}} \right)^{-3/2} \text{ ans}$

Nous avons aussi estimé l'âge prédit par les modèles analytiques d'évolution des nébuleuses. Pour ce faire, nous avons utilisé la formulation du rayon de la nébuleuse en fonction du temps issue de Chevalier & Fransson (1992) et Chevalier (2005). Le principe de ces travaux est basé sur l'évolution hydrodynamique d'une bulle en expansion dans les éjectas. Outre la dépendance au temps, l'évolution de la nébuleuse dépend aussi de l'énergie de l'explosion de la supernova, de la masse dans les éjectas, ainsi que de la puissance du pulsar, mais aussi du profil de densité dans les éjectas, le paramètre n , et du paramètre m qui représente le profil de densité interne des éjectas (voir section 1.2.2.2).

Il faut noter que la puissance du pulsar est considérée comme constante dans ces équations, ce qui reste une approximation, néanmoins valable ici. Par la suite, nous prendrons la valeur de la puissance trouvée dans les données ($5.1 \cdot 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$).

La figure 5.16, montre les différents âge de la nébuleuse que l'on obtient en fonction de l'énergie de la supernova, pour différents paramètres des modèles, notamment la masse des éjectas, ainsi que les profils de densité dans les différentes régions. La distance joue également un rôle dans l'estimation de la taille physique de l'objet. Dans chaque cas, la taille de la nébuleuse est prise égale à sa taille radio (laquelle n'est pas susceptible de subir la diffusion au contraire de ce que l'on attend en X, et donc biaiser la taille apparente

de l'objet). Cette taille est de $17''$, ce qui conduit à une distance de $0.6 \text{ d}_7 \text{ pc}$. Dans la plupart des cas, nous avons un âge inférieur à 3000 ans.

On peut remarquer aussi que l'âge du système est dominé par la masse des éjectas, ainsi que par l'énergie de la supernova. Le choix de plusieurs profils de densité montre que ce paramètre (n) influe assez peu dans le résultat.

Il faut noter que l'équation utilisée n'est qu'une approximation. Les simulations numériques montrent une évolution de la nébuleuse plus complexe, surtout lorsque le choc en retour commence à interagir (Blondin et al. 2001; van der Swaluw et al. 2001; Bucciantini et al. 2003). Il est donc valable pour les premières années de la nébuleuse.

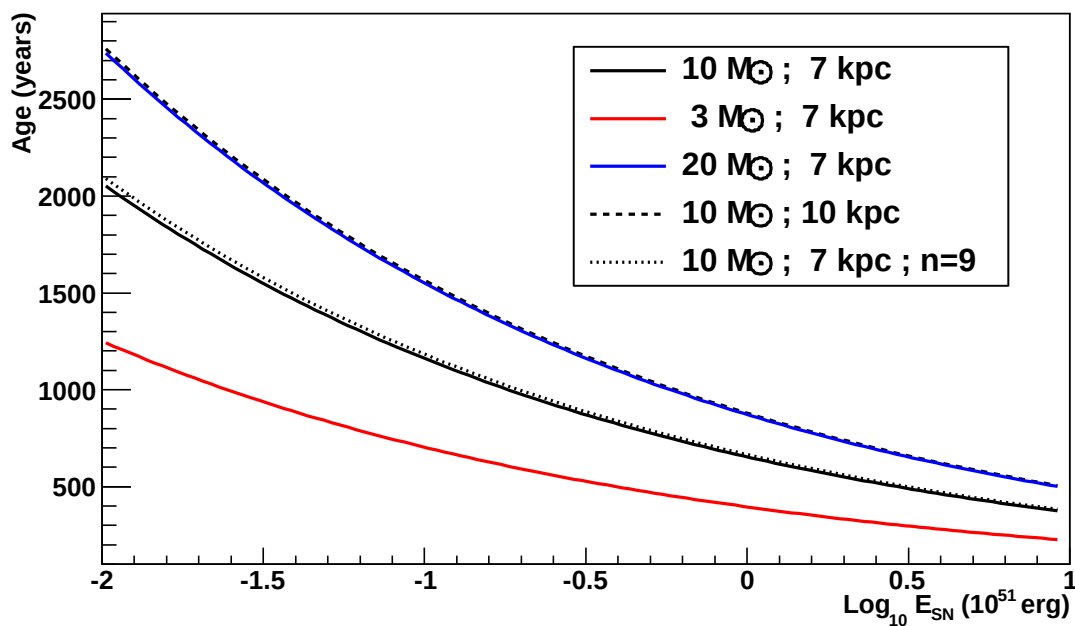


FIGURE 5.16 – Graphique représentant l'âge du système pour une énergie de la supernova donnée, pour différentes distances de la source, différentes masses dans les éjectas, ainsi que différents profils de densité des éjectas (paramètre n). Sauf mention contraire, les courbes sont faites avec $n=12$ et $m=0$. On remarque que l'âge maximal semble être, quels que soient les différents cas explorés, inférieur à 3000 ans. La formule analytique d'évolution de la nébuleuse est prise dans Chevalier & Fransson (1992)

Le rapport entre la taille de la coquille et celle de la nébuleuse est d'environ 0.3. Ce rapport permet aussi de poser des contraintes sur les caractéristiques ainsi que le milieu dans lequel évolue la supernova. En effet, la taille de la coquille au bout d'un temps t donné, va dépendre de l'énergie de la supernova, de la masse dans les éjecta, de la densité extérieure, ainsi que du profil de densité des éjecta. De plus, nous avons aussi l'information sur la taille de la nébuleuse comme décrite ci-dessus.

La figure 5.17 montre l'âge du système pour lequel le rapport du rayon de la nébuleuse et de celui de la coquille est de 0.3, en fonction de l'énergie de la supernova et de la densité du milieu extérieur. Cette figure a été obtenue grâce à la modélisation du rayon

de la nébuleuse décrite précédemment, celle de la supernova étant issue de [Truelove & McKee \(1999\)](#). Cela nous impose le paramètre m à 0, car ces auteurs ont travaillé avec plusieurs profils de densité, mais avec à chaque fois un profil interne n forme de plateau. On peut remarquer une fois de plus les modèles convergent vers un âge du système plutôt jeune, bien plus que ce que nous donne l'âge caractéristique, et ce même si l'on prend une distance plus éloignée, comme suggéré par les mesures de dispersion. Cela peut aussi donner des informations importantes sur les conditions physiques locales. Cela peut permettre d'obtenir des informations telle que la densité extérieure et l'âge, à condition de connaître l'énergie et la masse dans les éjectas, et vice versa.

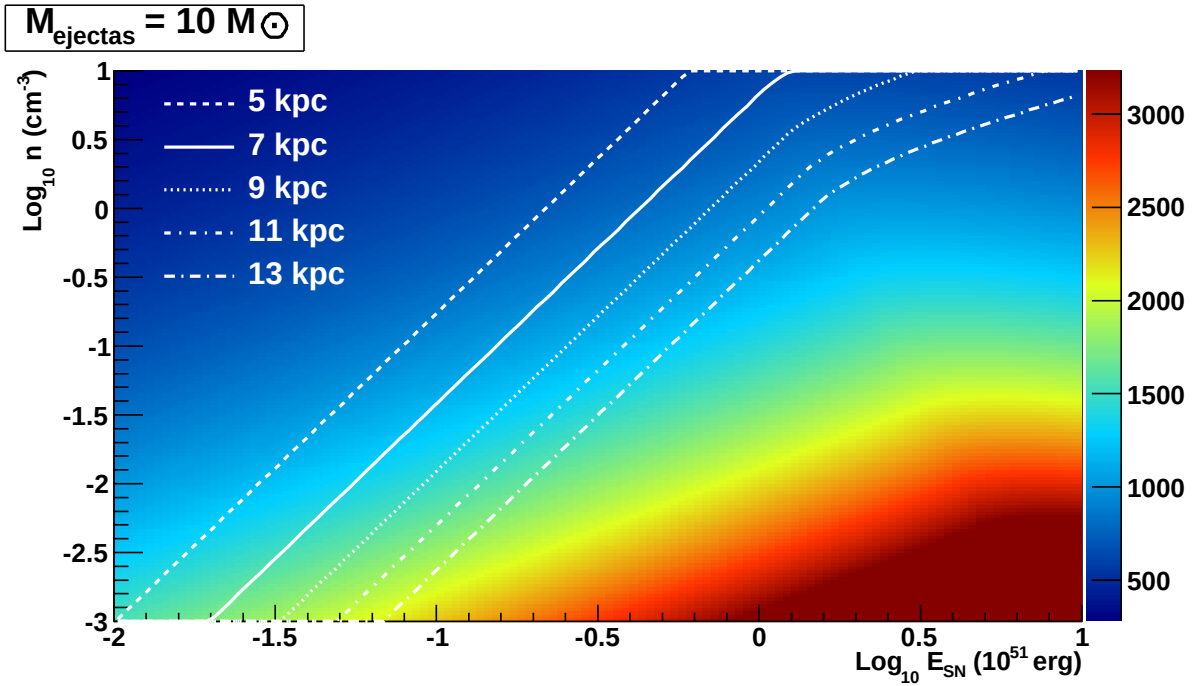


FIGURE 5.17 – Graphique donnant l'âge nécessaire du système en fonction de l'énergie de la supernova et de la densité du milieu extérieur, pour obtenir un rapport de 0.3 entre le rayon de la nébuleuse, calculé avec la formule de [Chevalier & Fransson \(1992\)](#), et celui de la coquille, calculé avec les formules de [Truelove & McKee \(1999\)](#). La masse des éjectas est fixée à 10 masses solaires, la densité extérieure est choisie comme constante, le profil des éjecta est pris à $n=12$, tandis que celui de la nébuleuse est choisi comme constant. Les courbes blanches montrent les régions où la taille physique du système correspond à celui mesuré dans la source IGR J1400-6326. Ainsi dans notre cas, si l'on se donne une énergie d'explosion ainsi qu'une distance, alors nous obtenons le couple âge-densité du milieu extérieur qui est le seul à reproduire les observations.

Si l'on regarde le rapport entre la taille de la nébuleuse par rapport à la taille de la supernova, qui est d'environ 0.3°, les simulations numériques de [Blondin et al. \(2001\)](#) montrent que l'on attend un objet de l'ordre de ~ 1000 ans.

5.3.8 Conclusions

L'étude multi-longueurs d'onde de la source IGR J14003-6326 a permis de découvrir un nouveau reste de supernova composite. Le pulsar a été identifié et se trouve être, le troisième plus puissant de la Galaxie connu à ce jour, avec une puissance de $5.1 \cdot 10^{37}$ erg.s⁻¹, et un âge caractéristique de 12700 ans. La taille de la coquille est de l'ordre de 1.2' de rayon, ce qui donne une taille de 2.2d₇ pc, comparable à la taille d'une autre supernova jeune, Cas A. La taille intrinsèque de la source détectée en radio est légèrement inférieure à celle de vue en X, ce qui pourrait être un indicateur de la présence d'un halo de diffusion. Cependant, le manque de statistique ne permet clairement pas de confirmer ou infirmer sa présence. Le rapport de la taille radio de la nébuleuse et celle de la coquille est de 0.25. Cette source, brillante dans le domaine X n'a pas été vue par les télescopes γ , que ce soit avec Fermi ou H.E.S.S., ce qui pose une limite sur le champ magnétique minimal dans le système de 6 μ G.

Le spectre réunissant les instruments X et la radio montre la présence de deux coupures dans le spectre. La première vers 0.1 eV, impliquerait un champ magnétique très grand, si elle était issue du refroidissement des électrons. Cela favorise plutôt la présence d'une cassure intrinsèque dans le spectre d'injection. La seconde peut s'interpréter comme une cassure due au refroidissement des électrons, ce qui, en utilisant la limite inférieure sur le champ magnétique de 6 μ G obtenue par la non détection au TeV, implique un âge de ~ 2000 ans.

La morphologie quasi circulaire de la coquille semble aussi montrer que cet objet est plutôt jeune, et donc peu affecté par le milieu interstellaire. Les études sur les évolutions de la taille de la nébuleuse et de la coquille semblent attester que l'âge du système est de l'ordre de 1000 à 2000 ans également.

De plus, comme on l'a vu, ce système ne peut être à l'équipartition, car cela impliquerait un âge du système trop faible, de 25 ans. Il est donc vraisemblable que cet objet soit encore une nébuleuse dominé par les particules, comme d'ailleurs la plupart des nébuleuses jeunes connues.

5.4 Observation de SNR G292.0+1.8/PSR J1124-5916

5.4.1 Introduction

Ce reste de supernova, d'une taille apparente de $8'$, a été découvert dans les relevés radio de Milne (1969) et de Shaver & Goss (1970). Il rentre dans la classification dite des SNR riches en oxygène, à cause de la présence de fortes raies d'émission d'Oxygène et de Néon (Goss et al. 1979; Murdin & Clark 1979). Il est à noter que seul deux autres supernovae, Cas A et Puppis A, sont dans cette classification.

Selon Gonzalez & Safi-Harb (2003), pour expliquer la présence de ces quantités importantes d'oxygène, la masse de l'étoile progénitrice devrait être de l'ordre de 30 à 40 $M_{\odot}$. En considérant qu'elle est dans la phase de Sedov, les mêmes auteurs déduisent un âge de l'ordre de 2600 ans pour cet SNR. Lee et al. (2010) ont montré que la cinématique de cette supernova est consistante avec une expansion dans le vent émis par le progéniteur pendant la phase de super géante rouge. La masse totale dans le vent serait alors de l'ordre de 15 à 40 $M_{\odot}$, et la densité de particules à l'extérieur au niveau de la frontière du choc, serait de l'ordre de 0.1 à 0.3 cm^{-3} .

Grâce à la très bonne résolution angulaire du satellite *Chandra*, Hughes et al. (2001) ont pu prouver la présence d'une émission diffuse brillante à spectre dur, autour d'une source ponctuelle, rappelant un système pulsar/nébuleuse, ce qui classerait ce reste dans la catégorie des composites. Le pulsar associé à ce système a été découvert par Camilo et al. (2002). Il possède une période de 135 ms, avec une puissance rotationnelle de $1.3 \cdot 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$, et un âge caractéristique de 2870 ans, relativement proche de l'âge réel du système. L'association entre ce pulsar et la zone diffuse rappelant un système pulsar/nébuleuse dans la supernova, a été confirmée par l'observation de pulsations de la source ponctuelle avec la même période que le pulsar grâce à *Chandra* (Hughes et al. 2003). L'émission de la supernova est quant à elle, d'origine thermique (Hughes et al. 2001; Park et al. 2002).

La mesure de dispersion implique une distance de 10.9 kpc avec le modèle de Taylor & Cordes (1993), et 6.5 kpc avec celui de Cordes & Lazio (2002). Mais la meilleure estimation de la distance est de $6.2 \pm 0.9 \text{ kpc}$, obtenue grâce aux profils d'absorption HI (Gaensler & Wallace 2003).

G292.0+1.8 est un reste de supernova très intéressant, car il possède toutes les caractéristiques typiques d'une supernova par effondrement gravitationnel : un pulsar au centre, une nébuleuse associée à celui-ci, une émission du milieu interstellaire choqué, et la présence d'une onde de choc.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.18⁴⁹, la nébuleuse est déplacée du centre géométrique de la supernova, ce qui peut être interprété comme étant dû à une vitesse intrinsèque du pulsar⁵⁰ de l'ordre de $610 d_6 t_{2.5}^{-1} \text{ km.s}^{-1}$, acquise au moment de sa formation. Une autre explication à ce déplacement pourrait être le résultat d'une interaction asymétrique avec le milieu "circumstellaire", comme évoqué pour Cas A (Reed et al. 1995).

Hughes et al. (2003), ont mis en évidence que le champ magnétique d'équipartition, $B_{\text{eq}} \sim 48 \mu\text{G}$, était trop fort pour pouvoir expliquer la similarité des tailles de la nébuleuse

49. La carte en flux a été faite en utilisant les outils standard de *Chandra*.

50. avec $d_6 = \frac{d}{6 \text{ kpc}}$ et $t_{2.5} = \frac{t}{2.5 \text{ kyr}}$

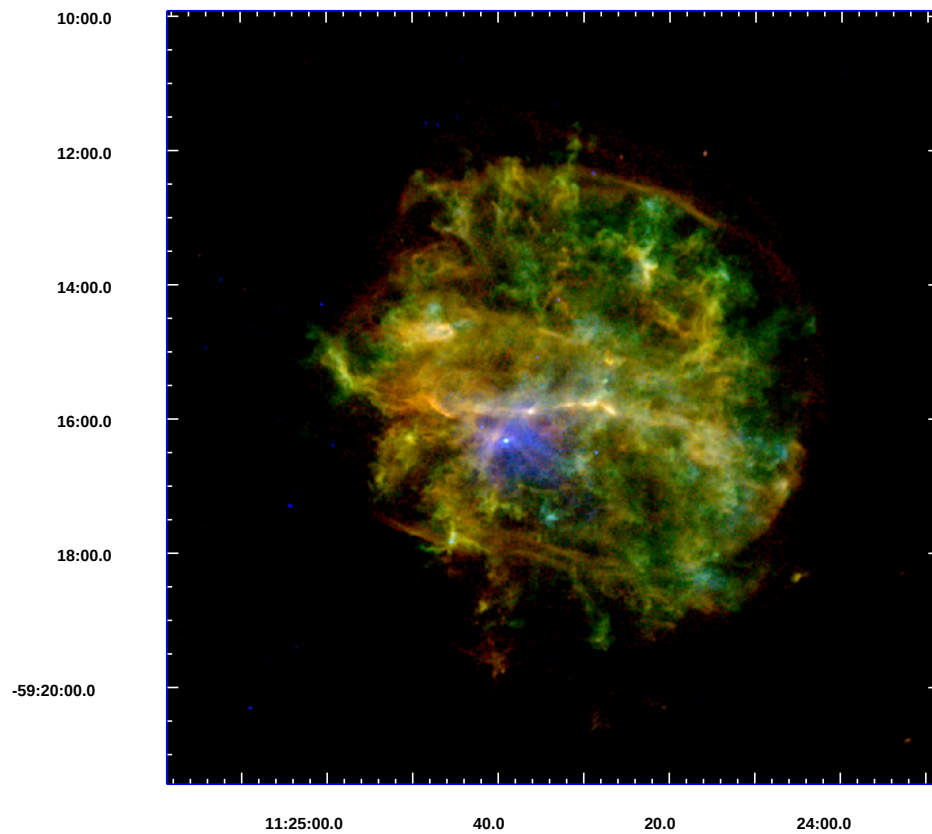


FIGURE 5.18 – Carte en flux du reste de supernova SNR G292.0+1.8, réalisée avec *Chandra*. L'image en rouge est celle de la bande 0.5-0.8 keV, celle en vert dans 0.8-2 keV et en bleue pour 2-10 keV. La présence du système pulsar/nébuleuse apparaît clairement à haute énergie, dans la bande 2-10 keV. On remarque que celui-ci n'est pas centré sur le centre géométrique de la supernova.

dans le domaine des rayons X et celle dans le domaine Radio. Dans ce cas, un champ magnétique inférieur à $8\mu\text{G}$, permettrait d’avoir une durée de vie des électrons supérieure à 2000 ans, et expliquer ainsi la similarité des tailles.

Dans leur étude du reste de la supernova et de sa nébuleuse en X, [Hughes et al. \(2001\)](#), ont effectué l’analyse spectrale de celle-ci et ont montré qu’elle possédait un indice $\Gamma = (1.7-2.0)$, mal contraint à cause de la contamination par la coquille, et un flux corrigé de l’absorption entre 2 et 10 keV de $\sim 1.2 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Le pulsar a aussi été détecté avec Fermi. Le meilleur ajustement spectral donne une loi de puissance avec une coupure exponentielle, d’indice en photon de $\Gamma = 1.43 \pm 0.40$, avec une énergie de coupure de $1.7 \pm 0.7 \text{ GeV}$ et $\Phi(100\text{MeV} - 100\text{GeV}) = 3.79 \pm 0.70 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ([Abdo et al. 2010e](#)). Le facteur de conversion entre la luminosité dans cette bande d’énergie et la puissance rotationnelle du pulsar est de 1%. Cette valeur de conversion est assez similaire à d’autres systèmes, tels que PSR J1833-1034 (SNR G21.5-0.9), ou le pulsar de Vela (PSR B0833-45).

Cette source contient le second pulsar le plus énergétique connu⁵¹, dans la zone de couverture de H.E.S.S qui ne présente pas d’émission significative. Cependant les données issues du balayage du plan galactique ainsi que des observations spécifiques, montrent un excès d’une significativité de 4.1σ en 13 heures avec les coupures *standard*. Pour essayer de confirmer cet excès, nous avons fait une demande d’observation supplémentaire de 30 heures, cependant, nous n’avons obtenu au final environ 17 heures de données supplémentaires.

5.4.2 Analyse des données H.E.S.S

En choisissant un critère de sélection des données de QC65 (cf chapitre 3.3), nous obtenons 96 observations (dont le décalage avec le pulsar est inférieur à 2.5° , dont 47 avec le réseau complet des 4 télescopes, ce qui donne, une fois corrigé de l’acceptance radiale, un temps effectif d’observation de 29.9h. L’angle zénithal moyen de ces observations est de 38° .

Le fond de cette source possède un fort gradient dans l’exposition, car il se situe en bord du champ de vue d’une autre source, PSR J1119-6127, bénéficiant d’observations profondes.

Le signal a été extrait autour de la position du pulsar, en utilisant le jeu de coupures *standard*, et l’évaluation du fond a été faite avec la méthode des régions multiples (voir section 3.2.3.1).

En utilisant les critères donnés ci-dessus, nous obtenons une indication possible de signal, avec un excès de 139 événements, pour une significativité de 4.2σ . La figure 5.20, montre l’évolution de la significativité en fonction du temps, ainsi que le nombre cumulé d’excès.

La figure 5.19 montre la carte en excès du champ de vue. L’excès observé avec l’analyse *standard* en utilisant la méthode des fonds multiples, n’est pas visible sur cette carte. Cela peut être une indication en faveur d’une source avec un indice spectral faible, du fait de l’optimisation des coupures. En effet les coupures *hard*, sont optimisées pour des sources faibles avec un indice spectral de 2.0, tandis que les coupures *standard*, sont optimisées

51. jusqu’à aujourd’hui

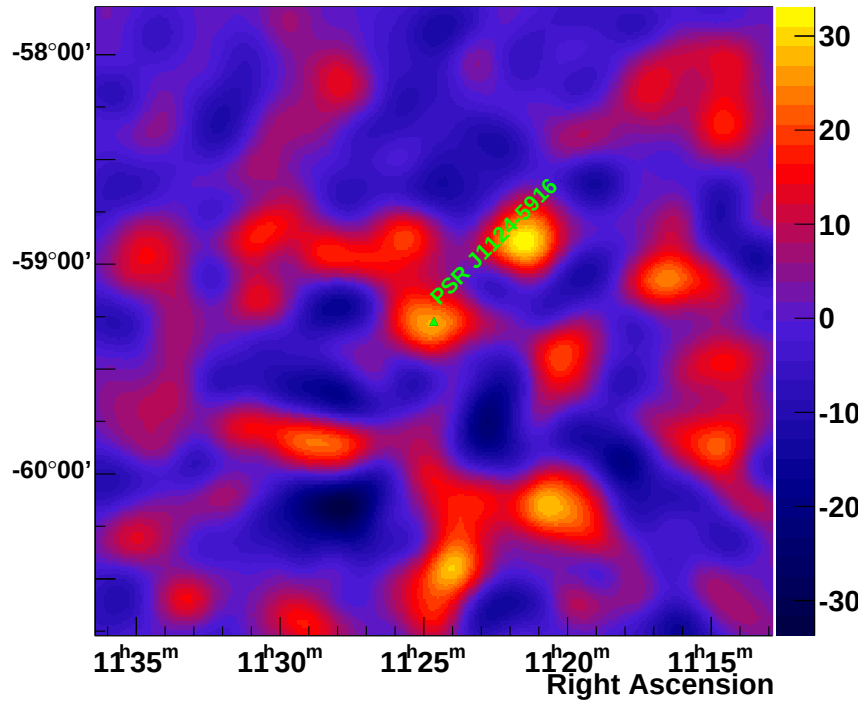


FIGURE 5.19 – Carte en excès lissée avec une gaussienne de $\sigma = 0.1^\circ$. En vert est représenté la position du pulsar. L'excès autour du pulsar n'est pas significatif.

pour des sources d'indice comparable à celui du crabe, avec un flux seulement dix fois plus faible pour ce dernier.

La limite supérieure à 3σ obtenue avec les coupures *standard* sur le flux de cette source est de $\Phi(1-10\text{TeV})_{\text{UL}} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

5.4.3 Discussion

Cette limite supérieure se traduit par une luminosité de $L_\gamma(1-10\text{TeV}) = 6.9 \cdot 10^{33} d_6^2 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Cela donne un coefficient de conversion entre la puissance du pulsar et la luminosité 1-10 TeV qui devrait être inférieur à $5.7 \cdot 10^{-4} d_6^2$. Ce qui est une valeur assez proche du coefficient de conversion apparent du pulsar PSR J1833-1034, associé au reste de supernova G21.5-0.9. La limite supérieure sur le flux au TeV, implique une valeur de champ magnétique d'au moins $10\mu\text{G}$ en utilisant l'équation 7.6 reliant les flux dans le domaine X et le TeV, au champ magnétique.

La coquille dans cette source est trop petite pour être résolue par H.E.S.S.. Dans le cas où l'excès que l'on observe proviendrait de celle-ci, nous pouvons déduire que l'énergie dans les protons au-delà de 1 GeV est au plus de l'ordre de 15% de l'énergie typique d'une supernova (10^{51} erg) de la manière suivante : on suppose un spectre d'indice 2 en photon et on utilise la relation entre la luminosité au TeV et celle dans les protons :

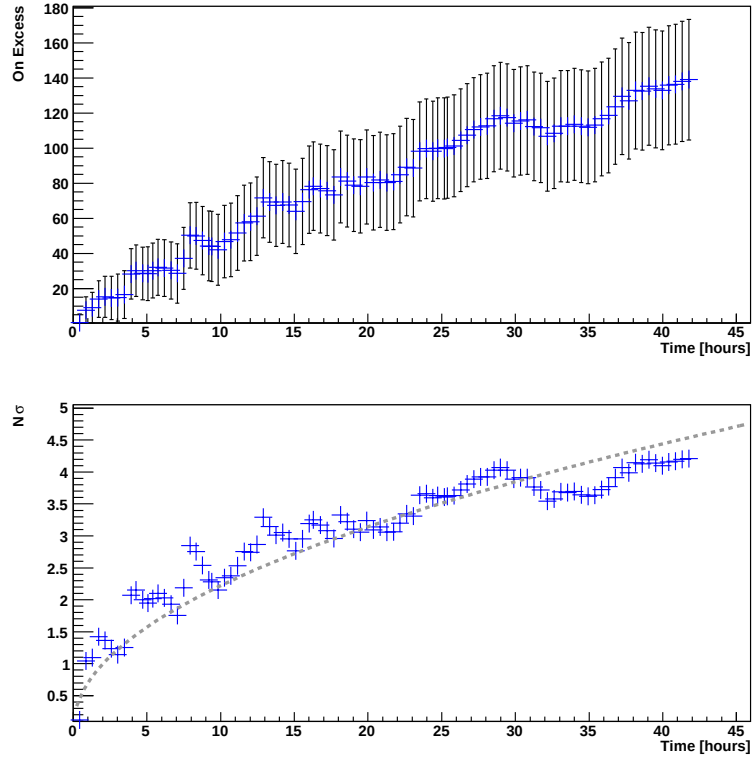


FIGURE 5.20 – (*haut*) Évolution du nombre d’excès dans les données H.E.S.S sur la position de PSR J1124-6127, en utilisant les observations inférieures à 2.5° de cette source, et avec les coupures *standard*. (*bas*) Évolution de la significativité en fonction du temps, en utilisant les mêmes critères.

$W_{10-100\text{TeV}} = \tau L_{\gamma(1-10\text{TeV})} \text{erg}$ avec τ le temps caractéristique de refroidissement des protons par production de π_0 , et vaut $\sim 4.4 \times 10^{15} \left(\frac{n}{1.\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{s}$, pour une densité supposée de 0.1 cm^{-3} et en extrapolant le spectre des protons jusqu’à 1 GeV. (Pour plus de détail, voir dans le chapitre 7). L’ordre de grandeur de la conversion de l’énergie de la supernova en particules de haute énergie serait dans ce cas 100%. La valeur trouvée ici semble défavoriser l’hypothèse hadronique. Cependant, cette interprétation ne semble, de toute façon, pas être privilégiée, car il y a absence d’émission non thermique dans le reste de supernova lui-même.

Malgré les indications pour un champ magnétique faible, H.E.S.S n’a trouvé qu’une indication de signal assez faible (4.2σ) en provenance de cette source. L’obtention de temps supplémentaire n’a pas permis la détection formelle de cette source. La dégradation du télescope qui entraîne l’augmentation de l’énergie de seuil et baisse la sensibilité, est une des explications possibles de cet effet. Cette source fait donc partie des bons candidats pour CTA également.

5.5 Conclusions

Le nombre de nébuleuses associées à des pulsars jeunes a beaucoup cru ces dernières années, et ce grâce aux détections de nouveaux pulsars, en particulier à proximité de nouvelles sources au TeV présentant toutes les caractéristiques des nébuleuses.

Les caractéristiques physiques au TeV sont relativement homogènes avec des sources ponctuelles, ou quasi-ponctuelles, ayant un spectre relativement dure, et étant centré sur le pulsar. Quelques objets présentent tout de même des exceptions, comme HESS J1118-615 (décalage) ou MSH 15-52 (extension). A contrario, les propriétés des objets jeunes sont plus variées dans le domaine X, comme nous l'avons vu pour des objets comme la nébuleuse de PSR J0537-6910 et celle associée à PSR J1400-6325.

Nous avons montré la présence d'une émission au TeV associée à PSR J0537-6910, le pulsar le plus puissant connu ($\dot{E} = 4.9 \cdot 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$ pour $\tau = 5000$ ans). Il se situe dans le Grand Nuage de Magellan, ce qui implique une luminosité $L_\gamma (1 - 10 \text{ TeV}) = 6.3 \cdot 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$, soit 18 fois celle associée au Crabe. Une telle luminosité fait donc de ce pulsar un objet exceptionnel, et implique qu'il a déjà injecté beaucoup d'énergie dans la nébuleuse bien qu'il possède encore un large réservoir d'énergie. L'énergie injectée dans les particules nécessaires pour reproduire les observations est de l'ordre de $10^{50} \text{ erg.s}^{-1}$, ce qui implique une période initiale inférieure à 10 ms.

Il n'y a pas d'émission détectée en provenance de PSR B0540-69, le troisième pulsar le plus énergétique connu à ce jour et situé, lui aussi, dans le Grand Nuage de Magellan ($\dot{E} = 1.5 \cdot 10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$ pour $\tau=1600$). Cet objet est souvent présenté comme le jumeau du Crabe et si le champ magnétique y est effectivement aussi élevé cela expliquerait pourquoi il n'y a pas de détection associée pour un objet à si grande distance. La limite inférieure de $17 \mu\text{G}$ obtenue sur le champ magnétique, ne met toutefois pas de contrainte sévère, sachant que la valeur d'équipartition est de $800 \mu\text{G}$.

Nous avons aussi mis en évidence une indication d'émission en provenance du reste de supernova composite SNR G292.0+1.8 dans lequel réside un pulsar énergétique, PSR J1124-5916 ($\dot{E} = 1.2 \cdot 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$ pour $\tau=2900$). La taille de la source est trop petite pour être résolue par H.E.S.S., ce qui rend difficile le fait d'affirmer si l'origine de cet excès vient du pulsar ou de la coquille. L'hypothèse d'une émission hadronique nécessiterait une part très importante de l'énergie typique d'une explosion de supernova au vu des densités ambiantes estimées. De plus l'absence d'émission non-thermique de la coquille de cet objet, ne favorise pas cette explication. Si l'origine de l'émission est bien la nébuleuse, alors la contrainte sur le champ magnétique minimum est de $10 \mu\text{G}$, semblable à d'autres objets tel que Kes 75 par exemple.

Nous avons aussi découvert un nouveau pulsar dans la Galaxie, associé à la source IGR J14003-6326. C'est le troisième pulsar le plus énergétique de la Galaxie connu à ce jour, avec une puissance de $5.1 \cdot 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$ pour un âge caractéristique de $\tau=12700$ ans. Ce dernier ne présente pas d'indication d'émission au TeV. Cependant nous avons montré que les caractéristiques morphologiques du reste de supernova associé au pulsar impliquent qu'il doit être plutôt jeune avec un âge bien inférieur à l'âge caractéristique. Nous en avons donc déduit que le temps de perte de puissance τ_0 est élevé, et donc que le pulsar n'a pas notablement ralenti, ce qui peut expliquer son absence de détection au TeV.

Pour tous ces objets, nous observons que la luminosité X est supérieure à la luminosité γ . Le rapport de ces deux valeurs nous permet d'estimer le champ magnétique et montre que celui-ci n'est pas très élevé (10-20 μG), et n'est pas à la valeur de l'équipartition dans la majorité des cas. Cela implique que dans la plupart de ces objets l'énergie est majoritairement injectée sous forme de particules, comme le suggérait déjà [Chevalier \(2004\)](#), par des considérations sur la dynamique des nébuleuses.

De plus, le coefficient de conversion apparent de la puissance du pulsar en luminosité au TeV est toujours inférieur à 0.5%, avec des valeurs pouvant être très faibles, comme pour PSR J1400-6325 avec une valeur inférieure à 0.01%, ou le Crabe, qui descend à environ 0.008%.

Nous pouvons voir aussi sur plusieurs objets l'impact de l'évolution du pulsar qui peut être observé. Par exemple, PSR J1400-6325 qui ralentit peu, et qui n'a donc injecté que peu d'énergie dans la nébuleuse, ou PSR J0537-6910, qui a déjà considérablement ralenti. Ces cas démontrent la grande diversité des conditions à la naissance, qui se répercutent sur l'évolution de la nébuleuse. Ceci étant dit, les différentes raisons pour expliquer cette diversité sont assez mal connues.

Les conditions extérieures sont également importantes, puisque des objets comme la nébuleuse associée au pulsar PSR J0537-6910, vue ici, ou celle de PSR J1119-6127, possèdent déjà une morphologie de nébuleuse évoluée. Nous allons dans le prochain chapitre nous intéresser à des objets plus évolués, associés à des pulsars d'âge moyen.

Les sources associées à pulsars d'âge intermédiaire

Sommaire

6.1	Introduction	165
6.2	Analyse de la source HESS J1837-069	167
6.2.1	Introduction	167
6.2.2	Analyse des données H.E.S.S.	169
6.2.3	Discussions et Conclusions	177
6.3	HESS J1303-631	178
6.3.1	Introduction	178
6.3.2	Nouvelle analyse des données H.E.S.S.	180
6.3.3	Interprétation	183
6.4	Analyse de HESS J1356-645	187
6.4.1	Introduction	187
6.4.2	Analyse des données H.E.S.S.	188
6.4.3	Interprétation	189
6.4.4	Conclusions	191
6.5	Observation de PSR B1853+01 / SNR W44	193
6.5.1	Introduction	193
6.5.2	Analyse des données H.E.S.S.	197
6.5.3	Discussions & Conclusions	200
6.6	Conclusions	201

6.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent les caractéristiques des sources jeunes avec H.E.S.S., ce chapitre va nous permettre d'aborder des objets plus âgés, où nous verrons que les problématiques ne sont plus tout à fait les mêmes.

En effet, les sources étendues au TeV, représentent une large partie des sources galactiques détectées par H.E.S.S.. Bien qu'il y ait souvent un pulsar énergétique dans leur voisinage, la preuve d'une association entre le pulsar et l'émission au TeV n'est pas aisée à obtenir, car le barycentre est souvent décalé par rapport à la position du pulsar. Ce décalage est attendu dans le cas d'une association avec un pulsar énergétique d'âge moyen ($> 10^4$ ans et $< 10^5$ ans). En effet, la durée de vie des électrons à l'origine de l'émission au TeV étant de plusieurs dizaines de milliers d'années (cf chapitre 1), ils retracent

l'historique de l'injection, mais aussi celui de l'interaction avec le milieu interstellaire, notamment avec le choc en retour. Les arguments en faveur d'une association reposent sur des critères morphologiques et énergétiques.

L'approche morphologique consiste à regarder si le pulsar occupe une position particulière, c'est-à-dire si le profil de l'émission présente une asymétrie à la position du pulsar et/ou une évolution du centroïde de l'émission de la source en fonction de l'énergie. Cette approche a ainsi permis d'associer HESS J1825-178 et PSR B1823-13, l'archétype de la nébuleuse d'âge intermédiaire au TeV (Aharonian et al. 2005f). Une signature plus jolie encore est à chercher dans l'évolution morphologique en fonction de l'énergie : les électrons les plus loins du pulsar doivent être plus anciens et ont donc perdu plus d'énergie. Le spectre doit donc s'amollir au fur et à mesure qu'on l'évalue loin du pulsar, à l'instar de ce que l'on observe sur des systèmes jeunes en X mais sur une échelle spatiale beaucoup plus grande. L'objet doit ainsi rétrécir lorsque l'énergie croît. Cette signature a été trouvée également dans HESS J1825-137 (Aharonian et al. 2006d; Lemièrre 2006). Une morphologie étendue et asymétrique en X ou en radio convenablement orientée peut également être le signe d'une association (voir HESS J1356-645).

Enfin, la détection de nuages moléculaires dans le voisinage du pulsar, dans le prolongement de l'axe partant du barycentre de l'émission et passant par la position du pulsar, peut aussi donner des informations utiles pour l'établissement de l'association dans les cas d'une émission décentrée⁵².

Nous allons voir dans ce chapitre la mise en œuvre de ces méthodes pour confirmer l'association entre HESS J1838-069 et le pulsar PSR J1838-0655, qui se fera par la mise en évidence d'une position particulière de ce dernier dans l'émission H.E.S.S.. Nous utiliserons une approche un peu différente pour HESS J1303-631, en utilisant l'évolution de la morphologie en fonction de l'énergie. Puis, nous discuterons de la nouvelle source HESS J1356-645, dont la coïncidence de l'émission avec le pulsar énergétique voisin semble assez claire. Enfin, nous montrerons les résultats d'une proposition d'observation profonde que nous avons soumise pour la source SNR W44, un reste de supernova composite contenant un pulsar d'âge moyen, et autour duquel une indication d'émission semble se manifester.

52. Il est cependant nécessaire d'avoir d'importantes surdensités pour que ces nuages moléculaires soient visibles dans les balayages radio à l'aide des différents traceurs, comme le monoxyde de carbone pour les transitions $^{12}\text{CO}(J = 1 - > 0)$ à 115 GHz (2.6mm) ou $^{13}\text{CO}(J = 1 - > 0)$ à 110.2 GHz.

6.2 Analyse de la source HESS J1837-069

6.2.1 Introduction

L'émission au TeV de la source HESS J1837-069 a été découverte pendant le premier balayage du plan galactique (Aharonian et al. 2005b, 2006b), avec un temps d'observation sur la source de 7.6 heures, aboutissant à une significativité maximale de 13.2σ , avec un indice spectral publiée de $\Gamma=2.27\pm0.06$, pour un flux intégré au dessus 200 GeV de $30.4\pm1.6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

A l'époque de sa découverte, HESS J1837-069 a été considérée comme non-identifiée, c'est-à-dire que les données à d'autres longueurs d'onde ne permettaient pas de trancher quant à la nature de l'objet responsable de l'émission. Cependant, la présence de la source X dur AX J1838-0655 à l'intérieur du contour à 1σ de la position de la source au TeV, semblait en faire un bon candidat. En effet, cette source a été découverte dans le domaine X par le télescope Einstein (nommée 1 ES1835.3-0658) Hertz & Grindlay (1988). Elle a aussi été observée par ASCA (Bamba et al. 2003), qui montre un objet ponctuel possédant un indice spectral très dur (0.8 ± 0.4). Peu de temps après la découverte de la source HESS, Malizia et al. (2005) reportait la présence d'une source ponctuelle à 15.3σ dans le domaine d'énergie allant de 20 à 300 keV, avec les instruments IBIS et ISGRI à bord du satellite INTEGRAL. La position de cette source est compatible spatialement avec la source ASCA, et présente un indice spectral de 1.5 ± 0.2 , semblant confirmer la possibilité d'un pulsar énergétique à l'origine de cette émission dans le domaine X, et aussi un candidat sérieux pour l'association avec la source HESS.

La nature de la source ASCA ne sera complètement révélée que par le satellite Chandra, qui a pu la résoudre angulairement en une source ponctuelle brillante, entourée par une émission diffuse de $2'$ de diamètre, ce qui est typique d'un système pulsar/nébuleuse (Gotthelf & Halpern (2008)). Cette découverte a motivé l'observation dédiée avec le satellite RXTE et a permis d'obtenir les paramètres de rotation associés à ce pulsar (Gotthelf & Halpern 2008; Kuiper et al. 2008).

La période de rotation du pulsar est de 70.5ms, et le taux de sa perte d'énergie rotationnelle est de $\dot{E} \sim 5.5 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, correspondant à un âge caractéristique de $\tau_c \sim 23000$ ans. La mesure des paramètres de ce pulsar n'ayant pas été faite en radio, nous n'avons donc pas accès à la mesure de dispersion, et donc à une estimation effective de la distance. Cependant, dans l'hypothèse où ce pulsar est associé à l'amas d'étoiles RSGC 1 (le site probable ayant abrité le progéniteur), alors la distance serait de 6.6 kpc. RSGC 1 est un amas très massif, découvert par Figer et al. (2006), possédant 15 étoiles rouges super-géantes répertoriées. Avoir une telle population d'étoiles dans cette phase au sein d'un amas, implique un âge de 12 ± 2 millions d'années, et une masse initiale de $3\pm1 \cdot 10^4 M_{\odot}$.

La luminosité totale du pulsar, entre 2 et 10 keV, est de $L_x = 4.6 \cdot 10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$ (soit $\sim 0.8\%$ de l'énergie rotationnelle). La luminosité de la nébuleuse, pour la même bande en énergie est de $L_x = 5.2 \cdot 10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$ (soit $\sim 0.1\%$ de $\dot{E}$), avec un indice spectral pour la partie diffuse de $\Gamma_{\text{PWN}} = 1.6^{+0.4}_{-0.5}$.

L'image de Chandra (cf figure 6.1) montre aussi la présence d'une deuxième source diffuse, associée à AX J1837.3-0652, située à 0.18° de la source précédente. Elle possède un nombre trop faible d'événements pour en faire une analyse spectro-morphologique détaillée; Cependant [Gotthelf & Halpern \(2008\)](#) estiment le flux de la nébuleuse à $\sim 1.2 \cdot 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Malgré l'absence d'une signature claire de refroidissement d'électrons, la morphologie de cette émission rappelle un système pulsar/nébuleuse, sa taille angulaire étant supérieure à celle de AX J1838-0655, pour un flux total comparable.

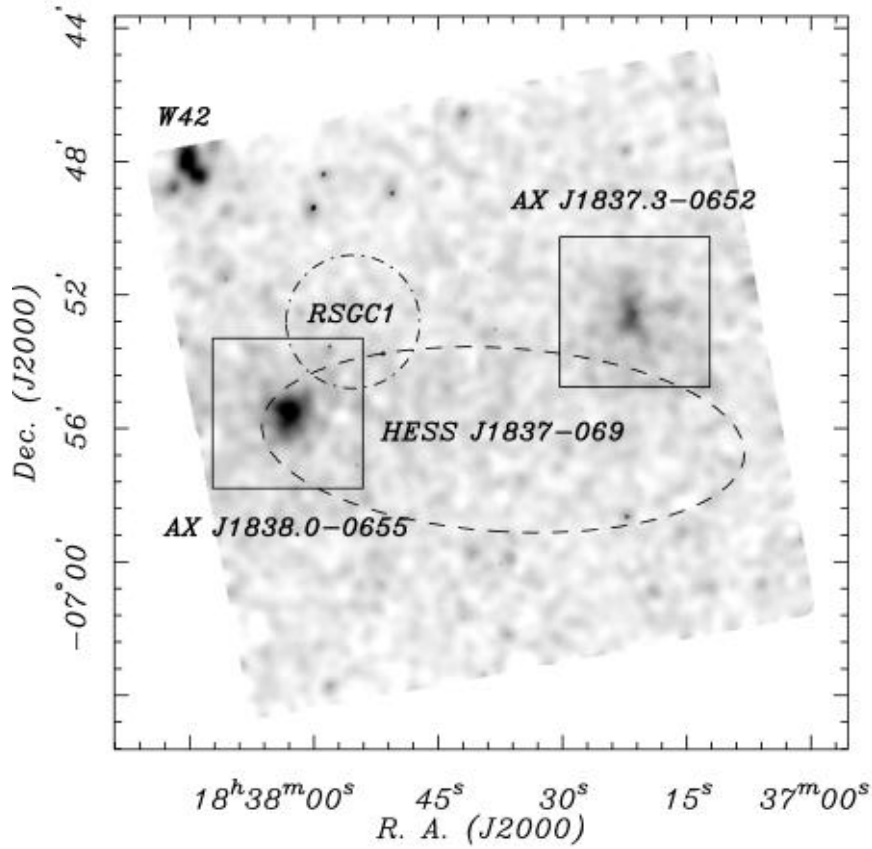


FIGURE 6.1 – Image Chandra de la région de la source HESS J1837-069 faite avec le détecteur ACIS-I, sans sélection énergétique des événements. Un lissage est appliqué pour faire ressortir les sources diffuses. Outre la présence du système Pulsar/Nébuleuse AX J1838.0-0655, il existe aussi une autre source diffuse dans le champ de vue, AX J1837.3-0652, soupçonnée d'être un autre système pulsar/nébuleuse. L'ellipse représente le contour à 1σ de l'émission H.E.S.S, obtenu par ajustement d'une gaussienne à 2 dimensions sur les données ([Aharonian et al. 2006b](#)). L'amas massif RSGC 1, comportant de nombreuses étoiles super-géantes rouges ([Figer et al. 2006](#)), est indiqué par un cercle pointillé. Image tirée de [Gotthelf & Halpern \(2008\)](#)

La découverte de ce pulsar énergétique, apporte une nouvelle lumière sur l'interprétation possible de la source comme étant une nébuleuse de pulsar. Une nouvelle étude des

données au TeV a été effectuée afin de tester cette hypothèse : tout d’abord en étudiant la morphologie de la source au regard de cette découverte, mais aussi en dérivant ses paramètres énergétiques et en les comparant aux paramètres du pulsar.

6.2.2 Analyse des données H.E.S.S

Morphologie

Depuis le premier balayage du plan galactique en 2004, l’exposition sur cette source a augmenté de 18 heures par rapport à ce qui a été publié la première fois. Ces données additionnelles aboutissent à de meilleurs détails au niveau morphologique et spectral.

L’image en excès (cf figure 6.2), montre une source étendue avec une morphologie complexe. La position trouvée en ajustant une gaussienne symétrique à 2 dimensions sur les données, est $18^{\text{h}}37^{\text{m}}29^{\text{s}}$, $-6^{\circ}55'19''$, avec un rayon (1σ) de 0.22° . L’erreur statistique associée à cette position, est de $30''$, et celle sur le rayon est de 0.01° . Cependant, au regard de la morphologie de la source, l’hypothèse d’une gaussienne symétrique ne semble pas très adaptée, et induit une erreur systématique assez grande sur la position de la source.

Mise en évidence d’une asymétrie.

La figure 6.3, montre le profil horizontal de l’émission, centré sur le pulsar. Il montre clairement que PSR J1838-0655 se situe au maximum d’émission, mais aussi que cette émission n’est pas symétrique. En effet, le profil à gauche de l’émission augmente abruptement au fur et à mesure que l’on se rapproche du pulsar, puis décroît plus lentement à droite de celui-ci.

Ce profil n’est pas sans rappeler une autre nébuleuse, HESS J1825-137 (voir chapitre 4 et [Lemière 2006](#)). Dans le cas de HESS J1825-137, cette asymétrie est expliquée par la présence d’un nuage moléculaire au voisinage de la source, et situé dans le prolongement du vecteur partant du centre de gravité vers le pulsar.

Existence d’une deuxième source ?

L’image de la source (cf figure 6.2), semble montrer la présence d’un excès au sud de HESS J1837-069. Pour tester la présence d’une source distincte sur le flanc sud de la source, nous avons fait une coupe verticale le long de l’axe des déclinaisons, et fait le profil de l’émission le long de cette région (cf image 6.4), puis comparé les ajustements des lois gaussiennes simple et double, pour reproduire un modèle comportant une et deux sources, respectivement.

L’ajustement de l’hypothèse simple gaussienne sur le profil donne un χ^2 de 78.1 pour 23 degrés de liberté, tandis que l’hypothèse double conduit à un χ^2 de 32.3 pour 20 degrés de liberté. Le test statistique de type F-Test permet de rejeter à 95% de confiance l’hypothèse d’une source seule.

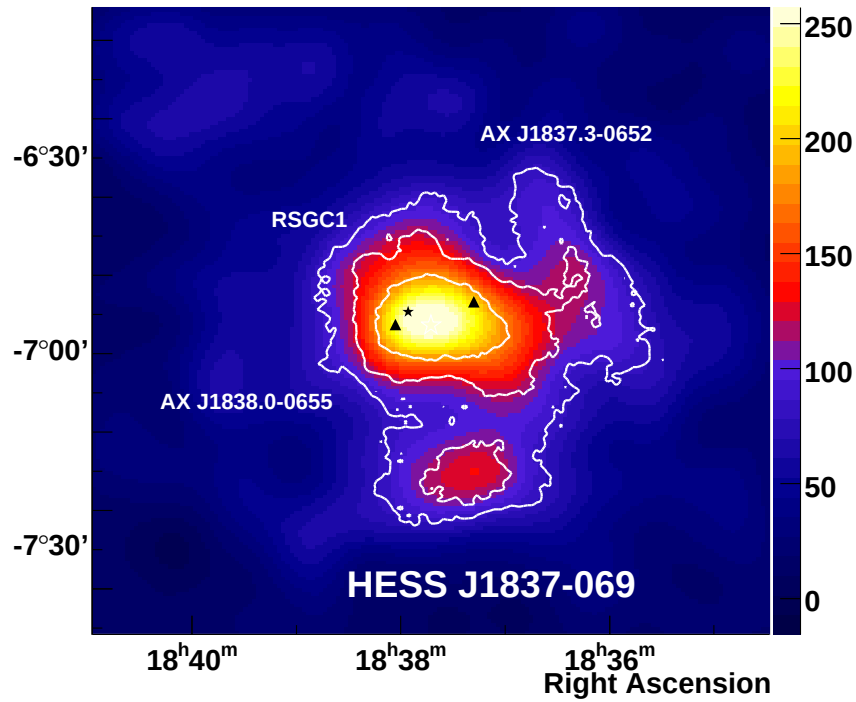


FIGURE 6.2 – Carte en excès lissée avec une gaussienne de la taille de la PSF ($\sim 4'$). En blanc sont représentés les contours de significativité pour 7, 10 et 15 σ . Les deux triangles noirs représentent la position des deux sources dans le domaine des rayons X : AX J1838.0-0655 et AX J1837.3-0652. Les observations Chandra montrent que ces deux sources sont ponctuelles, et entourées par une émission diffuse, rappelant les nébuleuses de pulsars. L'étoile représente l'amas d'étoiles massif RSGC1 situé à ~ 6.6 kpc (Figer et al. 2006), lequel pourrait être le lieu de naissance du pulsar.

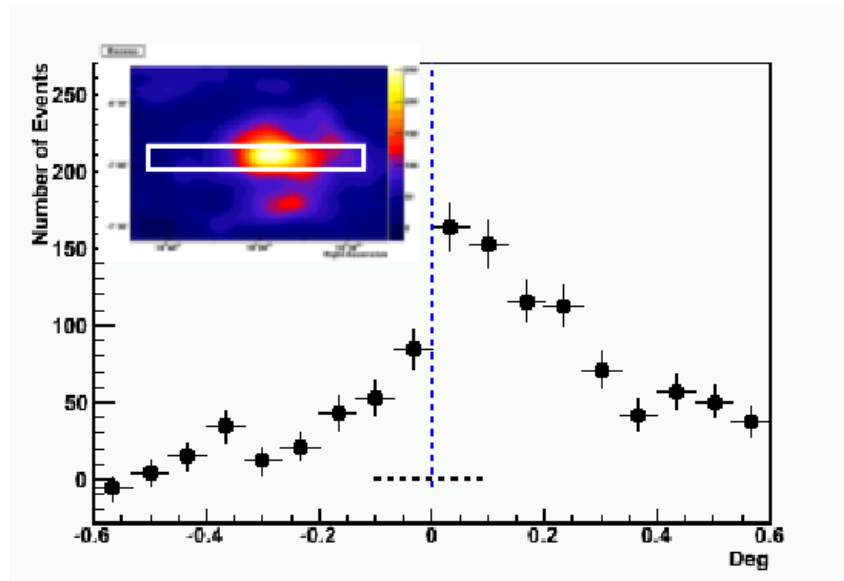


FIGURE 6.3 – Cette figure représente le profil des excès le long de l’axe de l’ascension droite, et centré sur le pulsar PSR J1838-0655, le long d’une tranche de 0.2° de large. La carte du ciel montrée est une carte d’excès lissée avec la PSF, la boîte blanche représentant la région d’intégration pour le profil.

Analyse spectrale

Le spectre de très haute énergie (cf figure 6.5) a été extrait d’une région circulaire centrée sur la position, de rayon équivalent à 1σ de la gaussienne ajustée, soit 0.22° , pour éviter une contamination possible de la seconde source.

Prendre cette taille de source, implique, dans l’hypothèse d’une source gaussienne symétrique à 2 dimensions, que l’on ne prend en compte que 39% du flux total. Il faut donc corriger le flux ajusté par un facteur ~ 2.5 , en supposant que l’indice spectral ne varie pas.

La distribution d’énergie dans la région d’intégration (c’est à dire non corrigée) est bien représentée par une loi de puissance, d’indice $\Gamma = 2.34 \pm 0.04_{\text{stats}} \pm 0.1_{\text{syst}}$ et de normalisation : $\Phi_0 = 3.4 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.68(\text{sys}) 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

En appliquant la correction du flux, on obtient un flux intégré $F(>200 \text{ GeV}) = (5 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 1_{\text{sys}}) 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Cette valeur est relativement supérieure à l’analyse initialement présentée dans le papier de découverte, mais reste tout de même confiné dans les erreurs systématiques.

En prenant une région d’intégration plus large, d’un rayon de 0.4° , ce qui correspond à 2σ (c’est-à-dire 85% du flux total), et en supposant que la contamination par la seconde source est négligeable, nous obtenons un spectre dont l’indice ajusté est de $2.44 \pm 0.04_{\text{stats}} \pm 0.1_{\text{syst}}$, c’est-à-dire, ou l’indice est plus faible que précédemment, et un flux dans cette région de : $\Phi_0(1 \text{ TeV}) = 8.5 \pm 0.24(\text{stat}) \pm 1.6(\text{sys}) 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cela implique, après correction des effets de PSF, un flux $F(>200 \text{ GeV}) = 7.3 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ supérieur de 50% à celui corrigé précédemment. Soit une luminosité de $\sim 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$ pour une distance de 6 kpc. Cela montre que le modèle de gaussienne symétrique

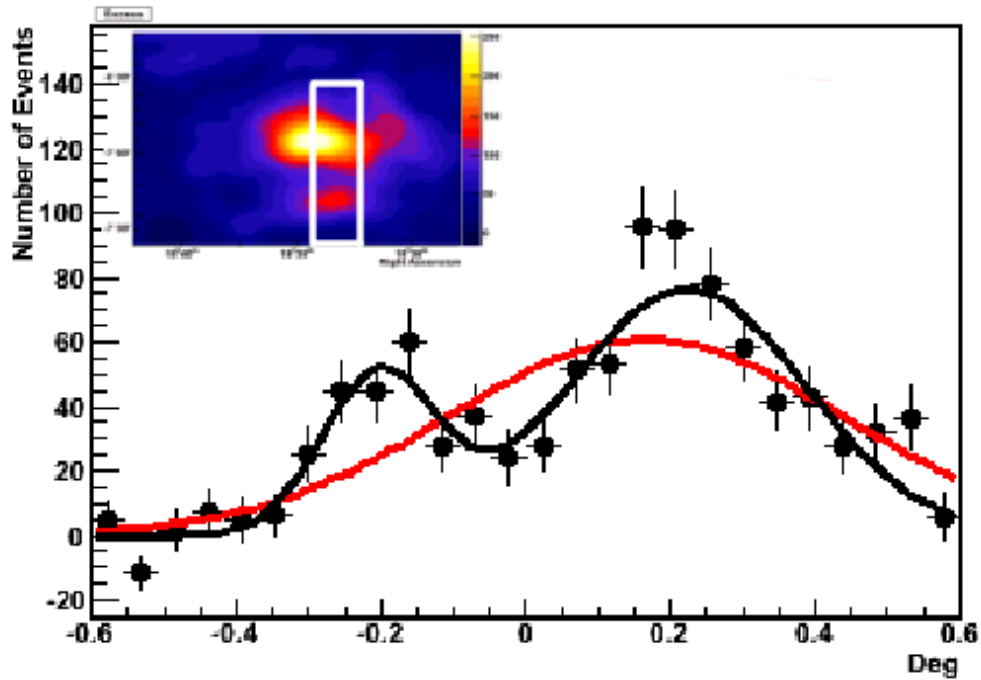


FIGURE 6.4 – Profil de la carte d'excès le long de l'axe des déclinaisons, intégré sur une largeur de 0.2° , contenant la source principale ainsi que la seconde candidate. Le profil est ajusté avec une gaussienne simple (courbe rouge), ainsi qu'une somme de deux gaussiennes (courbe noire). La carte en excès du ciel lissée avec la PSF ($\sim 4'$) est montrée en encart, la boîte blanche représentant la portion du ciel utilisée pour faire le profil.

à 2 dimensions utilisé n'est pas vraiment adapté.

Présence d'un vieillissement de population ?

La source étant assez étendue, il est possible de tester la présence d'un changement d'indice spectral en fonction de la distance au pulsar. Une telle signature confirmerait la nature leptonique de l'émission VHE, et renforcerait l'association avec le pulsar. La cause principale de ce changement d'indice en fonction de la distance serait la perte synchrotron, dans le champ magnétique ambiant de la nébuleuse. Une signature claire de variation spectrale suppose aussi un flot de particules principalement radial dans lequel les particules les plus éloignées de la source, sont aussi les particules les plus âgées. Dans ce scénario les électrons les plus éloignés du pulsar ont subi plus longtemps les effets du champ magnétique, et donc sont davantage refroidis, ce qui a pour conséquence de donner un indice spectral de plus en plus élevé à mesure que l'on s'éloigne du pulsar⁵³.

A contrario, dans le cadre d'une émission hadronique, il est difficile d'envisager ce genre

53. Une telle variation a été mise en évidence sur HESS J1825-137 (Aharonian et al. 2006d) qui possède deux atouts majeurs pour faire cette étude : sa large extension, ainsi qu'un flux élevé.

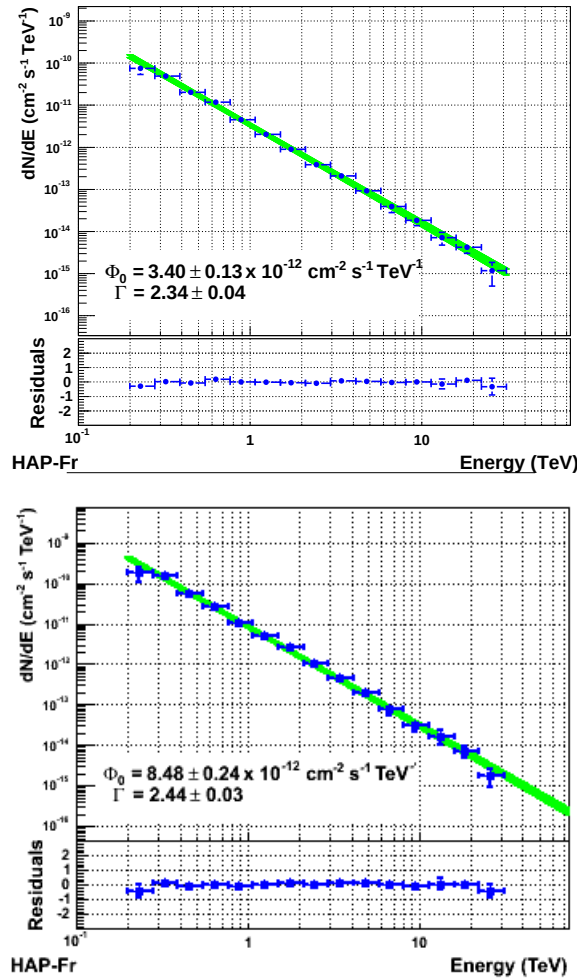


FIGURE 6.5 – (*haut*) Spectre de HESS J1837-069, pris dans une région d'intégration circulaire, centré sur la position ajustée de la source, avec un rayon équivalent à 1σ de la gaussienne ajustée, c'est à dire 0.22° . (*bas*) Spectre ajusté sur une région circulaire d'intégration de 0.4° centré sur la même position que précédemment.

de variation, car les pertes par rayonnement synchrotron sont négligeables en comparaison des pertes par interactions p-p.

Pour tester la possibilité de l'amollissement spectral, nous avons défini quatre régions d'intérêt. La première est un disque centré sur le pulsar, les autres étant des morceaux d'anneau, dont les bords sont distants de 0.1° (voir figure 6.6). La forme de ces régions d'intérêt n'étant pas usuelle dans la chaîne d'analyse de HESS, le fond est évalué sur des disques de surface équivalente, selon la méthode des OFF multiples. Pour faire la reconstruction spectrale, nous avons aussi choisi les surfaces efficaces calculées avec l'hypothèse de contenance totale⁵⁴ (cf section 3.2.1.4).

54. On suppose ici que les pertes d'événements aux bords des régions à cause de la PSF se compensent par les gains des autres régions par ce même effet.

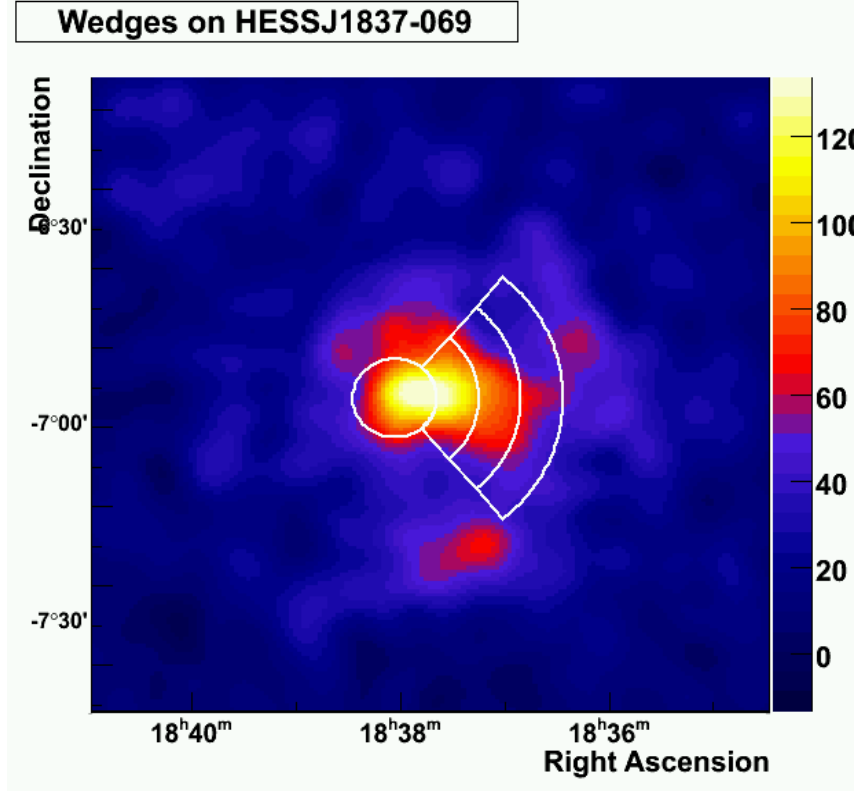


FIGURE 6.6 – Carte en excès de la région de HESS J1837-069, montrant les régions d'intérêt utilisées pour l'extraction spectrale.

Le résultat de l'ajustement spectral dans chacune des régions est reporté dans le tableau 6.1, ainsi que dans la figure 6.7. Il y a une légère variation de l'indice spectral en fonction de la distance au pulsar dont nous pouvons quantifier la significativité, en cherchant l'écart de la distribution des points, par rapport à une constante. En ajustant une constante sur les différents indices spectraux, nous obtenons alors une valeur moyenne de $\Gamma_{const} = 2.32 \pm 0.05$ avec une valeur de χ^2 de 14 pour 3 degrés de liberté, ce qui donne une probabilité de $2.9 \cdot 10^{-3}$, soit un niveau de confiance supérieur à 2.7σ . On considère cependant que ce niveau n'est pas suffisant, en particulier à cause des systématiques qui ne sont pas prises en compte dans cette évaluation.

	Γ	Φ_0 ($10^{-13}\text{TeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
W0	2.18 ± 0.08	9.76 ± 0.66
W1	2.23 ± 0.09	9.74 ± 0.60
W2	2.44 ± 0.11	9.49 ± 0.71
W3	2.68 ± 0.12	9.89 ± 0.91

TABLE 6.1 – Paramètres spectraux obtenus lors de l'ajustement spectral dans chacune des régions.

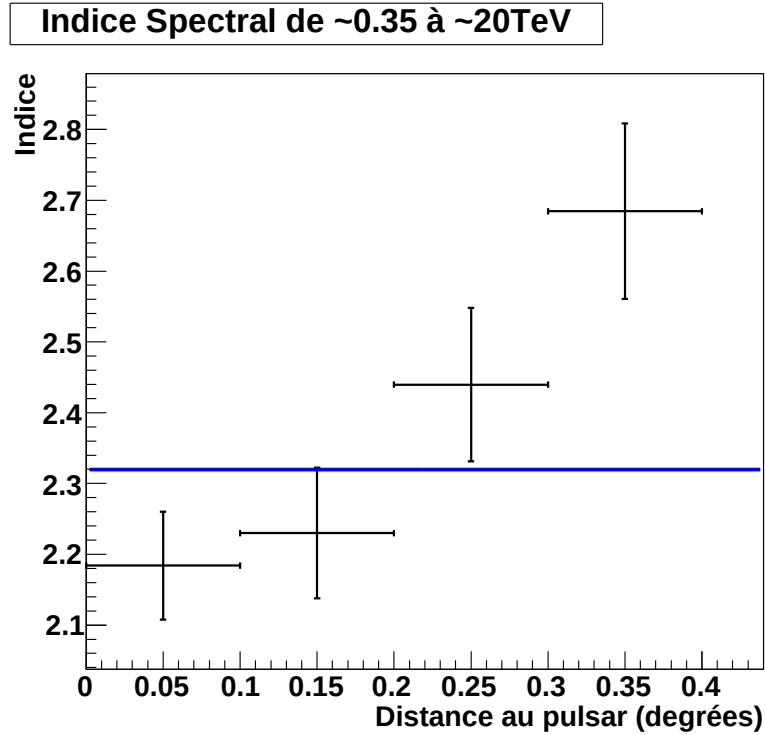


FIGURE 6.7 – Graphique représentant l’indice spectral ajusté en fonction de la distance au pulsar. La courbe bleue représente la valeur moyenne de l’indice le long de la nébuleuse, en prenant en compte les erreurs statistiques sur les indices.

A la recherche d’interactions avec la matière moléculaire.

Pour expliquer l’asymétrie deux grandes raisons peuvent être invoquées : la vitesse intrinsèque du pulsar, acquise lors de l’explosion de l’étoile , ou la présence d’un choc en retour asymétrique.

Au moment de l’effondrement de l’étoile massive, la présence d’instabilités rend celui-ci asymétrique, ce qui donne une vitesse importante au pulsar pouvant atteindre quelques milliers de km/s. Ici, la distance entre la position ajustée de la source et la position du pulsar est de l’ordre de 0.08° , ce qui impliquerait une vitesse de : $\sim 350(\frac{d}{6\text{kpc}})$ km/s, en faisant l’hypothèse que l’âge caractéristique est égal à l’âge réel. Cette vitesse est acceptable, en comparaison de la distribution connue des vitesses des pulsars (Faucher-Giguère & Kaspi 2006). Le déplacement du pulsar par rapport au centre de l’émission à très haute énergie pourrait donc être expliqué par une vitesse intrinsèque acquise au moment de sa formation.

Alternativement, un autre phénomène pourrait être à l’origine d’une telle asymétrie : l’interaction asymétrique de la nébuleuse avec le choc en retour. Il semble d’ailleurs que cette hypothèse est l’explication privilégiée pour HESS J1825-137 (Aharonian et al. 2005f; Lemièrre 2006). Pour voir si cette hypothèse est possible, il faut rechercher la présence de surdensités dans la matière interstellaire au voisinage de la source, et du côté opposé à l’axe qui va du pulsar vers le centre de gravité de l’émission au TeV. Un aspect intéressant

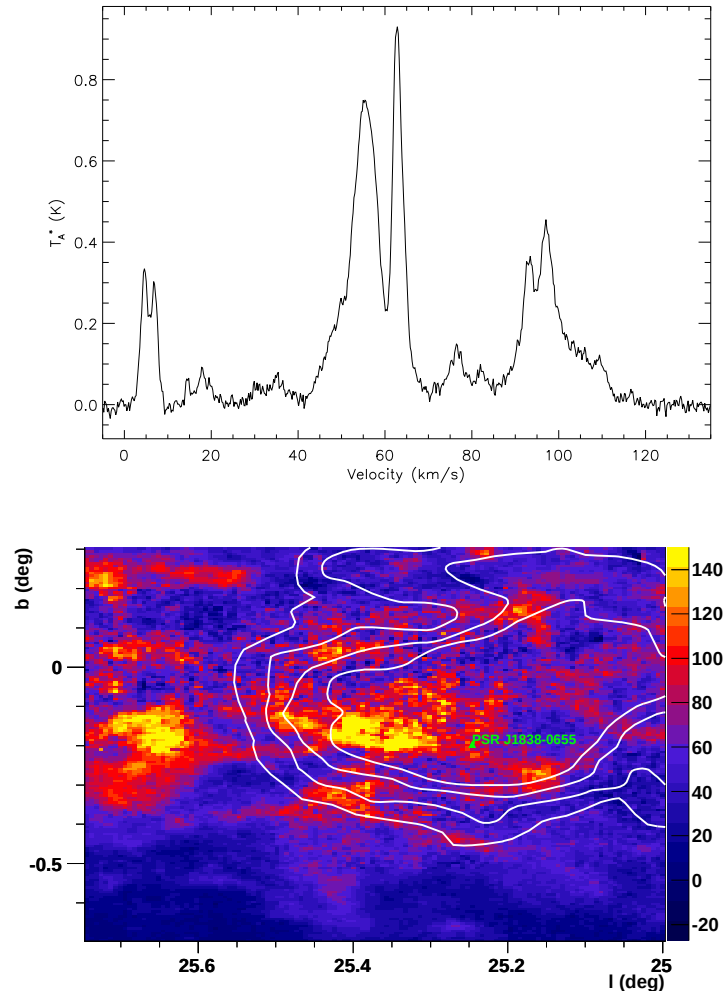


FIGURE 6.8 – (haut) Distribution de la température d’antenne dans un cercle de 0.2° autour du pulsar, dans les données du ^{13}CO . (bas) Image intégrée pour une vitesse de 93 km.s^{-1} , en blanc sont les contours de signification de l’émission H.E.S.S., .

de cette recherche de nuages est la possibilité d’avoir par la même occasion, un estimateur possible de la distance. En effet, la distance des différents objets astrophysiques est assez difficile à obtenir, sinon, le plus souvent avec de grandes incertitudes. L’association entre un nuage et une nébuleuse permet d’avoir un autre estimateur de distance.

Pour valider l’hypothèse d’une interaction avec le choc en retour, nous avons recherché des inhomogénéités dans le voisinage du pulsar. Pour cela, nous avons regardé les données du monoxyde de carbone ^{13}CO (Jackson et al. 2006) qui montrent 4 pics, dont trois sont d’intéressants candidats.

Les trois pics principaux ont une vitesse de 52 km.s^{-1} , 63 km.s^{-1} et 95 km.s^{-1} (cf figure 6.8), ce qui correspond, en utilisant le modèle de rotation de la galaxie de Clemens (1985) à des distances respectives de : $\sim 3.5 \text{ kpc}$ (ou 11.8 kpc), $\sim 4 \text{ kpc}$ (ou 11.4 kpc) et $\sim 5.5 \text{ kpc}$ (ou 9.8 kpc). Les valeurs entre parenthèses représentent les valeurs des distances

les plus éloignées lorsqu'il y a deux solutions pour une vitesse donnée.

On retrouve les mêmes nuages dans les données ^{12}CO , ainsi qu'un nuage massif possiblement proche (580 pc ou 14 kpc), pour lequel une densité de colonne de $2.10^{22} \text{ cm}^{-2}$ peut être dérivée, en utilisant la correspondance entre la température d'antenne et la masse des nuages (Lemière 2006). La grande valeur de la densité de colonne trouvée par l'analyse des données X ($n_H = 4.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) peut donc être expliquée en partie si ce nuage se situe en avant plan.

6.2.3 Discussions et Conclusions

La nouvelle analyse spectrale montre des résultats en relatif accord avec la publication, cependant, comme nous l'avons montré, l'émission totale de la source a été sûrement sous-estimée, car mal représentée par une gaussienne à deux dimensions. La luminosité dans la bande 1-10 TeV, en prenant la plus grande estimation du flux, correspond à un coefficient de conversion de 1.8% de l'énergie rotationnelle du pulsar. Cette valeur est supérieure aux sources ponctuelles, telle PSR J1846-0258 (associé à kes 75) possédant un coefficient de 0.5%, mais inférieure à la source étendue de référence pour notre domaine : HESS J1825-137 (associée à PSR B1823-13), avec un coefficient de 4%. Cette valeur est aussi comparable à certains candidats pulsar/nébuleuse, comme HESS J1809-193, possiblement associé au pulsar PSR J1809-1917, et qui a un coefficient de conversion de 1.7%

Le profil longitudinale de la source présente une asymétrie avec un excès d'émission vers le pulsar, qui rappelle ce qui a été observé pour la source HESS J1825-137.

L'extraction spectrale dans des régions situées le long de l'axe principal de l'objet, suggère un refroidissement de la population émettrice, avec une significativité de 2.7σ . Un tel indice serait l'indication d'une émission de nature leptonique, et contraire à l'hypothèse hadronique. Nos incertitudes systématiques sont cependant trop importantes dans ce cas pour conclure avec certitude.

La recherche de matériel moléculaire en utilisant les différentes données disponibles, grâce aux relevés du ^{13}CO et ^{12}CO , montre des candidats intéressants, mais pas d'association claire.

Cette nouvelle analyse montre des éléments supplémentaires renforçant l'association avec le pulsar. L'interprétation de cette émission comme une nébuleuse relique semble très vraisemblable. Les données supplémentaires par Fermi, H.E.S.S, mais surtout CTA, pour sa meilleur sensibilité et résolution angulaire, devraient permettre de lever les ambiguïtés et de confirmer la nature de cette émission.

Enfin l'analyse montre la présence d'une seconde source au sud de HESS J1837-069, avec une confiance de 95%.

6.3 HESS J1303-631

6.3.1 Introduction

HESS J1303-631 est une source proche du plan galactique. Elle a été découverte par hasard, lors de l'observation du système binaire PSR B1259-63/SS 2883, lequel est composé d'un pulsar en orbite autour d'une étoile massive de type Be. Ce dernier a aussi été détecté par H.E.S.S., mais uniquement lors du passage au voisinage du periastré qui se fait tout les 3.5 ans (Aharonian et al. 2005d, 2009b). Elle se révèle bien plus brillante que le système binaire, et apparaît très rapidement dans les observations, ce qui créa de l'effervescence au sein de la collaboration pour comprendre si c'était réellement une source, ou un artefact issu du télescope lui même, en effet il n'y avait pas d'objet connu dans la région dont on pouvait attendre une telle émission. Ce fut la première source non-identifiée vue par H.E.S.S., qui a été depuis suivie par bien d'autres découvertes, lors du balayage du plan galactique.

Cette source présente une morphologie étendue au TeV, de taille $\sigma=0.16\pm0.02^\circ$, après ajustement de l'émission en excès par un profil gaussien. Le maximum de significativité est de 21σ , pour un temps total d'observation de 48.6 heures. Le spectre de cette source, mesuré à l'époque, était bien reproduit par une loi de puissance d'indice de $\Gamma=2.44\pm0.05_{stat} \pm 0.2_{syst}$, et un flux différentiel de : $\Phi_0(1\text{TeV}) = (4.3 \pm 0.3) 10^{-12} \text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{TeV}^{-1}$, ce qui représente un flux intégré de 17% de celui de la nébuleuse du crabe.

Une courte observation dans le domaine X, obtenue avec *Chandra*, n'a pas montré de signal significatif en provenance de la position ajustée de la source, ni les 49 ks d'observation avec le satellite *ROSAT* : aucune contrepartie évidente n'a été trouvée dans le champ de vue (Mukherjee & Halpern 2005). Ces auteurs placent une limite supérieure sur le flux X diffus (2-10 keV) $F_X(2-10\text{keV}) = 5.4 10^{-12} \text{ergs.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ en provenance du champ de vue total de *Chandra* (en supposant un indice de $\Gamma=2.0$ et une densité de colonne d'hydrogène de $2 10^{22} \text{cm}^{-2}$). Les différents relevés dans le domaine Radio ou X, ne semblent pas non plus montrer de contrepartie claire (objets étendus tels que les restes de supernova).

Différents scénarios ont été invoqués pour expliquer l'origine de cette émission au TeV. L'émission due à la désintégration de matière noire, une hypothèse d'émission d'origine hadronique (reste d'un sursaut γ par exemple), ou l'hypothèse d'une émission en provenance d'une nébuleuse de pulsar.

L'éventualité d'une désintégration de matière noire à été discutée par Ripken et al. (2008), en utilisant deux candidats possibles pour la matière noire : les neutralinos et les particules de Kaluza-Klein, et en utilisant les profils de densité de Navarro-Frenk-White ainsi que celui de Moore. Cependant, les distributions d'énergie spectrale attendues, ainsi que la morphologie de la zone d'émission ne reproduisent pas très bien ceux mesurés par H.E.S.S., et les auteurs en concluent que l'émission au TeV par annihilation de matière noire est assez peu probable pour expliquer cette source.

L'hypothèse d'une émission hadronique, en supposant un spectre d'indice $\Gamma=2$ avec une coupure entre 20 et 50 TeV, donne une énergie totale dans les rayons cosmiques de $2 - 5 \times 10^{49} \left(\frac{\text{d}}{1 \text{ kpc}}\right)^2 \left(\frac{\text{n}}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{erg}$. La recherche de nuages cibles donne plusieurs possibilités d'association, dont une en coïncidence avec l'amas d'étoile Cen OB1, contenant

Nom	Dist. (min. arc)	P s	Puissance (erg.s ⁻¹)	Age (année)	Dist. TC93 (kpc)	Dist. CL02 (kpc)
J1302-6313	4.9	0.968	1.8 10 ³²	2.42 10 ⁶	28.06	8.86
J1303-6305	6.9	2.307	7 10 ³⁰	1.68 10 ⁷	13.62	6.16
J1301-6310	10.4	0.664	7.6 10 ³³	1.86 10 ⁵	2.06	1.85
J1301-6305	10.6	0.185	1.7 10 ³⁶	1.1 10 ⁴	15.84	6.65
J1305-6256	22.6	0.478	7.6 10 ³²	3.59 10 ⁶	30.0	12.08

TABLE 6.2 – Tableau de la liste des pulsars du catalogue ATNF au voisinage de HESS J1303-631. Nous donnons le nom du pulsar, la distance angulaire avec le centre de la source H.E.S.S., la période, la puissance rotationnelle, l’âge caractéristique, la distance en utilisant [Taylor & Cordes \(1993\)](#) et la distance trouvée par [Cordes & Lazio \(2002\)](#).

~20 étoiles de type O9 et distantes d’environ 2.2 kpc. L’énergie totale calculée à partir du vent et de l’âge des étoiles est alors de l’ordre de $8 \cdot 10^{51}$ erg ([McClure-Griffiths et al. 2001](#)).

L’interprétation de cette source comme une nébuleuse de pulsar semble être assez naturelle au vu des derniers résultats galactiques de H.E.S.S., qui montrent un grand nombre de sources non-identifiées pouvant être associées à des nébuleuses de pulsars.

Il existe 5 pulsars dans le voisinage de HESS J1303, dont nous rappelons les caractéristiques dans le tableau 6.2. La plupart de ces pulsars peuvent être éliminés comme contreparties possibles, car ils ont un âge trop important et une énergie rotationnelle trop faible.

Cependant le plus énergétique, PSR J1301-6305, est un candidat intéressant : il possède une puissance élevée et est assez jeune. La mesure de sa distance est assez importante dans la discussion de sa possible association. En effet, il y a de larges incertitudes sur la distance déduite de la mesure de dispersion du pulsar qui passe de 15.84 kpc avec le modèle de [Taylor & Cordes \(1993\)](#), à 6.65 kpc pour celui de [Cordes & Lazio \(2002\)](#). L’efficacité apparente de conversion dans le cas de la distance la plus lointaine est de 37%, tandis qu’il devient de l’ordre de 6% pour la distance la plus proche. Dans ce dernier cas, le coefficient de conversion est bien plus raisonnable et comparable à celui d’une autre source, HESS J1825-137, associée de manière ferme avec le pulsar PSR B1823-13 (cf chapitre 4).

Une longue exposition sur le système binaire au voisinage de cette source a été effectuée lors de son passage au périastre en 2007, procurant aussi une large exposition sur HESS J1303-631 et justifiant une ré-analyse des données. Ces nouvelles données vont nous permettre aussi de re-discuter la nature de l’émission par le biais d’une analyse morphologique et spectrale.

6.3.2 Nouvelle analyse des données H.E.S.S

La figure 6.9 montre la carte des excès de la région, ainsi qu’un certain nombre d’objets possiblement émetteurs à haute énergie.

Les données prises en 2007 pour le passage au périastre, portent à 121 heures le temps

total d'observation de cette source, en utilisant une liste d'observations avec un critère de qualité QC65 (cf section 3.3). Avec les nouvelles données, la significativité de la source passe à 31.2σ , pour une angle zénithal moyen de 43° .

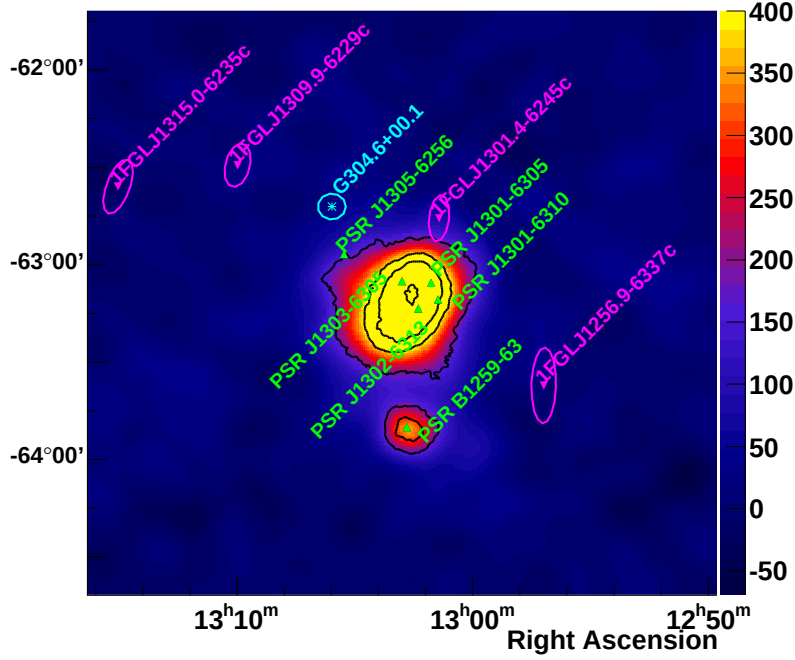


FIGURE 6.9 – Image en excès de la région de HESS J1303-631, lissée à 0.07° (correspondant au rayon de contenance à 68% de la PSF). En noir sont représentés les contours de significativité de 7,15,20 et 30σ . Les pulsars issus du catalogue ATNF les plus proches de la source H.E.S.S. sont en vert, tandis que le reste de supernova G304.6+0.1 (aussi connu sous le nom de kes 17) est en bleu. Les ellipses violettes indiquent les contours de confiance de la position des sources du premier catalogue de Fermi (Abdo et al. 2010a). Le système binaire PSR B1259-63/SS 2883, visible aussi au TeV, est situé au sud.

6.3.2.1 Analyse morphologique

Nous avons aussi évalué la position en ajustant une gaussienne symétrique à 2 dimensions sur la carte des excès. La nouvelle position ainsi obtenue est : $\alpha = 13^h02^m52.32^s$, $\beta = -63^\circ11'59.3''$ (J2000), avec une incertitude de $0.6'$ sur chaque axe. Cette position est à $1'$ de la position initialement publiée, ce qui est à l'intérieur des barres d'erreurs. L'extension trouvée est de $\sigma = 0.17 \pm 0.01^\circ$, compatible également dans les erreurs statistiques avec la position publiée en 2005.

6.3.2.2 Analyse spectrale

La quantité et la qualité des données sur cette source nous permet de choisir un critère de qualité de QC80 (cf section 3.3) pour la sélection des runs choisis pour l'analyse spectrale. Pour éviter la contamination du système binaire dans nos données, nous avons choisi de prendre un rayon d'intégration de la région de seulement deux fois la taille trouvée précédemment, soit 0.32° . L'hypothèse de contenance totale que l'on utilise pour faire les tables n'est pas totalement satisfaite ici.

En faisant l'hypothèse d'une morphologie gaussienne de la source, et en supposant que l'émission au-delà de la région d'intégration possède le même spectre, nous prenons en compte, $\sim 85\%$ de l'émission totale dans la région d'intégration. Les résultats de l'analyse spectrale sont donnés dans la figure 6.10.

Pour une loi de puissance simple, le spectre a pour indice spectral $\Gamma = 2.37 \pm 0.03$ et pour flux $\Phi_0(1\text{TeV}) = (4.85 \pm 0.13) 10^{-12} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$.

Le spectre obtenu en choisissant une loi de puissance avec une coupure exponentielle donna un indice de $\Gamma = 1.91 \pm 0.06$, un flux de $\Phi_0(1\text{TeV}) = (4.78 \pm 0.14) 10^{-12} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, et une valeur de l'énergie de coupure de $E_C = 7.82 \pm 1.18 \text{TeV}$, pour un rapport de vraisemblance $\lambda = 77.9$, ce qui favorise grandement l'hypothèse de la loi avec coupure exponentielle par rapport à la loi de puissance simple (significativité de $\sim 8.8\sigma$).

En prenant en compte la correction due à son intégration partielle (l'hypothèse de contenance totale non satisfaite⁵⁵), nous avons un flux totale $\Phi(1 - 10\text{TeV}) = 1.4 10^{-11} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

6.3.2.3 Morphologie en fonction de l'énergie

Pour tester la signature d'une nébuleuse relique issue du pulsar énergétique PSR J1301-6305, le candidat le plus sérieux pour expliquer l'émission au TeV, nous avons eu recours à une analyse morphologique en fonction de l'énergie.

Pour effectuer cette analyse, nous avons fait plusieurs cartes en ne gardant que les événements possédant une énergie supérieure à la valeur choisie (0,2,4,6,8,10,12 et 14 TeV). Pour chacune de ces cartes, les acceptances radiales ont été recalculées dans les mêmes conditions.

Nous avons projeté les événements en excès dans une boîte de $1^\circ \times 0.2^\circ$ reliant le pulsar et la position obtenue par ajustement d'une gaussienne bi-dimensionnelle sur la source. Le profil ainsi obtenu est regroupé par bandes de 0.05° , pour former un total de 20 intervalles.

On observe un déplacement claire du centre de l'émission dans la direction du pulsar candidat, ainsi qu'un rétrécissement de sa taille (cf tableau 6.3 et figure 6.11).

55. Nous faisons l'hypothèse que seul le flux de la source est affectée par la limitation du rayon d'intégration, et que donc l'indice spectral n'est pas affecté par la non prise en compte des $\sim 15\%$ de photons en dehors de la zone d'intégration.

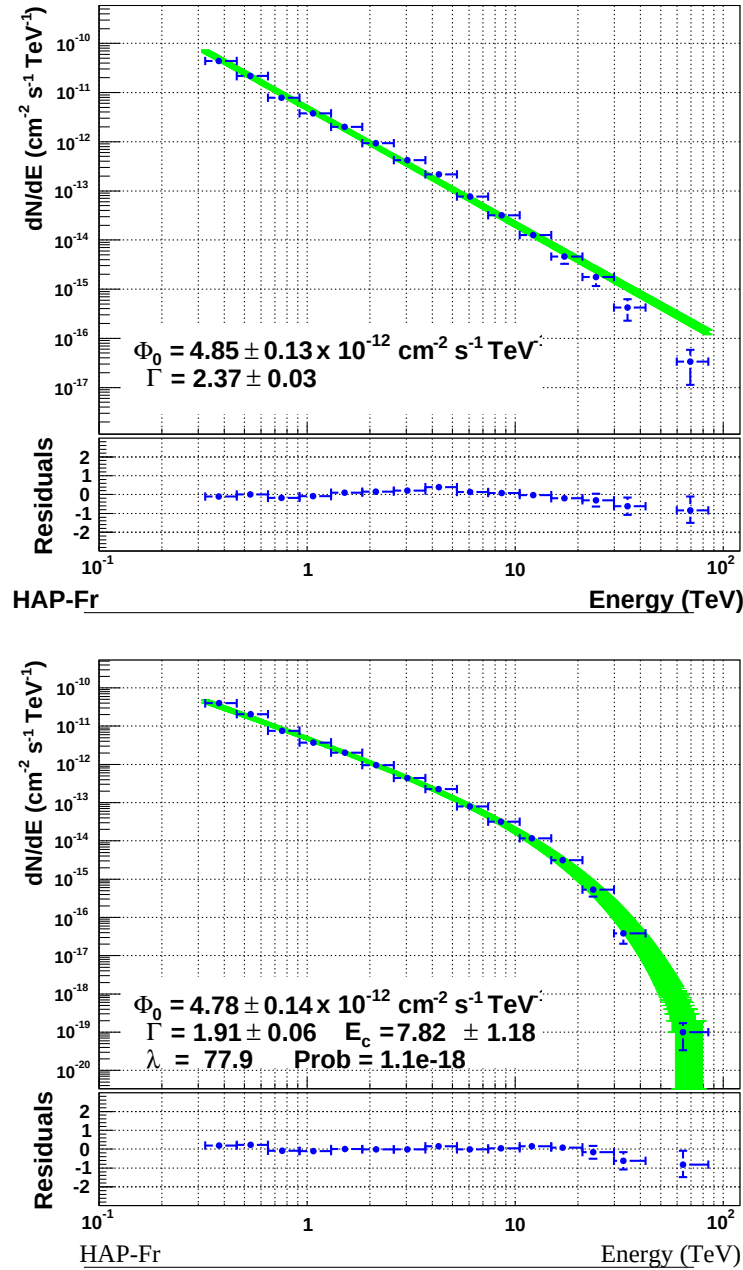
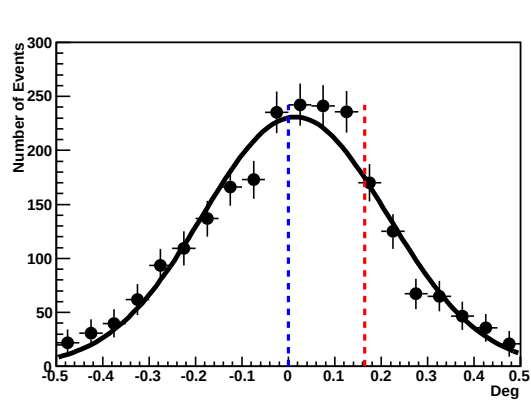
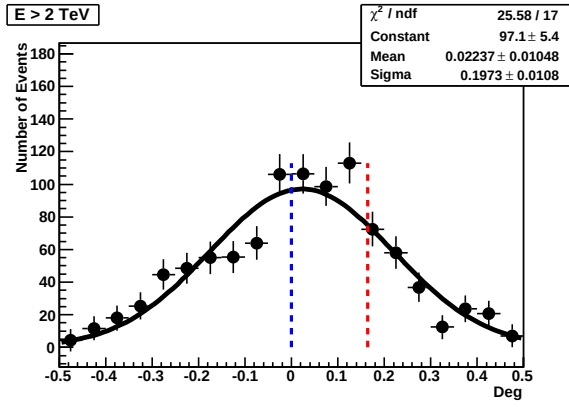
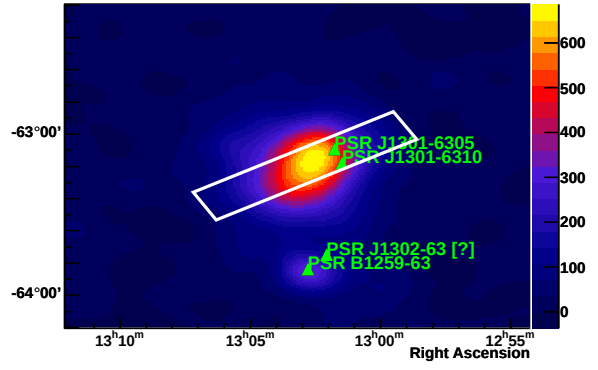


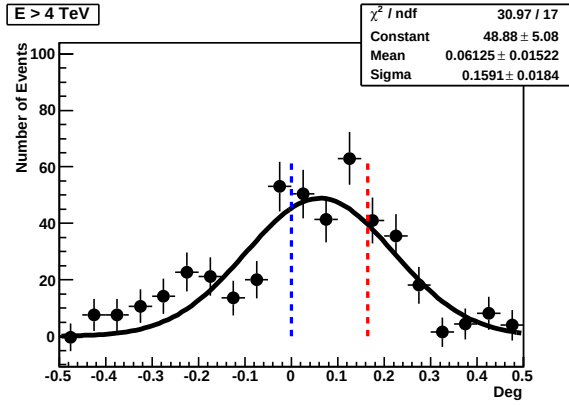
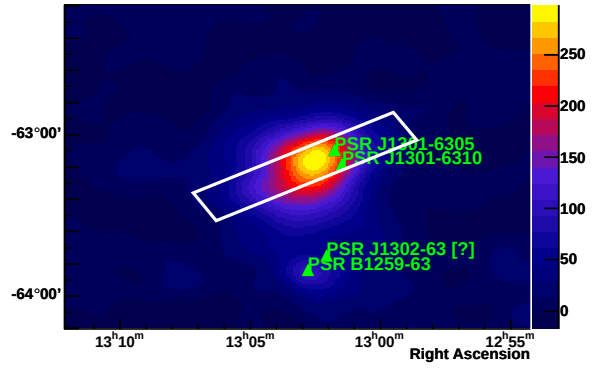
FIGURE 6.10 – (*haut*) Spectre obtenu pour les données de HESS J1303-631 en supposant une loi de puissance. (*bas*) Spectre obtenu en faisant l'hypothèse d'une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Dans les deux cas, les résultats de l'ajustement des paramètres sont donnés à l'intérieur de la région d'intégration. La correction du flux pour l'intégration partielle n'est pas appliquée sur ces figures (voir texte). La coupure exponentielle est très largement favorisée avec un rapport de vraisemblance de $\lambda=77.9$.



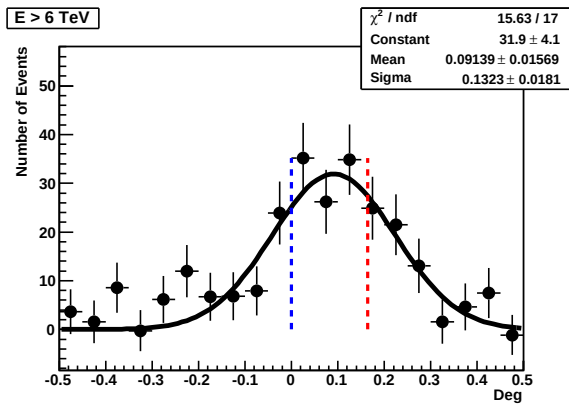
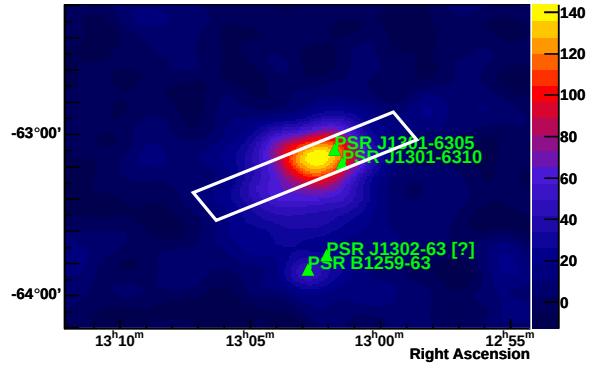
E > 0 TeV



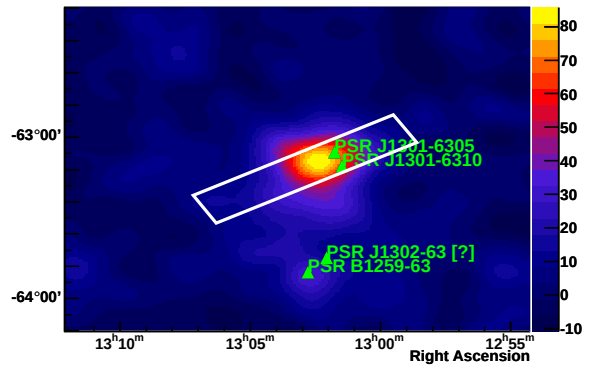
E > 2 TeV



E > 4 TeV



E > 6 TeV



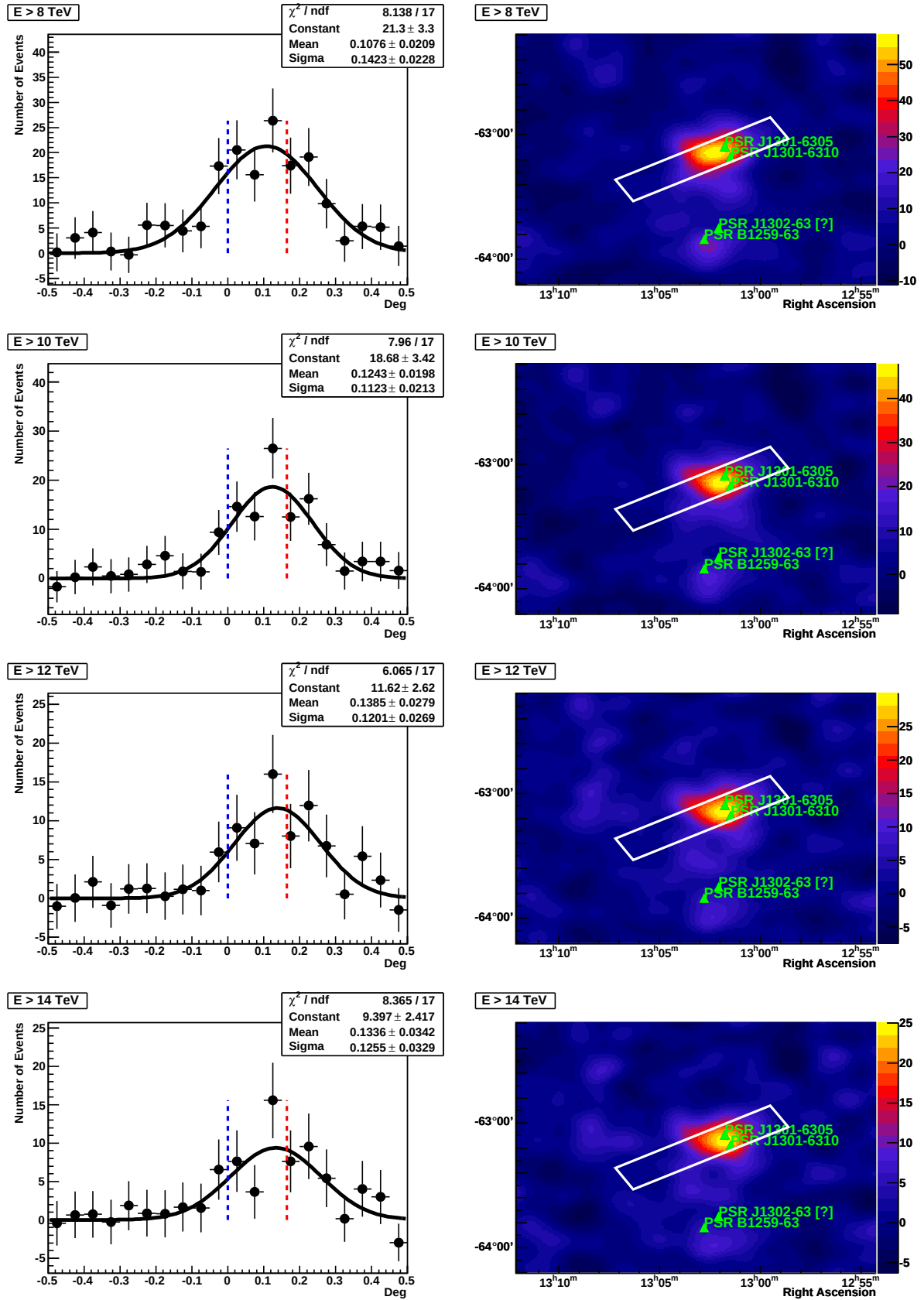


TABLE 6.3 – Images des profils de l'émission dans une boîte de $1.0^\circ \times 0.2^\circ$ centrée sur la position ajustée de l'émission, et orienté 30° pour passer par la position du pulsar PSR J1301-6305, en fonction de l'énergie. A droite figurent les cartes en excès correspondantes, lissées avec une gaussienne de largeur $\sim 5'$. La ligne pointillée bleue représente la position du centre de l'émission ajustée, tandis que la ligne rouge représente la position du pulsar PSR J1301-6305.

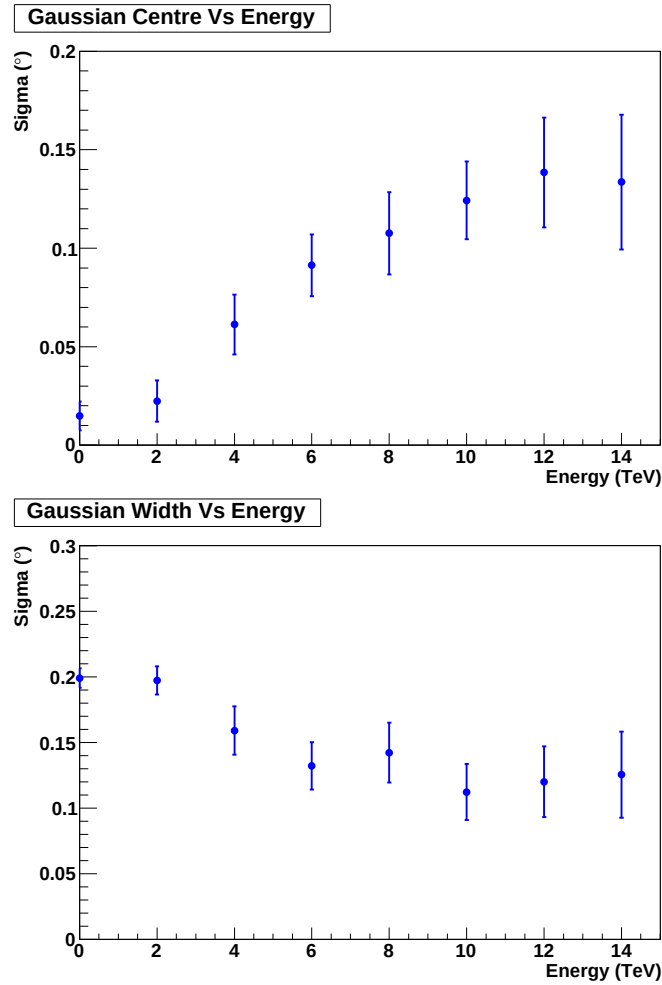


FIGURE 6.11 – Graphique de la valeur ajustée du centre (*haut*) et de la largeur (*bas*) de la gaussienne en fonction de l'énergie. L'émission au TeV rétrécit et se déplace très clairement vers le pulsar.

6.3.3 Interprétation

Le flux entre 1 et 10 TeV en provenance de la source est de $1.4 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, soit $\sim 21\%$ du flux du Crabe dans la même bande en énergie. En utilisant la distance de 6 kpc issue de la mesure de dispersion du pulsar pour le modèle de Cordes & Lazio (2002), nous obtenons une luminosité de la source de $L_{1-10\text{TeV}} = 6.1 \cdot 10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$, soit un coefficient de conversion de l'énergie du pulsar de l'ordre de 3.6%. La nouvelle analyse spectrale privilégie la présence d'une loi de puissance avec coupure exponentielle à environ $\sim 8\sigma$.

L'analyse des nouvelles données en provenance de cette source confirme le résultat de la morphologie précédemment publié. Elles ont permis aussi de faire une analyse en fonction de l'énergie. Cette étude révèle un déplacement du barycentre de l'émission au TeV en fonction de l'énergie. Plus elle augmente, plus le barycentre se déplace dans la direction du pulsar PSR J1301-6305. Ce déplacement s'accompagne aussi d'un rétrécissement de

la taille intrinsèque de la source. Ces caractéristiques sont typiques de ce qui est attendu pour les nébuleuses reliques (cf chapitre 4). Les électrons les plus énergétiques sont les plus proches du pulsar émetteur, car ils sont plus jeunes, et n'ont pas encore perdu beaucoup d'énergie. Il semble donc légitime d'associer l'émission de HESS J1303-631 au pulsar PSR J1301-6305.

L'analyse spectrale peut aussi donner des informations sur l'âge de la nébuleuse. La coupure spectrale à ~ 8 TeV implique, si l'on considère que les photons cibles de l'émission Compton inverse proviennent essentiellement du fond de rayonnement fossile, une énergie sous-jacente des électrons d'environ 50 TeV. Si nous considérons un champ magnétique faible interstellaire de l'ordre de $5 \mu\text{G}$, alors cela implique que la durée de vie des électrons les plus énergétiques est de l'ordre de 10000 ans ce qui reste tout à fait compatible avec l'âge caractéristique du pulsar PSR J1301-6305 (11 000 ans).

6.4 Analyse de HESS J1356-645

6.4.1 Introduction

Le pulsar énergétique PSR J1357-6429, découvert par [Camilo et al. \(2004\)](#) a une puissance rotationnelle de $3.1 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ pour un âge caractéristique de 7300 ans et une période de 266 ms. La mesure de dispersion de ce pulsar implique une distance de 4.1 kpc avec le modèle de [Taylor & Cordes \(1993\)](#) et 2.5 kpc pour [Cordes & Lazio \(2002\)](#). Étant donnée sa latitude galactique ($b=-2.5$), cela se traduit par une distance au plan galactique de l'ordre de 100 à 200 pc.

Cette source a été observée dans le domaine des rayons X avec le satellite *Chandra* ainsi que *XMM-Newton* ([Esposito et al. 2007](#); [Zavlin 2007](#)).

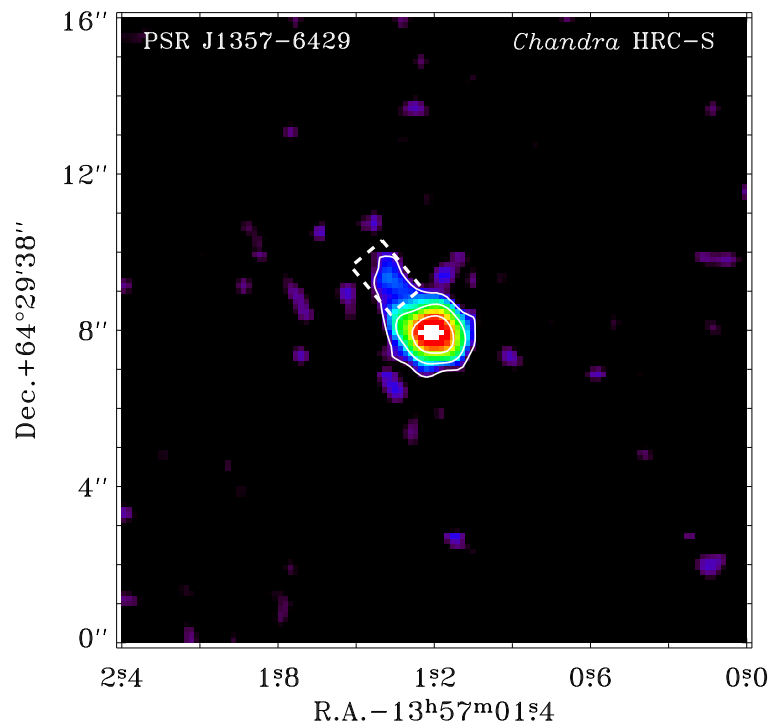


FIGURE 6.12 – Image lissée avec une gaussienne de $0.4''$ de largeur à mi-hauteur, du pulsar J1357-6429 prise avec l'instrument HRC à bord de *Chandra*. La boîte blanche représente une indication pour une extension possible de la source au nord-ouest. Elle pourrait être la signature de la présence d'une nébuleuse compacte. Cette image est tirée de [Zavlin \(2007\)](#).

Ces observations montrent une faible extension autour du pulsar, avec une languette s'étendant au nord-ouest (cf image 6.12) qui serait l'indication de la présence d'une nébuleuse de faible luminosité ou d'un jet.

L'analyse spectrale de la région entre 0.5 et 10 keV, avec un modèle en simple loi de puissance, donne un indice de $1.8^{+0.3}_{-0.2}$ pour une densité de colonne en hydrogène de $1.4 \pm 0.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ([Esposito et al. 2007](#)). Le flux corrigé de l'absorption est de $F_X(0.5 - 10\text{keV}) = 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. [Esposito et al. \(2007\)](#) montrent aussi que l'ajout d'une composante thermique de type corps noir, donne un ajustement

tement un peu meilleur, avec une température de 0.16 keV, avec un indice de 1.4 ± 0.5 pour la partie non-thermique et un flux total corrigé de l'absorption de $F_X(0.5 - 10\text{keV}) = 3.6 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

En utilisant les éphémérides radio de ce pulsar, [Zavlin \(2007\)](#) a montré qu'il y avait des indications pour que plus de 50% de cette émission soit pulsée. Le coefficient de conversion entre la puissance injectée par le pulsar et la puissance dans la bande 0.5-10 keV, est de $\epsilon_X \sim 8 \cdot 10^{-5}$.

Notons enfin que le premier catalogue Fermi ne répertorie pas de source au GeV dans le voisinage proche de ce pulsar.

6.4.2 Analyse des données H.E.S.S

Les premières données de cette source ont été prises lors du premier relevé du plan galactique ($|l| < 60^\circ$ et $|b| < 3^\circ$) en 2005. Ces données ont montré un excès, qui a depuis été confirmé par des observations dédiées en 2006 et 2007.

Après la sélection des données en utilisant un critère de qualité de QC70 (voir le chapitre 3.3), l'exposition totale sur la source, corrigée des effets instrumentaux, est de 9.6 heures. Le maximum de significativité obtenu sur la carte est de 11.3σ , pour un rayon d'intégration du signal de 0.22° .

6.4.2.1 Analyse de la morphologie

La source présente une morphologie étendue. L'ajustement d'une gaussienne symétrique à deux dimensions sur la carte en excès (voir chapitre 3) conduit à une position de la source de : $13^h55^m22.80^s -64^\circ29'33.7''$ (J2000), avec une erreur de 0.06° pour la valeur de l'ascension droite, et de 0.03° pour la valeur de la déclinaison. L'extension mesurée de cette source est de $\sigma = 0.16^\circ \pm 0.02^\circ$.

6.4.2.2 Analyse spectrale

La région d'intégration choisie pour calculer le spectre est de deux fois la taille ajustée de la source, ce qui représente environ 80% des événements, tout en limitant le niveau de fond dans la région ON. Pour l'extraction spectrale, les coupures *standard* ont été utilisées, en limitant les observations à celles dont la direction de pointé est au plus à 2° de la source, et ce afin d'éviter les effets de bords de champ de vue. L'angle zénithal moyen de $40\text{-}50^\circ$ implique une énergie de seuil de $\sim 600\text{GeV}$. Le nombre d'événements en excès de la source, pour la taille d'intégration ci-dessus, est de 350.

Les données sont bien reproduites par un spectre en loi de puissance, d'indice $\Gamma = 2.6 \pm 0.14$, avec $\Phi_0(1\text{TeV}) = (2.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{TeV}^{-1}$.

Le flux intégré, après correction des effets de taille d'intégration, est de $F_\gamma(1 - 10\text{TeV}) = (6.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, soit un flux de $\sim 10\%$ du Crabe dans la même bande.

Enfin le test de formes alternatives de spectre montre une absence de courbure.

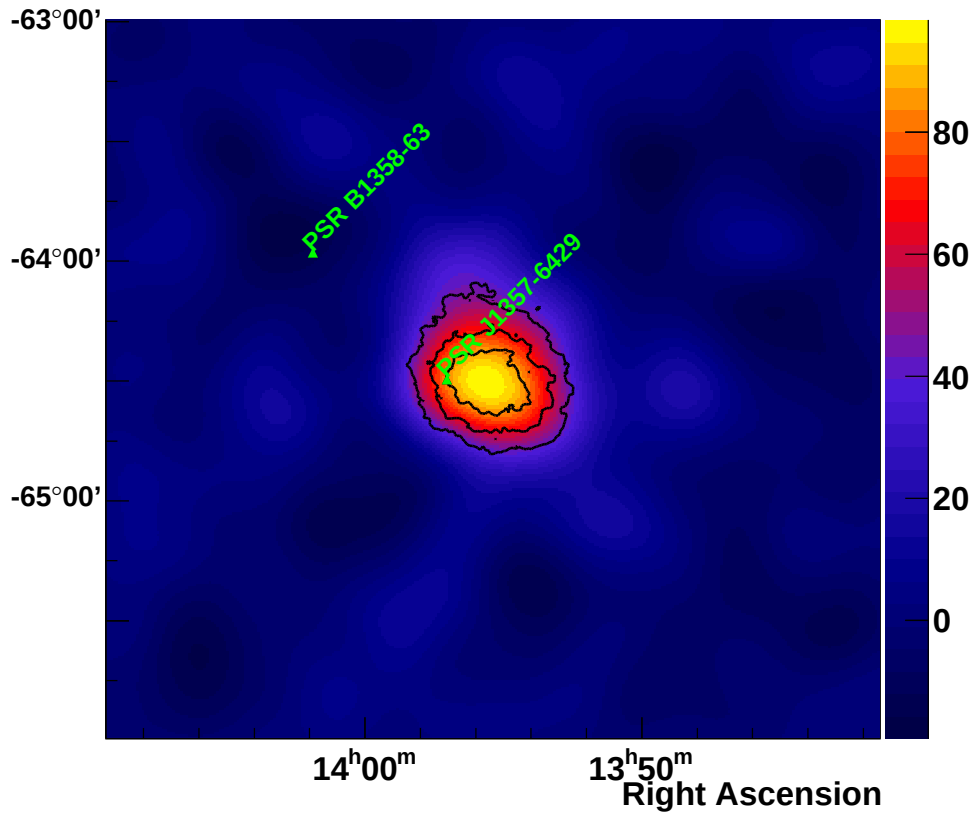


FIGURE 6.13 – Carte en excès de H.E.S.S., lissée avec une gaussienne de $\sigma=0.13^\circ$. Les courbes noires représentent les contours de significativité à 5, 7 et 9 σ (calculés avec un rayon d'intégration de 0.22°). Les triangles verts représentent les pulsars énergétiques dans le champ de vue.

6.4.3 Interprétation

La seule contrepartie évidente dans le voisinage de HESS J1356-641 est bien le pulsar PSR J1357-6429, d'un âge de 7300 ans, pour une puissance rotationnelle de $3.1 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ et situé à une distance de 2.5 kpc.

Si l'on suppose une association entre ce pulsar et la source H.E.S.S., le coefficient de conversion entre la puissance rotationnelle et la puissance émise dans la bande 1-10 TeV est de l'ordre de $0.16 \text{ d}_{2.5}^2\%$, ce qui est tout à fait raisonnable en comparaison d'autres nébuleuses. Le rapport entre le flux dans le domaine X (2-10 keV) et le flux au TeV (1-10 TeV) est quant à lui de l'ordre de ~ 46 , ce qui est attendu pour un pulsar avec de telles caractéristiques (cf chapitre 8).

Le pulsar est situé à une distance angulaire de $\sim 0.15^\circ$ du centroïde de la source H.E.S.S., ce qui se traduit par une distance de $6.5 \text{ d}_{2.5} \text{ pc}$, du même ordre de grandeur que pour les nébuleuses associées au pulsars PSR B1706-44 ou PSR J1809-1917.

Dans le cas des nébuleuses étendues telles que HESS J1825-137, le décalage entre la

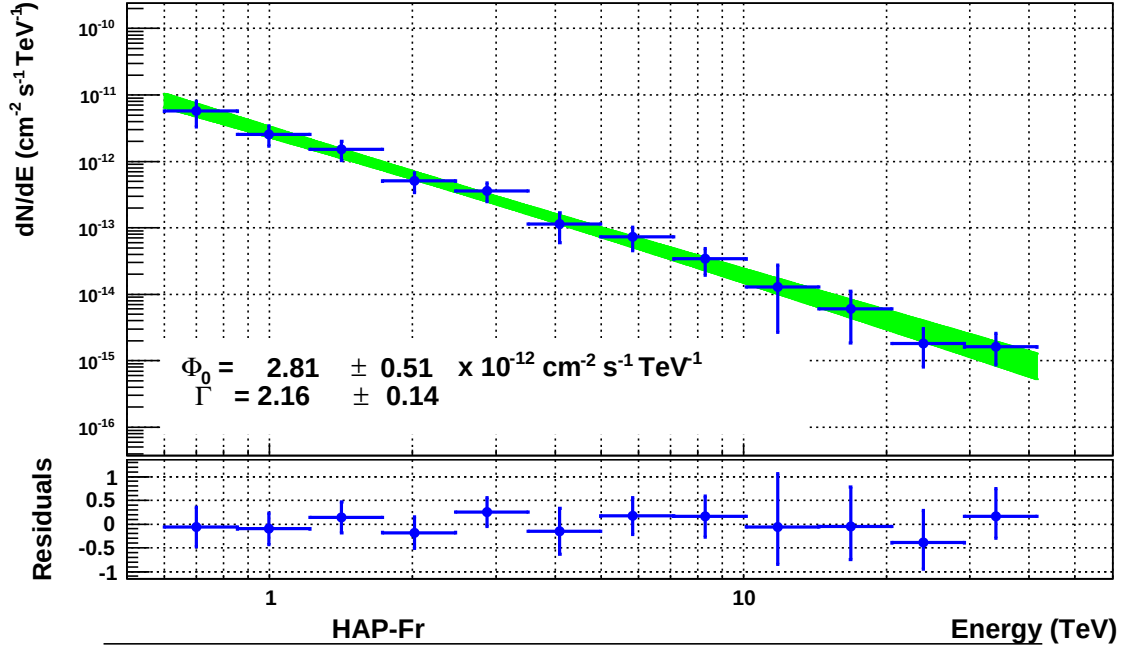


FIGURE 6.14 – Le spectre de HESS J1356-645 évalué pour une région d'intégration de 0.32° , c'est à dire deux fois la taille ajustée de la source. La valeur du flux estimée par une loi de puissance n'est pas corrigée de la perte due à la taille d'intégration.

position de la source au TeV pourrait être due soit à la présence d'un gradient de densité du matériel moléculaire, soit à la vitesse intrinsèque du pulsar (cf chapitre 4 ou Lemièrè (2006); Aharonian et al. (2005f)). Dans le premier cas, les données du ^{12}CO de Dame et al. (2001) ne permettent pas de trancher. Dans le second cas, la vitesse intrinsèque du pulsar, requise pour expliquer ce décalage, serait de l'ordre de $\sim 800 \text{ km.s}^{-1}$. Cette valeur de vitesse est très grande, mais reste acceptable, si on rappelle que $\sim 20\%$ des pulsars possèdent une vitesse plus grande que cette valeur-ci (cf chapitre 1).

On peut noter que la position de la source H.E.S.S., ne semble pas coïncider avec l'extension au nord-est vue dans le domaine X, qui elle, s'étend dans la direction opposée.

Une étude plus approfondie des données X, faites par Matthieu Renaud et Fabio Acero (The HESS Collaboration et al. 2011), montre la présence d'une faible émission diffuse coïncidente avec la source H.E.S.S.. (cf image 6.15).

Nous pouvons estimer une valeur approximative de l'énergie de coupure attendue dans le spectre au TeV en supposant une valeur moyenne "raisonnable" pour le champ magnétique de la nébuleuse, de 4 à 5 μG . Cela correspondrait à une énergie maximum des électrons, en supposant que l'effet synchrotron domine (cf chapitre 1), de $68B_5^{-2}\tau_{7.3}\text{TeV}$ avec $B_5 = B/5\mu\text{G}$ et $\tau_{7.3} = t/7.3\text{kyr}$. Cette énergie implique une coupure en énergie des photons de $\sim 14 \text{ TeV}$ par processus inverse compton, et 0.5 keV par synchrotron (en utilisant les relations décrites au chapitre 1). Cependant cette coupure ne semble pas être vue dans les données au TeV. Cela implique plusieurs hypothèses dont la possibilité d'un champ magnétique très faible observé par les particules depuis la naissance de la nébu-

leuse. Mais aussi l'hypothèse de la présence d'une population d'électrons injectée plus récemment dans un champ magnétique modéré, dans lequel les électrons injectés à la naissance du pulsar ont subi un refroidissement suffisamment important pour ne plus contribuer au spectre global.

6.4.4 Conclusions

Cette nouvelle source découverte par H.E.S.S. peut aisément être associée au pulsar énergétique PSR J1357-6429, étant donné la valeur raisonnable du coefficient de conversion estimé sur l'énergie rotationnelle du pulsar et l'émission au TeV, mais aussi au regard de ce que l'on observe dans le domaine des X. Bien que la petite extension observée en X soit au nord-est du pulsar, alors que l'émission au TeV se trouve à l'est de celui-ci, l'interprétation en terme de nébuleuse de pulsar reste assez vraisemblable, surtout après la découverte de l'émission diffuse X (certes faible) en coïncidence avec la source au TeV, l'extension au nord-est du pulsar pouvant aussi être due à un jet. Les données disponibles sur les nuages moléculaires ne permettent cependant pas d'approfondir l'hypothèse relique, ni de donner un autre estimateur de distance.

L'absence de coupure dans le spectre au TeV est aussi remarquable, elle peut être l'indication d'un champ magnétique très modeste subi par les particules depuis la naissance du pulsar, ou d'une évolution particulière de la nébuleuse.

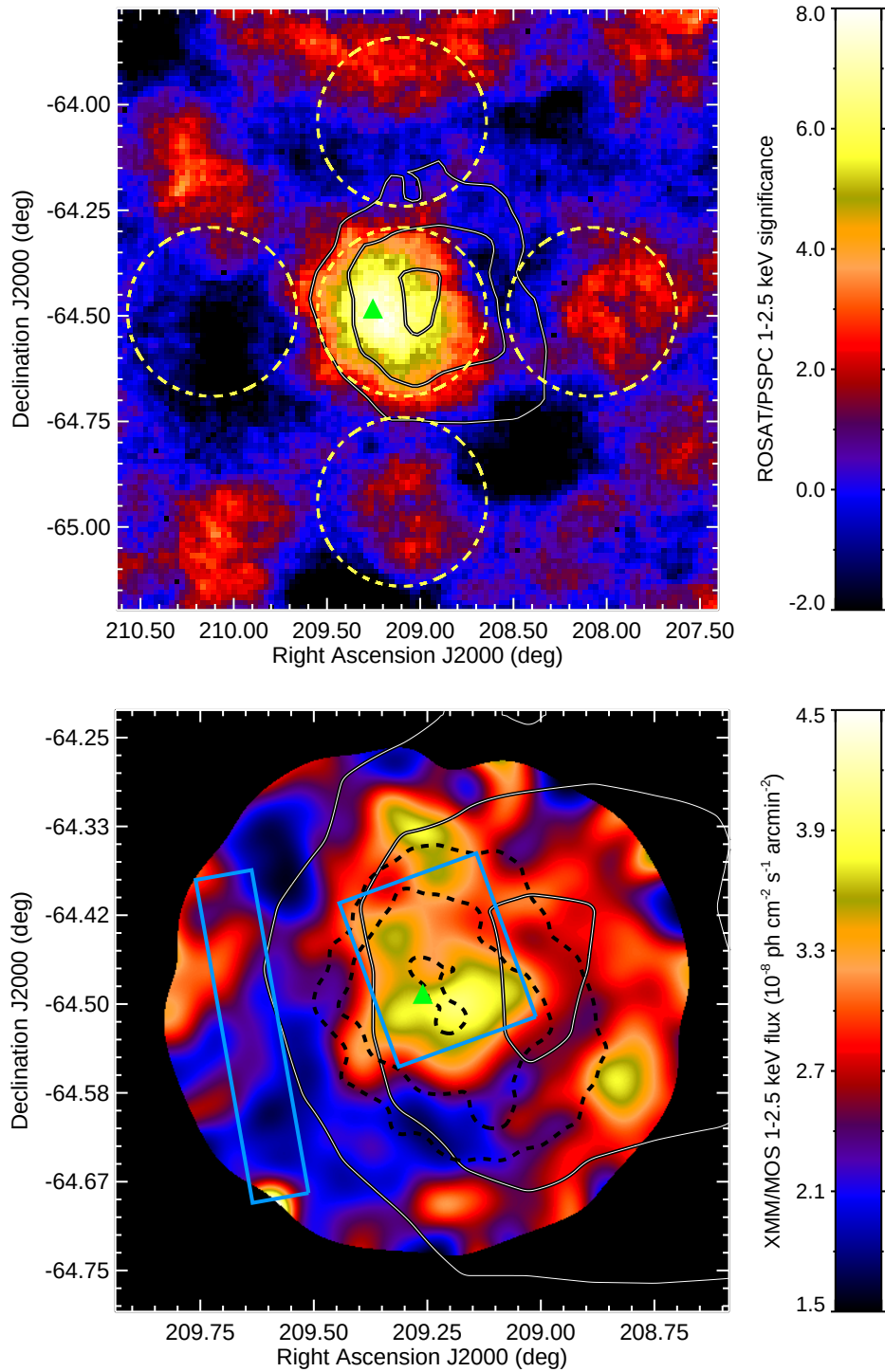


FIGURE 6.15 – (*haut*) Carte de significativité dans la bande 1-2.5 keV de *ROSAT*/PPSPC, calculée avec un rayon de corrélation de $9'$. Les contours de significativité de H.E.S.S., à 5, 7 et 9σ sont donnés en blanc. Le triangle vert indique la position du pulsar PSR J1357-6429. Les cercles jaunes sont utilisés pour calculer le signal et le fond. (*bas*) Carte en flux de l'instrument MOS de *XMM-Newton*, dans le domaine 1-2.5 keV, lissée avec une gaussienne de $\sigma=1'$. Les contours blancs représentent toujours ceux de H.E.S.S., les contours noirs en pointillés représentent les niveaux de significativité de l'émission de *ROSAT*/PPSPC. Images tirée de [The HESS Collaboration et al. \(2011\)](#).

6.5 Observation de PSR B1853+01 / SNR W44

6.5.1 Introduction

Une indication de signal est apparue dans les données du balayage du plan galactique à la position de ce pulsar après ~ 30 heures de données, justifiant que nous demandions plus de temps d'observation pour essayer de confirmer la présence du signal (~ 30 heures), car il s'agit d'un objet intéressant à plus d'un titre.

En effet, W44 appartient au petit groupe de restes de supernovae possédant un pulsar actif en leur sein. Il possède une forme de coquille allongée, d'une taille d'environ 35×27 minutes d'arc, avec une densité de flux à 1 GHz de l'ordre de ~ 230 Jy, avec le gros de l'émission provenant des filaments et des nœuds (Jones et al. 1993). L'utilisation des différentes densités de flux entre 22 et 10700 MHz conduisent à un indice spectral pour tout le reste de supernova de $\alpha = -0.37 \pm 0.02$ (Castelletti et al. 2007). Lors de cette étude, les auteurs montrent aussi que les filaments dans ce reste présentent un indice spectral de $\alpha \sim -0.5$ entre 74 et 1442 MHz. et que, sous l'hypothèse de l'équipartition dans le reste de supernova, le champ magnétique devrait être de l'ordre de $18 \mu\text{G}$.

Le pulsar associé à ce reste est PSR B1853+01. Il possède une période de 267ms, avec un champ magnétique de surface de $7.6 \cdot 10^{12}$ G, un âge caractéristique de 20300 ans, et une puissance rotationnelle de $4.3 \cdot 10^{35} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Wolszczan et al. 1991). La distance obtenue par mesure de dispersion est de 2.8 kpc pour Taylor & Cordes (1993) et 3.1 kpc pour Cordes & Lazio (2002). La mesure de l'absorption HI, quant à elle, implique une distance de 3 kpc selon Caswell et al. (1975).

La position de ce pulsar est à environ $9'$ au sud de la position géométrique du centre de cette supernova. Cette distance par rapport au centre géométrique de la supernova implique une vitesse intrinsèque du pulsar comprise entre 315 et 470 km.s^{-1} , pour une distance de 3 kpc et un âge de 20000 ans (Frail et al. 1996).

L'âge caractéristique du pulsar est compatible avec la taille de la supernova, en utilisant les relations de Truelove & McKee (1999). En prenant une énergie de 10^{51} erg, une densité de 1 cm^{-3} , nous obtenons un rayon d'environ 15 pc, soit la taille de cette supernova, en supposant une distance de 3 kpc.

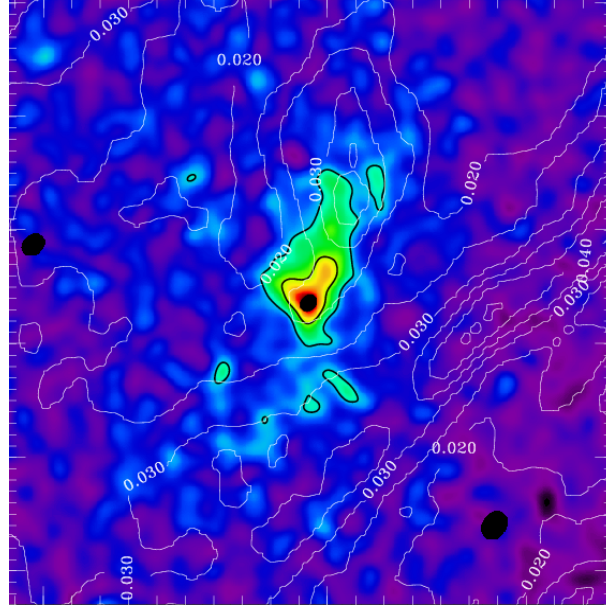
Les observations X montrent une émission diffuse dans le reste de la supernova, principalement non-thermique, avec un pic proche de la position du centre géométrique de celui-ci (cf figure 6.16). Les observations dans la bande dure ($>2 \text{ keV}$) du spectre montrent la présence d'une émission diffuse étendue au voisinage du pulsar (Petre et al. 2002), visible également dans le domaine radio (Frail et al. 1996) (cf image 6.17). Cette nébuleuse dans le domaine X a une forme allongée dont la base est à la position du pulsar, dirigée vers le nord-est, et dont la taille est de $1.2' \times 0.6'$, ce qui implique une taille physique de, $1 \times 0.5 \text{ pc}$ pour une source située à 3 kpc. La morphologie de la nébuleuse dans le domaine radio est similaire à celle en rayons X, mais elle est presque deux fois plus étendue.

L'indice spectral du pulsar, obtenu avec *Chandra*, pour une loi de puissance entre 2.2 et 8.2 keV, est de $\Gamma = 1.29 \pm 0.45$, et celui de l'émission diffuse, autour de $\Gamma = 2.2 \pm 0.2$ (Petre et al. 2002). Le flux intégré de la totalité de la nébuleuse est de $F_X(2 - 10 \text{ keV}) = 2.6 \pm 0.4 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, ce qui est quatre fois supérieur à la valeur du flux mesurée à la position du pulsar. L'efficacité de conversion est de 0.1%, ce qui

est attendu pour un pulsar de cette puissance (voir par exemple le chapitre 8 ou [Li et al. 2008](#)).

Dans le domaine radio, l'indice spectral de la nébuleuse est de $\alpha = -0.12$ (l'émission présentant une polarisation à hauteur de 20%), typique de la valeur trouvée pour les nébuleuses synchrotron, et non compatible avec la valeur de l'indice pour la totalité du reste de supernova. Le flux de la nébuleuse est de 287 ± 126 mJy à 20 cm et 220 ± 26 mJy à 3.6 cm ([Frail et al. 1996](#)).

La brisure entre les données radio et les données X permet d'estimer le champ magnétique en supposant qu'elle a pour origine le vieillissement de la population d'électrons par rayonnement synchrotron. La fréquence de coupure entre les deux parties du spectre est de $\nu_B = 8 \cdot 10^{12}$ Hz, soit une énergie de 0.03 eV, ce qui correspond à un champ magnétique de 160 μ G, en prenant un âge de la nébuleuse de 5700 ans, calculé en supposant que la taille de la nébuleuse radio est due au seul déplacement du pulsar. ([Frail et al. 1996](#); [Petre et al. 2002](#)).



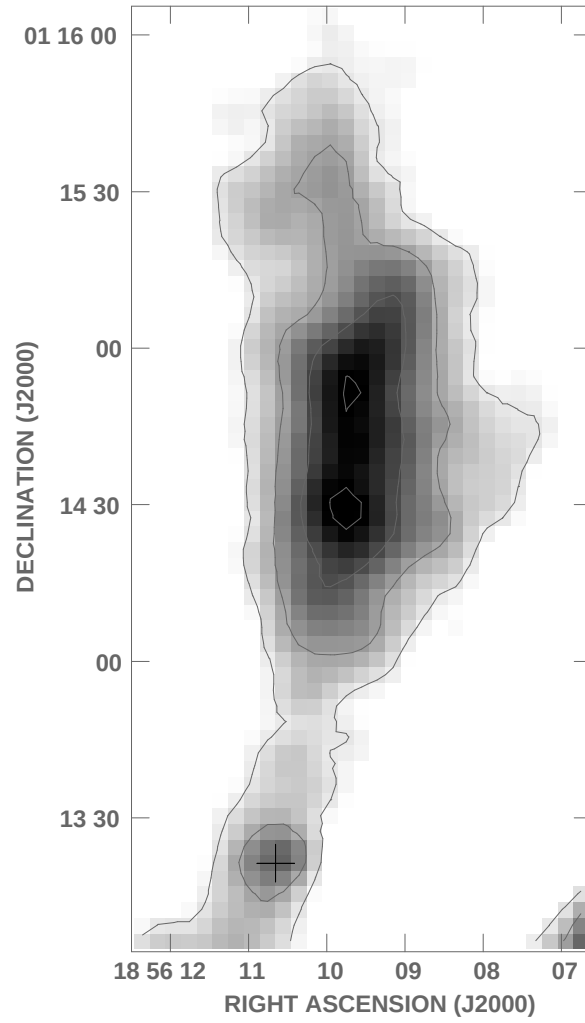


FIGURE 6.17 – Image de la région autour du pulsar PSR B1853+01 à 324 MHz, prise avec le VLA. La position de ce pulsar est indiquée avec le signe plus. Le niveau de gris va de 34 à 56 mJy.beam^{-1} , et les contours sont donnés pour 0.036, 0.042, 0.049, 0.056 mJy.beam^{-1} . Cette image est issue de [Castelletti et al. \(2007\)](#).

Cette source a aussi été détectée par Fermi. Le spectre est bien reproduit par une loi de puissance brisée, d'indice $\Gamma_1 = 2.06 \pm 0.03_{\text{stat}}$ et $\Gamma_2 = 3.02 \pm 0.1_{\text{stat}}$, avec une énergie de coupure de $E_{\text{Break}} = 1.9 \pm 0.2 \text{ GeV}$, et un flux intégré $F_\gamma(> 100 \text{ MeV}) = 1.22 \pm 0.05 \cdot 10^{-6} \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La détection de cette supernova par Fermi semble confirmer la présence d'émission hadronique, principalement en provenance de la coquille, comme l'atteste la déconvolution menée sur cette source (voir la figure 6.18 ou la figure 2 dans [Abdo et al. 2010g](#)).

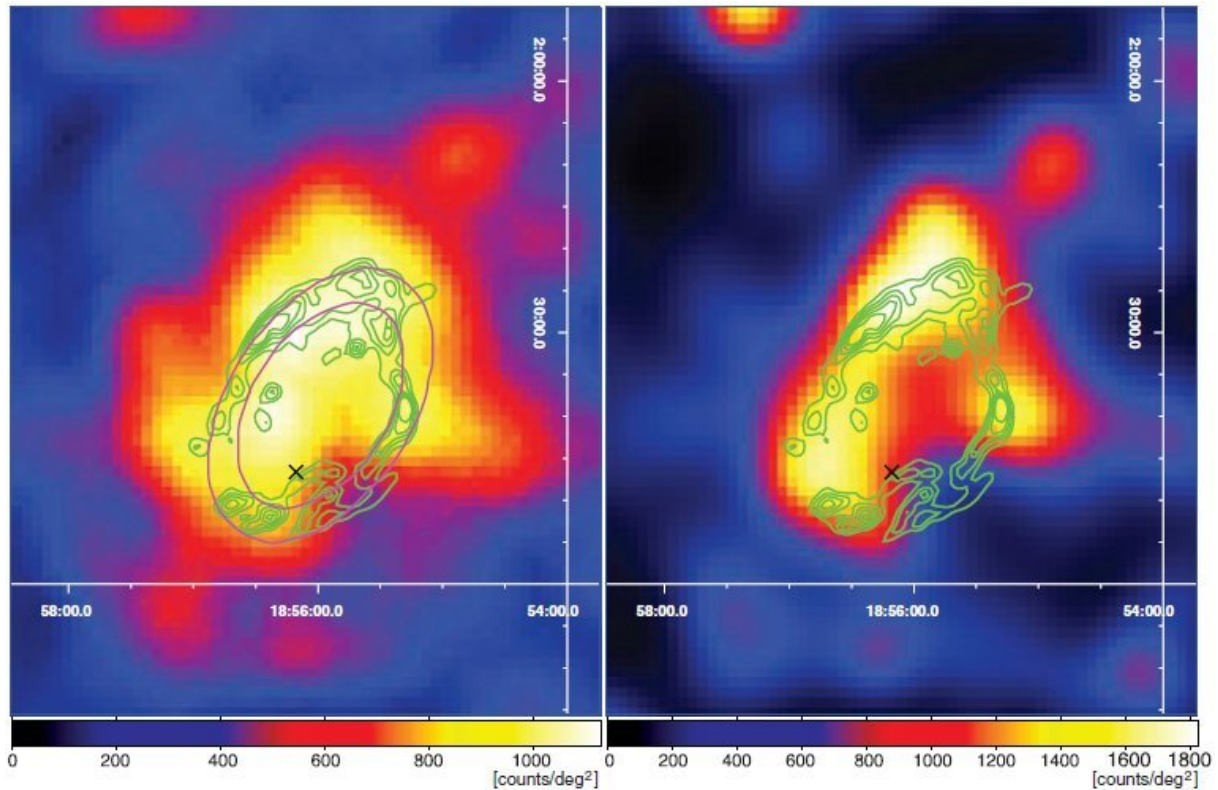


FIGURE 6.18 – (*gauche*) Carte d'évènement vu par Fermi dans la bande 2-10 GeV. (*droite*) Image obtenue après déconvolution de l'image de gauche. Seules les structures à grandes échelles ($> 10'$) sont significatives. Les contours verts représentent l'émission infrarouge à $4.5 \mu\text{m}$ vue par Spitzer. Cette image provient de [Abdo et al. \(2010g\)](#).

Pour un modèle hadronique (protons), la brisure qui correspond à $\sim 7 \text{ GeV}$ dans le spectre des particules, rend difficile l'observation de particules hadroniques au TeV. (voir la figure 3 de [Abdo et al. 2010g](#))

6.5.2 Analyse des données H.E.S.S

En prenant un critère de sélection en qualité de 65 pour maximiser le nombre de runs, ainsi qu'en sélectionnant ceux dont la distance entre la direction de pointé et la position du pulsar est inférieure à 2.5° , nous obtenons un nombre total de 182 pointés, pour un temps total d'observation, après correction de l'acceptance radiale aux γ , de 59.1 heures.

La moitié du temps total d'observation est issue des observations dédiées obtenues suite à notre proposition. L'angle zénithal moyen de ces observations est de 31° .

La carte montre la présence d'un excès (cf figure 6.19), proche du pulsar, pouvant provenir de la nébuleuse. Par contre, il n'y a pas de réelle indication d'émission au bord de la supernova, là où se situe le nuage dense.

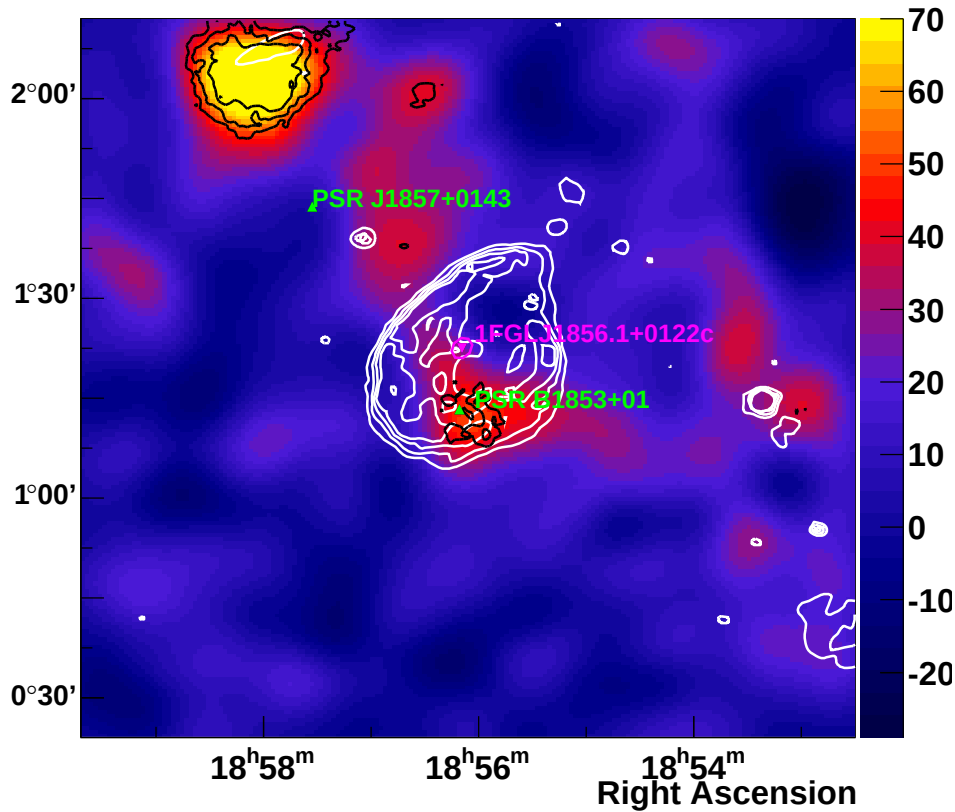


FIGURE 6.19 – Carte des excès vue par H.E.S.S. lissée par une gaussienne d'une largeur équivalente à 68% de la PSF ($\sim 5'$). Les lignes noires représentent les contours de significativité de 4, 5, 6 σ , calculés en prenant un rayon d'intégration de 0.1° . Les triangles verts représentent la position des pulsars énergétiques, les lignes blanches représentent les contours VLA à 20 cm, et la position de la source Fermi associée à ce reste est montré en violet. La source brillante en haut à gauche de l'image est la source HESS J1858+020.

L'analyse a été faite en utilisant la position du pulsar comme position de référence avec un jeu de coupure *hard* (cf section 3.2.1.4). Nous obtenons 68 excès pour une significativité de 4.5σ (cf figure 6.20).

Nous calculons ensuite une limite supérieure en utilisant les coupures *standard* (cf section 3.2.1.4) afin d'abaisser le seuil en énergie de l'analyse. En supposant un indice spectral identique à celui trouvé dans le domaine X, c'est-à-dire 2.2, alors la limite supérieure

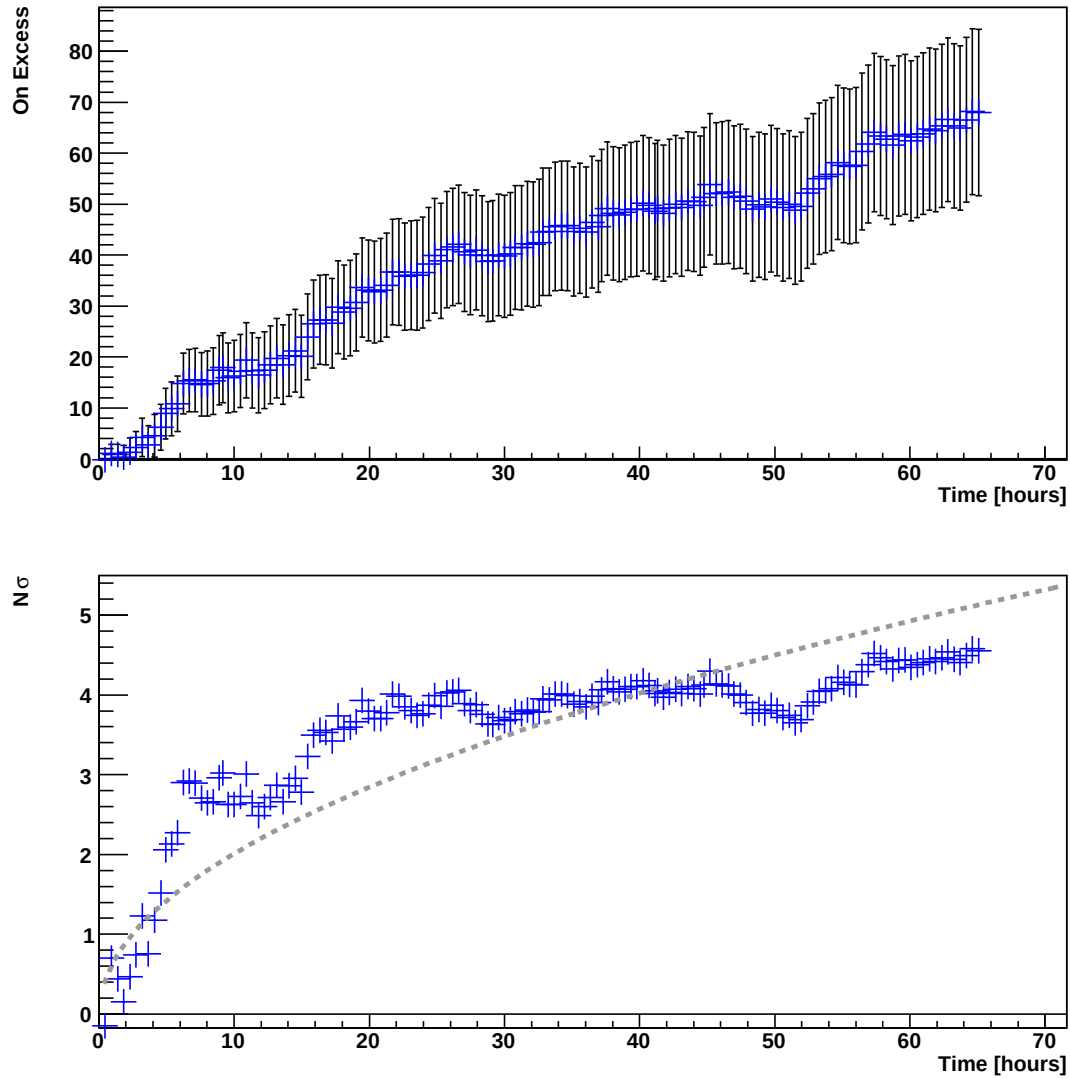


FIGURE 6.20 – (*haut*) Évolution du nombre d'excès à la position du pulsar PSR B1853+01, en utilisant les observations ayant un offset inférieur à 2.5° par rapport à cette source, avec les coupures hard. (*bas*) Évolution de la significativité en fonction du temps, en utilisant les mêmes critères.

pour un niveau de confiance de 99% est de $F_{\gamma\ 99\%}(1-10\text{TeV}) = 8.5 \cdot 10^{-13} \text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, soit 1.3% du Crabe.

La limite supérieure obtenue à 99%, pour une région centrée sur la position de la supernova et d'extension 0.3° est quand à elle de $F_{\gamma\ 99\%}(1-10\text{TeV}) = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, pour un indice spectrale de 2.2.

6.5.3 Discussions & Conclusions

La non détection d'émission à la position des nuages moléculaires présents autour de ce reste de supernova n'est pas en contradiction avec le résultat de Fermi. L'émission provenant principalement de la coquille, dont le flux de $F_{\gamma}(> 1\text{TeV}) = 2.6 \cdot 10^{-13} \text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, après extrapolation, est inférieure à la limite supérieure que l'on a calculée ($F_{\gamma\ 99\%}(> 1\text{TeV}) = 8.5 \cdot 10^{-13} \text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

La forme particulière du spectre des protons déduite des observations de Fermi, et donc l'absence d'émission dans le domaine du TeV peut s'expliquer par la perte de confinement dans le reste de supernova des particules très énergétiques qui intervient après quelques milliers d'années car ils diffusent plus rapidement (voir par exemple [Gabici et al. 2009](#)).

Comme nous le verrons au chapitre 8 quand on extrapole la relation L_{γ}/L_X en fonction de $\dot{E}$, pour une luminosité inférieure à $10^{35} \text{erg.s}^{-1}$, c'est un rapport de l'ordre de 50 à 100 qui est prédit alors que l'on observe ici une valeur inférieure à 3. Néanmoins, la relation entre L_{γ}/L_X et l'âge du pulsar donne une valeur beaucoup plus proche de cette limite supérieure c'est-à-dire un rapport de l'ordre de 3 pour un âge de ~ 10000 ans. Cependant, l'extrapolation de cette loi est soumise à caution, puisqu'elle n'a pas été construite avec des pulsars de cette puissance.

Reprenons maintenant l'argumentaire de [Frail et al. \(1996\)](#), pour en déduire une idée de l'énergétique totale dans la nébuleuse. Ils mettent une limite sur l'âge de la nébuleuse de ~ 5700 ans en prenant la taille de la nébuleuse radio et la vitesse du pulsar. L'idée est de dire que le pulsar a commencé à émettre il y a 5700 ans tout en se déplaçant, le facteur 2 entre la taille X et la taille radio étant expliqué par un refroidissement des particules visibles en X. Ainsi la population d'électrons visible en X, sous ces conditions, est âgée de 2800 ans, ce qui implique un champ magnétique de l'ordre de $5\mu\text{G}$. D'autre part, en supposant une injection continue des électrons par le pulsar, avec un spectre d'injection en loi de puissance dans un champ similaire à celui trouvé précédemment, et en ne comptant que les pertes synchrotrons, nous trouvons une énergie de coupure de 90 TeV dans le spectre total des électrons. Examinons d'avantage ce dernier : l'indice spectrale après la coupure dans le domaine X est de $\Gamma_X=2.2$, ce qui implique un indice en électron de $\Gamma_{e^-} = 3.4$. L'hypothèse d'injection continue impliquerait aussi qu'avant la coupure, l'indice en électrons soit de $\Gamma_{e^-} = 2.4$. Nous pouvons donc, à partir de la limite supérieure au TeV - dans l'approximation delta pour l'émission Compton inverse (cf chapitre 1) - calculer et extrapoler l'énergie dans les particules au-delà de 100 GeV. Nous trouvons alors une énergie totale maximale (car nous utilisons une limite supérieure sur la luminosité au TeV) Appliqué ici, nous trouvons une énergie actuelle dans les particules de $2.3 \cdot 10^{46} \text{erg}$, sachant que l'énergie rotationnelle totale émise par le pulsar depuis $T=5700$ ans serait, en supposant $E_{\text{tot}} \approx \dot{E} \times T$, de $7.7 \cdot 10^{46} \text{erg}$, et de $2.7 \cdot 10^{47} \text{erg}$, pour 20000 ans. dans le

premier cas une efficacité de conversion de 30% serait nécessaire, alors que pour un âge de 20000 ans, $\sim 7\%$ serait suffisant. Comme discuté dans le chapitre 5.2, une valeur de $\eta \sim 30\%$ reste tout à fait envisageable. Cependant, la compréhension globale de W 44, et de sa nébuleuse reste problématique. En effet, comme nous l'avons vu dans l'introduction, le système est supposé avoir un âge de 20000 ans, alors que la nébuleuse aurait 5700 ans (Frail et al. 1996).

Le signal, bien qu'ayant une significativité proche de 5σ ne permet pas d'affirmer, selon les critères de détection utilisés dans H.E.S.S., que cette source a été découverte. Néanmoins, il existe une forte indication pour une source plutôt proche du pulsar, que nous qualifierons de point chaud. CTA avec son excellente sensibilité devrait détecter facilement cette source.

6.6 Conclusions

Nous avons cherché à mettre en évidence des associations de pulsars énergétiques d'âge moyen avec des sources diffuses H.E.S.S.. Pour ce faire nous avons utilisé plusieurs méthodes possibles pour les mettre en évidence.

Dans le cadre de HESS J1837-069, nous avons mis en évidence une asymétrie autour de la position du pulsar, qui rappelle ce qui a été trouvé sur une autre source bien connue, HESS J1825-137. Il est intéressant de noter que le pulsar associé, PSR J1838-0655, a été découvert grâce aux observations *Chandra* et RXTE demandées suite à la découverte de la source par H.E.S.S.. Les observations X ont mis en évidence une nébuleuse faible autour du pulsar, 18 fois plus faible que la luminosité γ . Cette faible luminosité est une signature claire de l'échappement des électrons dans le milieu interstellaire. Nous avons aussi mis en évidence une indication possible de refroidissement des électrons. Cependant, pour être définitivement établie, elle nécessiterait d'être faite avec un instrument ou des méthodes d'analyse plus sensibles. Malgré cette indication, il n'apparaît pas une coupure claire dans le spectre global de la source.

L'étude de la morphologie de HESS J1303-631 en fonction de l'énergie a montré une contraction et un déplacement de l'émission en direction d'un groupe de pulsars, parmi lequel se trouve un pulsar énergétique, PSR J1301-6305 d'une puissance de $1.7 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ et de 10600 d'âge caractéristique. C'est un effet attendu qui a été aussi mis en évidence pour HESS J1825-137. Ce résultat implique que la première source non-identifiée détectée par H.E.S.S. (et la deuxième reportée au TeV), est maintenant assez fermement établie comme une nébuleuse de pulsar. Le spectre global de la source présente une coupure à une énergie aux alentours de 8 TeV, signature d'un vieillissement de population.

Dans le cas de HESS J1356-645, la source n'a été fermement associée au pulsar énergétique PSR J1357-6429, que par la découverte d'une faible émission diffuse en X vue par ROSAT et XMM en coïncidence avec la source au TeV, qui s'apparente à une population relique. Cette dernière est assez rarement vue dans les objets. Bien que l'âge du pulsar soit de l'ordre de 7000 ans, le spectre au TeV obtenu est relativement dur ($\Gamma=2.16$) et ne présente pas de courbure, ce qui implique un champ magnétique faible ($\sim 5\mu\text{G}$) au sein de la nébuleuse.

L'étude du reste de supernova W44 n'a révélé qu'une faible indication de signal, qui

semble localisée près du pulsar. L'étude des données multi-longueur d'onde montre qu'il y a une nébuleuse radio et une nébuleuse X étendues, mais cependant très petites. Le rapport des luminosités γ et X a pour limite supérieure 3, ce qui ne cadre pas avec les objets âgés habituels. Il est possible que ce soit un objet sous lumineux.

L'analyse morphologique nous a permis de renforcer des associations de sources H.E.S.S. étendues avec des pulsars énergétiques. Le cas de HESS J1825-137 n'est donc plus unique. Cela conforte l'idée que les nébuleuses reliques sont une composante majoritaire du ciel au TeV.

Cependant, il est possible, comme nous l'avons vu, d'avoir une composante X faible, voire, non détectée. Dans ce cas, l'absence de détection X rend une association presque impossible, surtout si le pulsar perd très vite de sa puissance. Il est alors possible de n'avoir une émission visible qu'au TeV. Ce phénomène peut être à l'origine des sources non-identifiées. Nous discutons ce type de source lors du prochain chapitre.

Les accélérateurs sombres, des nébuleuses cachées ?

Sommaire

7.1	Introduction	203
7.2	HESS J1858+020	204
7.2.1	Introduction	204
7.2.2	Analyse des données H.E.S.S.	205
7.2.3	Analyse des données X	208
7.2.4	Études du jet moléculaire	210
7.2.5	Analyse des données de Fermi	216
7.2.6	Discussion	216
7.2.7	Conclusions	224

7.1 Introduction

Les accélérateurs sombres ne sont pas une classe de source à proprement parler, il s'agit plutôt d'une appellation générique utilisée pour désigner les zones d'émissions sans contrepartie connue, ou évidente, à d'autres longueurs d'onde. Il y a deux types d'accélérateur sombre : ceux pour lesquels nous avons des observations contraignantes à d'autres longueurs d'onde, et ceux pour lesquels ce n'est pas le cas.

Les objets appartenant à la seconde catégorie sont, dans la plupart des cas, des objets qui ont été détectés pour la première fois par H.E.S.S., et pour lesquels il n'y a pas de contrepartie détectée par les sondages du plan galactique dans le domaine des rayons X et dans le domaine radio, pour cause de manque d'observation et/ou de sensibilité⁵⁶. Dans ces cas, l'interprétation concernant la nature de l'objet est souvent en attente d'observations plus profondes, celles-ci pouvant donner des indications précieuses. Ainsi, HESS J1813-178, n'a été associée à un pulsar qu'après une longue observation avec le satellite XMM, mais aussi avec des indications en provenance du satellite Integral qui a révélé une source à spectre dur en son sein.

Certaines sources restent cependant sans contreparties claires malgré des observations profondes. Ces cas soulèvent d'intéressantes questions quant à la nature de l'objet et des mécanismes à l'origine de l'émission aux très hautes énergies, et peuvent parfois suggérer

⁵⁶. Le champ de vue limité des télescopes à rayons X rend plutôt difficile le relevé complet et profond du plan galactique. Même si les télescopes radio ont un plus grand champ de vue, la problématique reste la même.

l'existence d'un accélérateur de particules de type inconnu, rayonnant par le biais des collisions hadroniques uniquement.

Il est tout de même attendu que les systèmes pulsar/nébuleuse âgés de quelques dizaines de milliers d'années soient difficiles à observer dans le domaine X à cause de la courte durée de vie des électrons dans ces domaines de longueurs d'onde, en comparaison de ceux émettant au TeV. Pour remplir ces conditions, il faut aussi que le pulsar ait relâché une importante partie de son énergie rotationnelle au début de sa vie, c'est-à-dire d'avoir un paramètre τ_0 petit qui diminue très rapidement la luminosité du pulsar. Ainsi, une partie des sources non-identifiées sont potentiellement des nébuleuses associées à des pulsars d'âge moyen ayant libéré très vite leur énergie.

Nous allons discuter dans ce chapitre une source non-identifiée particulièrement intéressante, HESS J1858+020, dont la nature, malgré des observations profondes en X, résiste à l'interprétation en termes de nébuleuse de pulsar.

7.2 HESS J1858+020

7.2.1 Introduction

Cette source a été découverte par H.E.S.S. en 2008 grâce à l'observation systématique du plan galactique entre $-50^\circ < l < 60^\circ$ et $-3^\circ < b < 3^\circ$ (Aharonian et al. 2008a). Détectée avec une significativité de 7.4σ pour 23 heures d'observation, c'est un objet quasi-ponctuel avec une extension de $\sim 5'$ le long de son axe principal. Elle possède en outre un spectre assez dur, $\Gamma = 2.2 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$ avec un flux différentiel à 1 TeV de $\phi_0 = (6 \pm 1_{\text{stat}}) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, les observations à d'autres longueurs d'ondes ne montrant aucune contrepartie solide pour une éventuelle association. Les caractéristiques morphologiques et spectrale de la source sont similaires à d'autres systèmes pulsar/PWN, comme par exemple HESS J1813-178.

Récemment, le reste de supernova G 35.6-0.4 a été redécouvert par Green (2009). En effet, l'interprétation concernant la nature de cette source a changé en fonction des auteurs et des observations. Elle a été classée comme un reste de supernova dans les catalogues de Milne (1970), ce qui a été confirmé par les mesures de Velusamy & Kundu (1974), Dickel & Denoyer (1975), puis Caswell & Clark (1975) lesquels ont montré que le spectre était plat ; plus récemment Lockman (1989) a observé une raie de recombinaison en radio, typique d'une région HII. Ces divergences peuvent s'expliquer, car la région est relativement complexe, proche d'une région d'émission radio thermique plus brillante, G35.5-0.0.

Ce reste de supernova est situé à une distance angulaire de $8.7'$ de la source au TeV, sa taille est de $11' \times 15'$, et montre une partie non-thermique d'indice tel que $S \propto \nu^{-0.47 \pm 0.07}$ dans le domaine radio. La plus petite distance, en utilisant l'absorption du HI est de 3.7 kpc, et l'association avec une région HII donne une distance maximale possible de 10.5 kpc (Lockman 1989).

Phillips & Onello (1993) ont proposé que le reste de supernova et le pulsar PSR B1855+02 soient associés (Clifton & Lyne (1986); Hobbs et al. (2004)). Il s'agit d'un pulsar de 415.8 ms de période, avec une puissance rotationnelle de $2.2 \cdot 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. La mesure de dispersion est de $506.77 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$, ce qui correspond à une distance de 8.6

kpc, selon [Taylor & Cordes \(1993\)](#), ou 8 kpc selon [Cordes & Lazio \(2002\)](#). L'âge caractéristique de ce pulsar est de 160 000 ans, en supposant un indice de freinage de 3, ce qui rend l'association avec le reste de supernova plutôt difficile.

En effet, en utilisant le modèle d'évolution de supernova de [Truelove & McKee \(1999\)](#), en supposant une distance de 8 kpc, avec une énergie d'explosion de l'ordre de 10^{51} erg ainsi qu'une densité du milieu interstellaire de 1 cm^{-3} , nous obtenons un âge de ~ 30 000 ans, qui semble incompatible avec celui du pulsar. Cependant, il faut noter que l'âge caractéristique du pulsar n'est qu'un paramètre qui peut être éloigné de l'âge réel (cf chapitre 1).

Il existe aussi un second pulsar dans le voisinage de cette supernova, PSR J1857+0210 ([Morris et al. 2002](#)). Il a une période de 0.63 s, pour une énergie rotationnelle de $\dot{E} = 2.2 \cdot 10^{33} \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La mesure de dispersion est de $783 \text{ cm}^{-3}.\text{pc}$, ce qui implique une distance de 15 kpc ([Taylor & Cordes \(1993\)](#)), ou 11 kpc ([Cordes & Lazio \(2002\)](#)). L'âge caractéristique de 710 000 ans rend là aussi une association peu probable.

Une large structure moléculaire, ayant une forme bipolaire autour d'un objet ponctuel central⁵⁷ a été publié par [Paron & Giacani \(2010\)](#). Cette structure coïncide avec la source H.E.S.S. (voir figure 7.4), et est vue aussi dans le domaine infra-rouge grâce au satellite Spitzer. La distance privilégiée par les auteurs est de 10.8 kpc pour considérer une association avec le reste de supernova SNR G35.6-0.4. A partir de ces observations, ils ont pu déduire que chaque lobe a une densité de l'ordre de 500 cm^{-3} , pour une masse de $5000 M_{\odot}$. Cette structure moléculaire serait un lieu actif de formation d'étoiles et la partie compacte serait une étoile massive en formation.

7.2.2 Analyse des données H.E.S.S

Depuis la publication des premiers résultats grâce à H.E.S.S, quelques données supplémentaires ont été prises dans cette région par l'intermédiaire d'observations du reste de supernova W44. De plus, des améliorations ont été apportées à la calibration ainsi qu'à la sélection des observations.

Nous présentons les résultats de l'analyse en utilisant 39 heures de données au total avec un critère de sélection QC80 (voir section 3.3), soit 13 heures de plus que ce qui avait été publié ([Aharonian et al. 2008a](#)). Notons que ces 13 heures supplémentaires, issues de l'observation de W44, ont été prises avec un grand décalage.

7.2.2.1 Morphologie

La figure 7.1 montre la carte d'excès dans une région de 2° autour de HESS J1858+020 pour l'ensemble des données disponibles. Elle montre une région riche et complexe, dans laquelle deux sources au TeV se côtoient : HESS J1858+020 et HESS J1857+026. Une contrepartie probable pour cette dernière est le pulsar PSR J1856+0245 découvert par [Hessels et al. \(2008\)](#), avec une énergie rotationnelle de $4.6 \cdot 10^{36} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, pour un âge caractéristique de 21 000 ans.

Le maximum de significativité de HESS J1858+020 sur la carte est de 8.1σ .

57. Nous avons étudié de manière indépendante cette source. Nous en reparlerons plus tard.

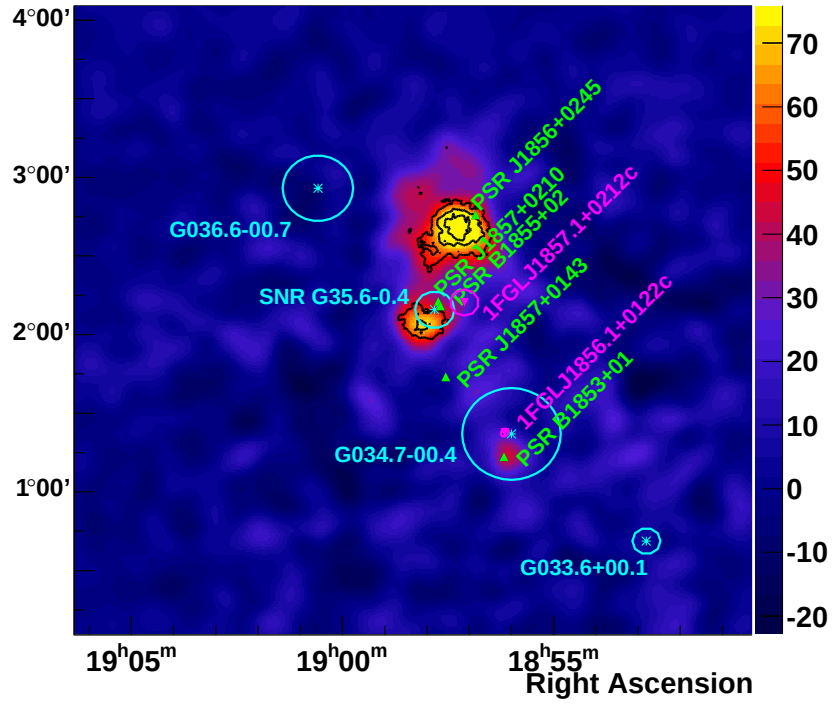


FIGURE 7.1 – Carte des excès de la région de HESS J1858+020, lissée avec une gaussienne de largeur équivalente à la PSF ($\sim 4'$). Les courbes noires sont les contours de significativité de 5, 7 et 9σ calculés pour un rayon de corrélation de $6'$. Les triangles verts représentent les pulsars, tandis que les cercles bleus montrent les restes de supernovae, et les cercles violets la position des sources *Fermi* du premier catalogue. La source au nord est HESS J1857+026, possiblement associée au pulsar énergétique PSR J1856+0245.

La nouvelle position obtenue (comparée à celle publiée) par ajustement d'une gaussienne symétrique sur la carte en excès est de : $18^{\text{h}}58^{\text{m}}15^{\text{s}} \pm 4^{\text{s}} +02^{\circ}03'18.9'' \pm 2.3'$ pour une taille à 1σ de $(3.6' \pm 0.6')$.

Cette position se situe dans les erreurs combinées des deux ajustements. Cependant, la proximité ($\sim 3.6'$) de la source étendue HESS J1857+026 peut rajouter un peu d'erreur systématique à la procédure d'ajustement.

7.2.2.2 Spectre

L'extraction spectrale a été réalisée en prenant la position ci-dessus, ainsi qu'un rayon d'intégration de 0.2° , permettant d'utiliser l'hypothèse de contenance totale.

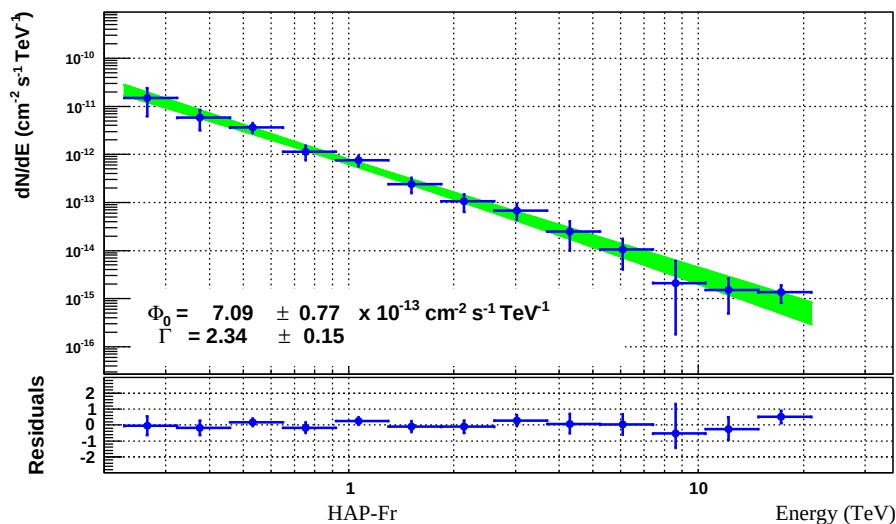


FIGURE 7.2 – Distribution spectrale de HESS J1858+020 en supposant une loi de puissance.

Le nombre d'événements dans la région ON est de 4607 pour un nombre dans les régions OFF de 43148, ce qui donne 400 événements en excès (après avoir normalisé le fond). La loi de puissance simple reproduit bien les données (cf figure 7.2) avec un flux différentiel $\Phi_0(1 \text{ TeV}) = (7.1 \pm 0.8) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ et un indice spectral $\Gamma = 2.34 \pm 0.15$.

Les résultats présentés ici sont compatibles, dans les erreurs, par rapport à la publication de découverte de cette source (Aharonian et al. 2008a). Dans la suite de l'analyse et plus particulièrement dans l'étude multi-longueur d'ondes (section 7.2.6.1), nous allons utiliser les résultats publiés plutôt que ceux trouvés ici, car ce travail a été effectué dans l'optique d'une publication en dehors de la collaboration H.E.S.S.

7.2.3 Analyse des données X

7.2.3.1 Introduction

La morphologie presque ponctuelle de la source au TeV, peut indiquer la présence d'une binaire γ , comme LS 5039 ou d'un système pulsar/nébuleuse, objets qui devraient se manifester comme des sources ponctuelles ou faiblement étendues dans le domaine X. Nous avons ainsi obtenu du temps d'observation de *Chandra* pour tenter d'établir la nature de HESS J1858+020. Sa résolution angulaire ainsi que sa sensibilité donnent accès à des objets assez faibles, et permettent de distinguer entre sources faiblement étendues et sources ponctuelles, ce qui est utile pour la séparation entre l'hypothèse d'une binaire et d'une nébuleuse. L'observation eut lieu le 22 juin 2008 (obsID : 9116, PI : Régis Terrier), avec le détecteur ACIS-I dont le champ de vue de $17' \times 17'$ couvre la taille probable de la source recherchée. Le mode VFAINT a été sélectionné car il permet un meilleur rejet du fond et augmente la sensibilité pour un champ peu lumineux. La durée totale d'observation, en prenant en compte le temps mort, est de 29.77 ks. Le taux de comptage maximum dans un pixel est de 0.01 s^{-1} , ce qui implique que l'on peut ignorer les effets d'empilement tout au long de l'analyse. Le fond est relativement stable pendant toute la durée de l'observation, il n'y a donc pas eu besoin de filtrer pour d'éventuels sursauts. La réduction des données a été faite en utilisant les outils standards de *Chandra*, dans leur version v4.1.2, et en appliquant la calibration issue de la base de données (CALDB) v4.1.3.

7.2.3.2 Étude du champ de vue de *Chandra*

L'image 7.3 montre la carte en flux du détecteur *Chandra* ACIS-I pour une énergie entre 0.8 et 8 keV. Elle ne montre pas de structure diffuse, mais seulement des sources ponctuelles assez faibles.

Nous avons fait un catalogue des sources détectées par *Chandra* à l'aide de l'outil *wavedetect*, qui permet la détection des objets ponctuels ou d'extension faible dans la même bande que dans la carte en flux.

Nous en avons obtenu un total de 22 sources au-delà de 5σ . Les caractéristiques de ces sources sont reportées dans le tableau 7.1. La plupart d'entre elles ont un nombre de coups trop faible (<70) pour permettre une analyse spectrale, et de déterminer sa nature. Ce faible nombre de coups (70) donne un flux absorbé dans la bande 2-10 keV de $5.1 \cdot 10^{-14} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, et un flux corrigé de l'absorption de $6.6 \cdot 10^{-14} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, pour une densité de colonne en hydrogène (N_H) de $3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (correspondant à deux fois la valeur trouvée dans la ligne de visée par les sondages HI Dickey & Lockman (1990)).

Le rapport de duresse reporté dans le tableau 7.1, est défini par la formule suivante : $\frac{N_H - N_B}{N_H + N_B}$, avec N_H et N_B , étant le nombre de coups dans la bande haute en énergie (2-10 keV) et dans la basse énergie (0.5-2 keV), respectivement. On peut remarquer dans le tableau 7.1, qu'il existe beaucoup de sources dont le rapport de duresse est élevé. Cela indique des sources dont l'indice spectral est potentiellement très dur, ou des sources fortement absorbées.

La source la plus brillante dans le champ de vue a ~ 360 photons, et coïncide avec un système d'étoile double J18588+0207, reporté dans le catalogue WDS, et qui ne présente

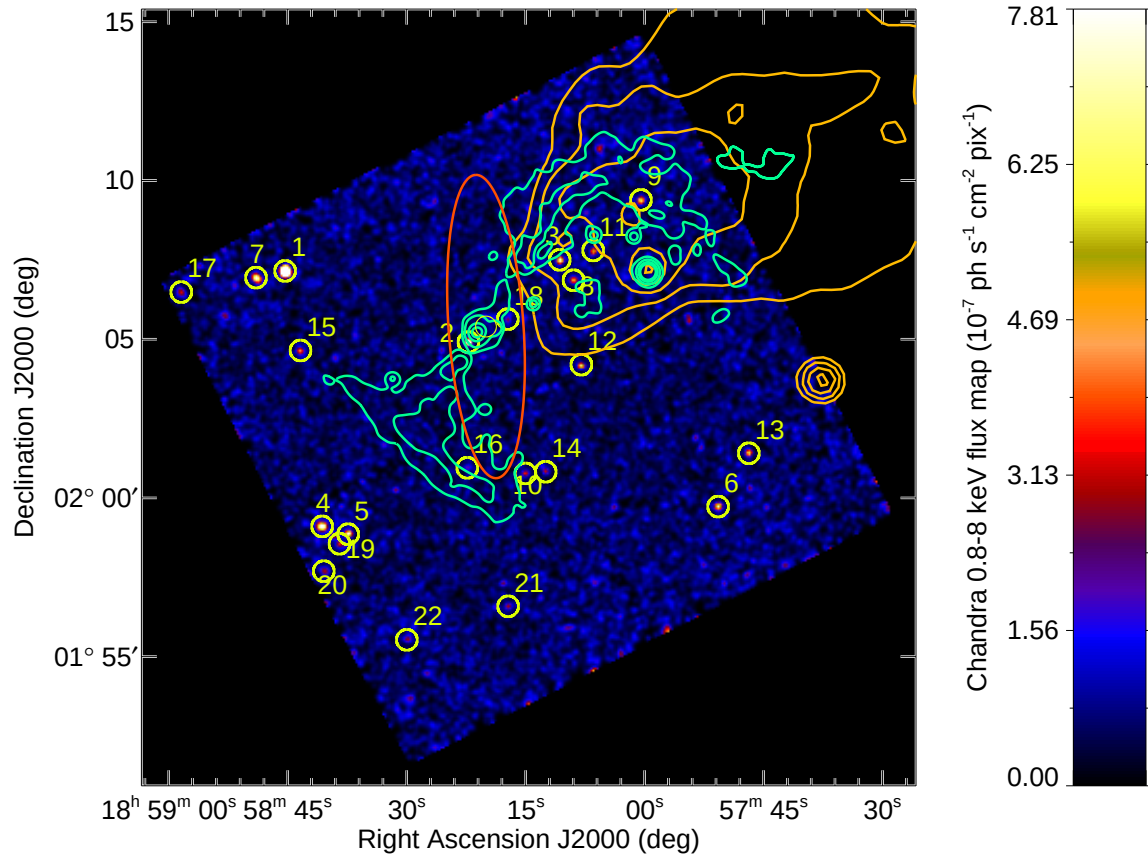


FIGURE 7.3 – Image en flux de HESS J1858+020 obtenue par le détecteur *Chandra* ACIS-I. Les cercles jaunes représentent les sources détectées avec une significativité supérieure à 5σ . L'ellipse rouge montre la taille intrinsèque (à 1σ) de la gaussienne ajustée aux données au TeV, telle que publiée pour la première fois. Les contours des données VLA à 1.4 GHz de la SNR G35.6-0.4 sont en orange, et en vert sont les contours à $24\mu\text{m}$

pas de variabilité dans les données X. Le rapport de dureté obtenu, proche de -1, est en faveur de l'association stellaire.

Nous avons aussi recherché des contreparties aux sources X dans les catalogues 2MASS, dans un rayon inférieur à 1'' de la position ajustée de la source. Le fait de trouver un objet 2MASS en coïncidence avec une source au rayon X, montre également que l'objet à l'origine est probablement une étoile, ou un système binaire X.

#	Position Source	Coups (0.8-8keV)	RD	Association Stellaire
1	$18^h58^d45.3^s +02^d07^m09^s$	359	-0.98	$18^h58^d45.3^s +02^d07^m08.8^s$
2	$18^h58^d22.2^s +02^d04^m55^s$	71	0.28	$18^h58^d22.22^s +02^d04^m54.6^s$
3	$18^h58^d10.7^s +02^d07^m30^s$	46	0.93	
4	$18^h58^d40.7^s +01^d59^m06^s$	70	0.28	
5	$18^h58^d37.4^s +01^d58^m51^s$	54	-0.98	$18^h58^d37.39^s +01^d58^m51.9^s$
6	$18^h57^d50.7^s +01^d59^m44^s$	42	0.83	
7	$18^h58^d49.0^s +02^d06^m56^s$	72	-0.6	$18^h58^d49.04^s +02^d06^m56.5^s$ e
8	$18^h58^d09.0^s +02^d06^m52^s$	30	0.85	
9	$18^h58^d00.5^s +02^d09^m23^s$	37	0.81	
10	$18^h58^d15.0^s +02^d00^m46^s$	22	0.96	
11	$18^h58^d06.5^s +02^d07^m48^s$	24	0.75	
12	$18^h58^d08.0^s +02^d04^m12^s$	16	-1.0	$18^h58^d07.99^s +02^d04^m12.0^s$
13	$18^h57^d46.9^s +02^d01^m24^s$	21	0.44	$18^h58^d46.79^s +02^d01^m24.5^s$ e
14	$18^h58^d12.5^s +02^d00^m50^s$	15	0.96	
15	$18^h58^d43.4^s +02^d04^m39^s$	20	-0.97	
16	$18^h58^d22.4^s +02^d00^m57^s$	13	1.0	
17	$18^h58^d58.4^s +02^d06^m29^s$	27	-0.5	
18	$18^h58^d17.2^s +02^d05^m38^s$	12	0.55	$18^h58^d17.25^s +02^d05^m38.0^s$
19	$18^h58^d38.5^s +01^d58^m33^s$	17	0.53	
20	$18^h58^d40.5^s +01^d57^m42^s$	22	0.55	
21	$18^h58^d17.2^s +01^d56^m35^s$	15	-0.03	$18^h58^d17.16^s +01^d56^m35.5^s$ e
22	$18^h58^d30.0^s +01^d55^m32^s$	19	0.73	

TABLE 7.1 – Tableau reportant les sources détectées avec une significativité supérieure à 5σ (dans la bande 0.8-8keV), avec leur position, le nombre de coups, le rapport de dureté, ainsi que la position de source coïncidente dans le catalogue 2MASS.

Une partie de la supernova G34.6-0.4 entre dans le champ de vue de l'observation (voir figure 7.3). La carte en flux de *Chandra*, ne montre pas d'indication d'émission diffuse en provenance de celle-ci. L'émission attendue pour une supernova de cet âge est thermique, qui peut subir l'absorption et donc ne pas sortir du bruit de fond.

Il en va de même pour la structure moléculaire, qui ne présente pas d'émission diffuse dans le domaine d'énergie de *Chandra*.

7.2.4 Études du jet moléculaire

Nous avons observé dans le relevé du plan galactique par Spitzer dans la bande InfraRouge à $24\ \mu\text{m}$ (MIPSGAL), une large structure en forme de jet autour d'une source centrale brillante, en coïncidence avec HESS J1858+020 (cf image 7.4). La taille de chaque jet étant de l'ordre de $6' \times 2'$. Cette structure est aussi visible dans les données moléculaires de la raie du ^{13}CO (Jackson et al. 2006), ce qui implique la présence d'un matériel moléculaire relativement dense et chaud. Cette structure de jet moléculaire n'est pas non plus sans rappeler celle trouvée à proximité de l'amas d'étoile Westerlund 2 (Fukui et al. 2009), dans lequel le jet ferait $10^4\ M_{\odot}$, et aurait une taille de $100 \times 10\ \text{pc}$, qui aurait pour origine l'explosion asymétrique d'une supernova.

L'objet compact semble être composé d'un ou plusieurs jeunes objets stellaires massifs en cours de formation. D'ailleurs, l'image de l'objet central, issue du relevé GLIMPSE de Spitzer, montre une asymétrie de la source, ainsi que des excroissances évoquant la présence de petits jets, qui ne sont d'ailleurs pas alignés avec les deux grandes structures moléculaires. Ces jets, de taille inférieure ou égale à 1 parsec ont déjà été observés sur cette classe d'objet (Marti et al. 1993), et sont expliqués par l'entraînement des lignes de champ magnétique par la rotation du disque, ce qui fini par créer des "tours magnétiques", qui forment le jet (Banerjee & Pudritz 2007).

Ces étoiles jeunes en formation sont entourées de matériel moléculaire chauffé par les étoiles qui émet un fort champ infra-rouge. Leurs jets possèdent des vitesses jusqu'à plusieurs centaines de km.s^{-1} (voir par exemple Garay & Lizano 1999).

Cet objet est aussi visible dans les données de la raie ^{13}CO , qui grâce à la mesure du décalage doppler de la raie, donne alors la vitesse de la source par rapport à la Terre. La structure est visible entre 51 et $59\ \text{km.s}^{-1}$ avec un pic à $56\ \text{km.s}^{-1}$ (voir figure 7.6). Grâce au modèle de rotation galactique de Clemens (1985), nous pouvons revenir à la distance de l'objet. Dans cette ligne de visée, le modèle offre deux solutions possibles : 3.2 et $10.8\ \text{kpc}$ (cf figure 7.6).

Grâce à ces données nous pouvons également calculer la masse dans le jet. Le principe de ce calcul est d'obtenir la densité de colonne de la source dans la raie du ^{13}CO , pour ensuite la transforme en densité de colonne de matière totale, moyennant une hypothèse sur la fraction de ^{13}CO par rapport aux autres molécules dans le nuage, pour enfin, obtenir le nombre de particules totales dans le nuage et enfin la masse. Une description plus détaillée du calcul de la masse d'un nuage peut être trouvée dans Simon et al. (2001) et Lemièrre (2006).

Le calcul suivant suppose que l'émission de la raie du ^{13}CO est optiquement fine, et que le milieu satisfait les conditions de l'équilibre thermodynamique local.

La densité de colonne du nuage en ^{13}CO s'obtient avec la formule suivante (formule 1 de (Simon et al. 2001)) :

$$N(^{13}\text{CO}) = 8.75 \times 10^{14} T_{\text{mb}} \Delta v$$

avec T_{mb} la température d'antenne au pique, et Δv la largeur du pique d'émission à mi-hauteur (en km.s^{-1}). Dans la pratique, nous avons pris la moyenne de la température d'antenne au pique, sur la région d'intégration définie par le rectangle rouge sur la figure

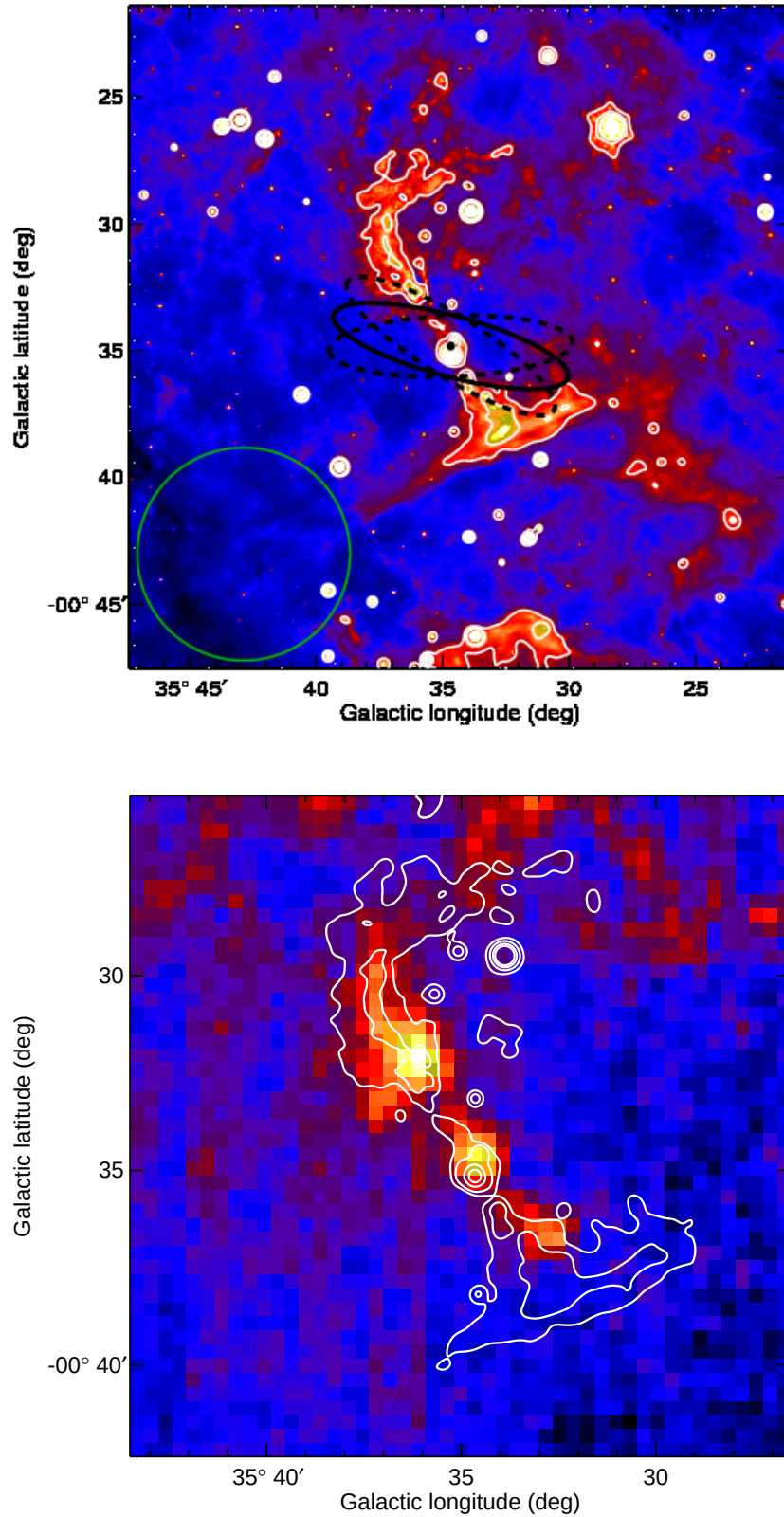


FIGURE 7.4 – (*haut*) Image de la région de HESS J1858+020 à 24μm par le satellite infra-rouge Spitzer. En noir est représenté l'ellipse à 1σ de l'émission au TeV (en trait plein) ainsi que l'erreur associé (tiret), le cercle vert représentant la PSF de H.E.S.S. (*bas*) Image vue dans la raie du ^{13}CO ($J=1\rightarrow0$). En blanc sont les contours de l'image à 24μm.

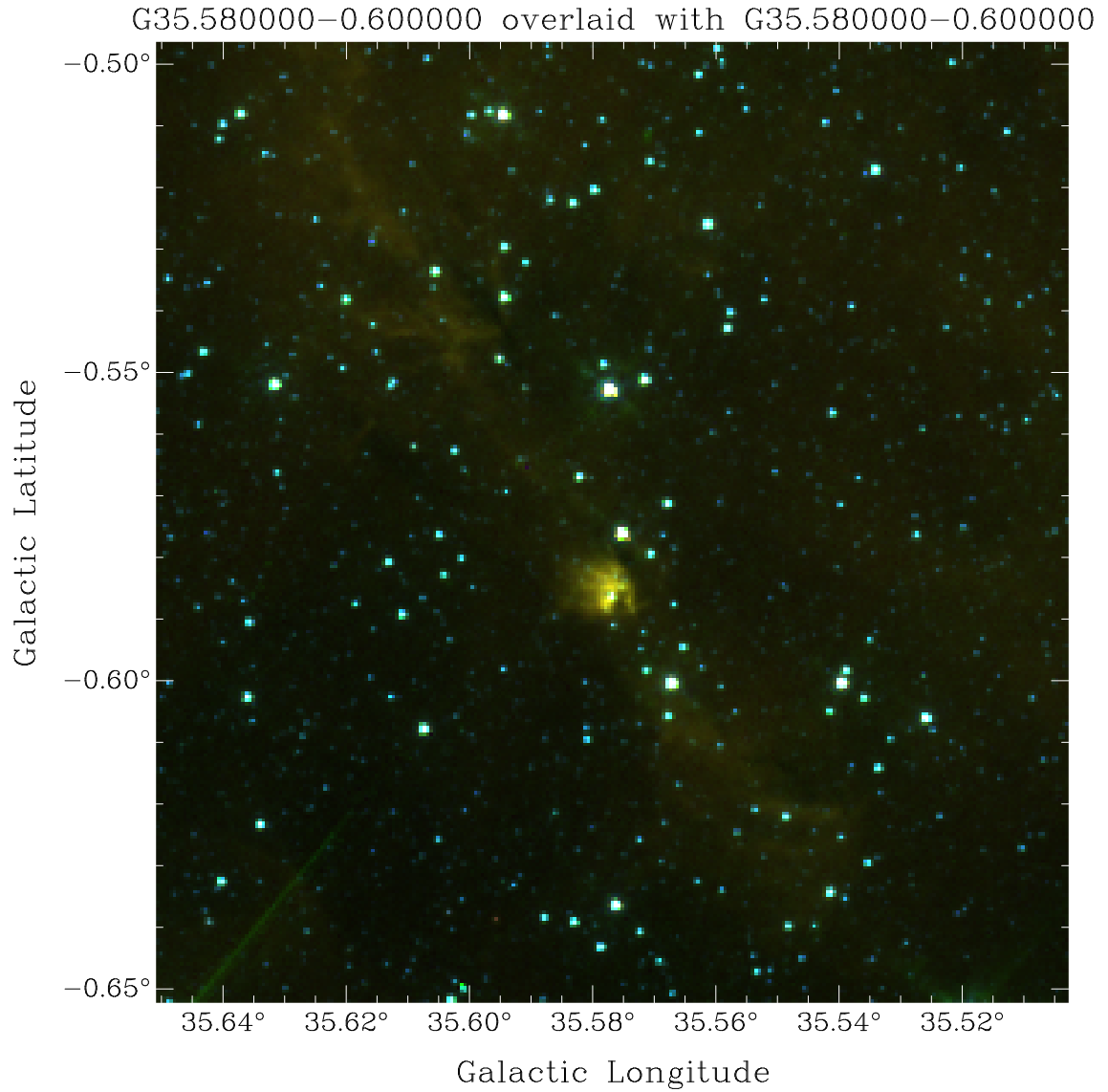


FIGURE 7.5 – Image en trois couleurs montrant l'étoile massive en formation à la base des jets de la structure moléculaire. Les trois images proviennent du relevé GLIMPSE de Spitzer, avec en bleu l'image à $4.5\mu\text{m}$, en vert $5.8\mu\text{m}$ et en rouge $8\mu\text{m}$. On peut remarquer que la source n'est pas symétrique, et semble présenter une morphologie ovale, avec une excroissance, semblable à des jets. Ceux-ci ne sont pas alignés avec la structure moléculaire à grande échelle, que l'on peut distinguer dans cette image le long de la diagonale.

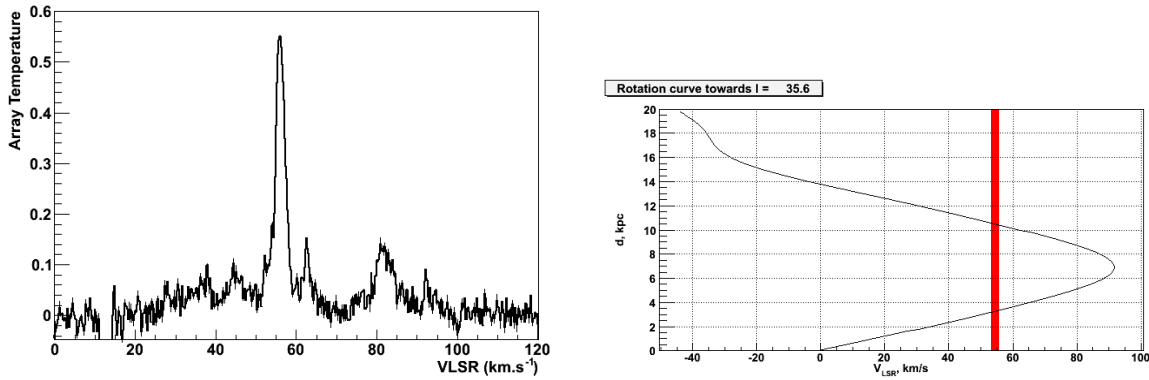


FIGURE 7.6 – (*gauche*) Distribution de la température d’antenne en fonction de la vitesse, prise à la position de la jeune étoile massive au centre de la structure moléculaire. On voit clairement le pic intense associé à la source, qui a son maximum vers 56 km.s⁻¹. (*droite*) Modélisation de la courbe de rotation galactique pour la longitude de la source, selon le modèle de [Clemens \(1985\)](#). On remarque que pour la vitesse mesurée il existe deux solutions : 3.2 et 10.8 kpc.

7.7. La valeur de ΔV a été obtenue en ajustant une gaussienne sur le pic, et en prenant 2.3 fois la largeur de celle-ci.

La masse est ensuite obtenue, dans l’hypothèse de l’équilibre thermodynamique local par la formule 3 de [Simon et al. \(2001\)](#) :

$$M = 3.05 \times 10^{-25} N(^{13}\text{CO}) \theta_x \theta_y D^2$$

Avec M , la masse du nuage ($M_\odot$), θ_x et θ_y la taille angulaire de la source (en seconde d’arc) et D , la distance de la source, en parsec. Cela correspond à une masse dans le jet moléculaire de l’ordre de $4600 M_\odot d_{10.5}^2$, ce qui est compatible avec le résultat trouvé par [Paron & Giacani \(2010\)](#). Le calcul de la masse nous montre aussi que celle-ci varie en fonction du carré de la distance, donc, dans le cas d’une source à 3.5 kpc, nous aurions une masse de $500 M_\odot$.

En supposant que le jet a une forme cylindrique, nous obtenons une densité de $\sim 200 \text{ cm}^{-2} d_{10.5}^{-1}$. Ce qui est presque la moitié de la valeur trouvée par [Paron & Giacani \(2010\)](#), cependant cette mesure de la densité est assez sensible à la taille choisie pour la source.

7.2.5 Analyse des données de Fermi

Pour tester la présence d’une source au GeV à la position de HESS J1858+020, nous avons analysé l’ensemble des données disponibles jusqu’à début septembre 2010 sur une région de 5° de rayon à l’aide de la version v9r15p2 des *science tools* de Fermi.

La région de HESS 1858+020 est assez peuplée au GeV puisque le reste de supernova W44, une source étendue et très intense ([Abdo et al. 2010a](#)), se trouve à 1 degré.

Pour tester la présence d’une source au GeV à la position de HESS J1858+020, nous avons pris en compte les objets environnants à l’aide du catalogue de Fermi à un an ([Abdo et al. 2010a](#)). W44 a été ajoutée au modèle en considérant une superposition de 2 sources

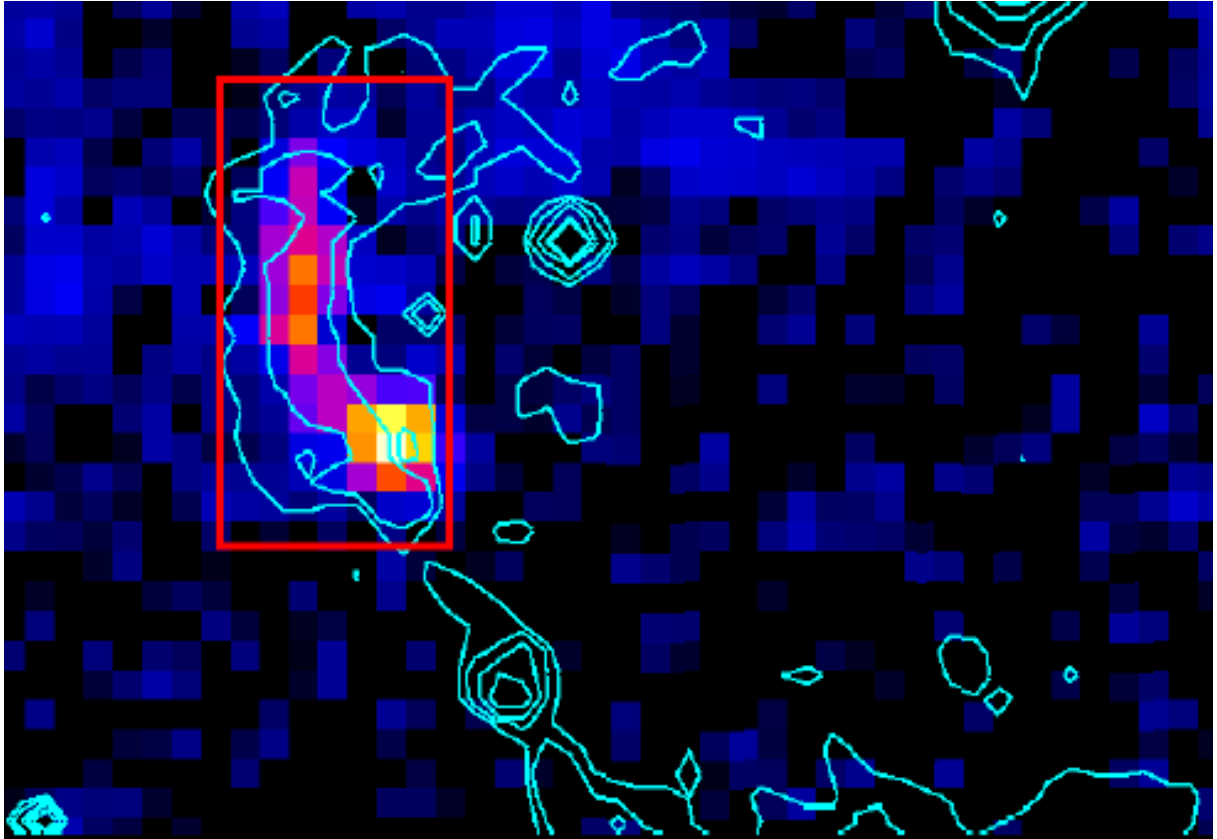


FIGURE 7.7 – Image dans la raie du ^{13}CO à 56 km.s^{-1} . Les contours turquoise représente les contours de l'émission à $24 \mu\text{m}$, tandis que le rectangle rouge représente la région utilisé pour calculer la masse du jet (voir texte pour plus de détail).

ponctuelles distinctes, dont nous avons ajusté la position à l'aide de l'outil *gtfindsrc*. Cette prise en compte de W44 n'est cependant pas optimale, et donc nous nous attendons à ce que notre estimation du flux soit contaminé par cette source. La position de la source 1FGL J1857.1+0212c a aussi été ajustée par la même méthode.

Les paramètres spectraux utilisés pour les sources dans le champ ont été initialisés aux valeurs du catalogue puis laissés libres, mais les positions des sources sont quant à elles fixées durant la minimisation. Cependant, nous avons fixé l'indice spectral de la source ajouté à la position de HESS J1858+020, à $\Gamma=2.2$ qui est le même indice spectral que celui trouvé au TeV.

Le résultat obtenu à la position de HESS J1858+020 possède une valeur de TS de 22. Bien que le seuil utilisé pour déclarer une source dans le premier catalogue ait été fixé pour un TS de 25 (Abdo et al. 2010a), la significativité obtenue lors de l'ajustement doit être modérée par le fait qu'il existe une contamination de W44, dont la prise en compte n'est pas optimale, mais aussi à cause de la proximité entre la position de HESS J1858+020 et celle de 1FGL J1857.1+0212c ($\sim 0.3^\circ$). Nous considérons donc, de manière conservatrice, que le flux obtenu est une limite supérieure. Le flux obtenu lors de l'analyse est $F_\gamma(1 - 100 \text{ GeV}) = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est l'ordre de grandeur attendu si l'on extrapole le flux attendu au TeV.

7.2.6 Discussion

L'absence de contrepartie brillante dans le domaine X avec *Chandra* peut d'emblée rejeter l'hypothèse d'une nébuleuse jeune ou d'un système binaire, car nous devrions avoir une source ponctuelle ou faiblement étendue mais intense.

Nous allons discuter dans la suite trois hypothèses possibles pour expliquer l'émission au TeV, malgré l'absence de contrepartie évidente dans le domaine X : le cas d'une nébuleuse évoluée ainsi que le cas d'un accélérateur sombre émettant uniquement dans le canal hadronique, et le cas d'une étoile massive en formation.

7.2.6.1 Cas d'une nébuleuse de pulsar évoluée

champ magnétique limite :

L'absence d'une émission dans le domaine X amène une contrainte intéressante sur le champ magnétique de la nébuleuse, en suivant la relation entre l'émission Compton inverse et le synchrotron (dans le régime de Thomson) :

$$\frac{L_x}{L_\gamma} = \frac{B^2}{8\pi U_{\text{CMB}}} \quad (7.1)$$

Cette relation est correcte aussi longtemps que l'on considère la même population d'électrons, or dans le cas d'un faible champ magnétique (inférieur à 15-20 μG), les électrons rayonnant dans le domaine X ont des énergies plus importantes que ceux émettant au TeV (cf chapitre 1), ce qui est presque toujours le cas dans les nébuleuses évoluées, et donc pour comparer deux même populations il faut utiliser une extrapolation

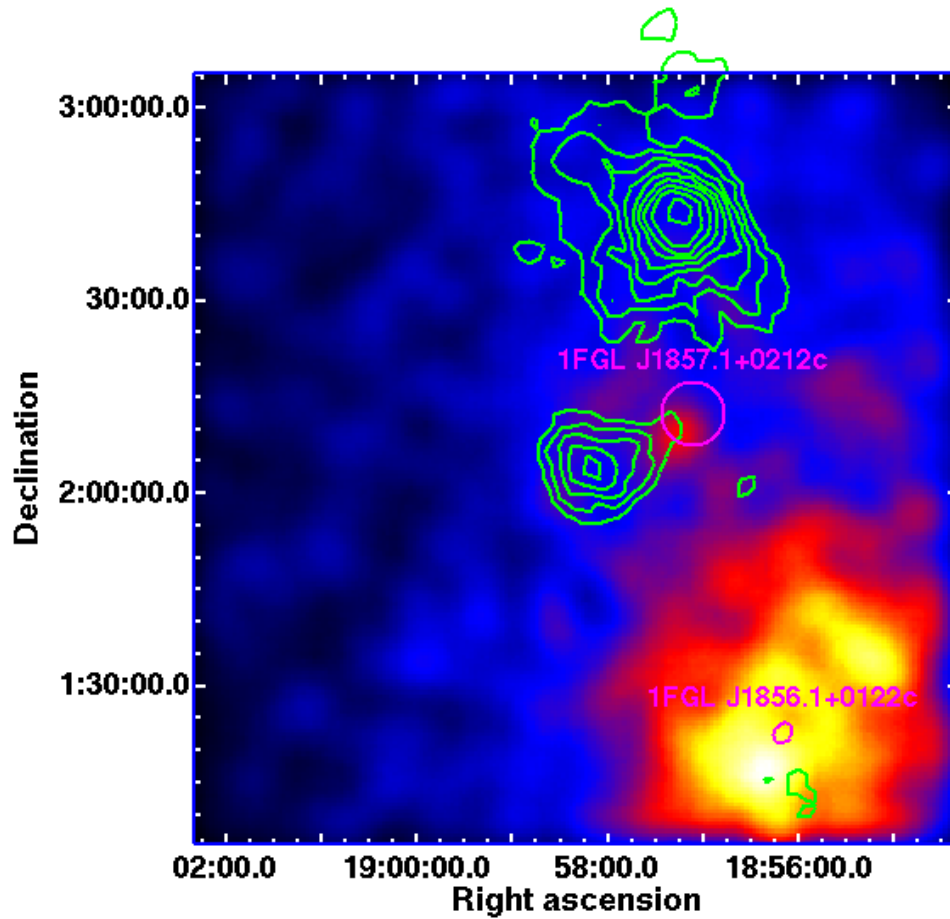


FIGURE 7.8 – Carte des évènements de Fermi entre 1 et 100 GeV centrée sur la source HESS J1858+020. Les contours de significativité à $4, 5, \dots \sigma$ de l'émission au TeV sont représentés en vert. Les sources du premier catalogue de Fermi sont indiquées en violet. On peut remarquer la source étendue associée à W44 en bas à droite, ainsi que de l'absence d'une émission puissante en provenance de la position de la source HESS J1858+020.

du spectre.

Pour mettre une contrainte sur le champ magnétique, nous avons fait les hypothèses suivantes :

- La distribution des électrons est représentée par une loi de puissance simple, et il n’y a pas de coupure spectrale entre les électrons émettant au TeV et ceux en synchrotron⁵⁸.
- Le fond diffus cosmologique est la principale cible du mécanisme d’émission Compton inverse.

Pour simplifier le calcul nous utiliserons aussi l’approximation d’un delta de Dirac pour l’émission synchrotron et Compton inverse. Ce qui dans chacun des cas implique qu’un électron d’énergie donné ne rayonnera qu’à une seule fréquence.

Dans le cas de l’émission synchrotron, un électron possédant une énergie E_e émettra à une seule fréquence : $0.3\nu_{\text{crit}}$ (cf chapitre 1). Ce qui donne la relation entre l’énergie d’un photon synchrotron et celle de l’électron suivant :

$$\nu_{\text{sync}} = 0.3\nu_{\text{crit}} = 0.3 \frac{3}{4\pi} \frac{qB}{mc} \gamma^2 \sin\alpha \text{ Hz} \quad (7.2)$$

où q est la charge de l’électron, B la valeur du champ magnétique, m représente la masse de l’électron, et c , la vitesse de la lumière. α est l’angle entre le champ magnétique et le vecteur vitesse, et γ est le facteur de Lorentz de la particule. En moyennant sur les angles d’attaque on obtient :

$$E_{\text{sync}} = 2.0 \left(\frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \text{ keV} \quad (7.3)$$

Pour le Compton inverse dans le régime de Thomson, nous avons $E_{\text{IC}} \simeq \frac{3}{4} \frac{E^2 \varepsilon_0}{m^2 c^4}$, où ε_0 est l’énergie moyenne du photon cible, avant diffusion, qui dans le cas d’un corps noir de température T vaut $\varepsilon_0 \sim 2.70kT$.

Ces précédentes équations amènent à une relation directe entre l’énergie du photon E_{IC} issu du mécanisme Compton inverse à celle E_{sync} du photon émis par rayonnement synchrotron par le même électron :

$$E_{\text{sync}} = 62 \left(\frac{E_{\text{IC}}}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{6 \cdot 10^{-4} \text{ eV}} \right)^{-1} \text{ eV} \quad (7.4)$$

Cette équation montre clairement que *Chandra* et H.E.S.S n’observent pas tout à fait la même population d’électrons.

Le rapport entre la puissance émise dans chaque bande en énergie des deux instruments peut s’écrire :

⁵⁸. Ce qui est vraisemblable au regard du signal à 20 TeV, cependant si les données ne suggèrent pas de courbure spectrale, elles ne l’excluent pas non plus

$$\frac{P_S}{P_{IC}} = \frac{U_b}{U_{ph}} \left(\frac{KB}{\varepsilon_0} \right)^{\frac{p-3}{2}} \left(\frac{E_{h, \text{sync}}^{\frac{3-p}{2}} - E_{l, \text{sync}}^{\frac{3-p}{2}}}{E_{h, IC}^{\frac{3-p}{2}} - E_{l, IC}^{\frac{3-p}{2}}} \right) \quad (7.5)$$

Où $E_{h, \text{sync}}$ et $E_{h, IC}$ représentent la limite supérieure de la bande en énergie choisie pour chaque instrument, $E_{l, \text{sync}}$ et $E_{l, IC}$, la limite inférieure et p l'indice spectral de la population sous-jacente d'électrons. Enfin, U_B and U_{ph} , sont les densités de champ magnétique et du champ de photons.

ε_0 est l'énergie des photons cibles, et K est une constante.

Soit en réarrangeant les termes :

$$\frac{B}{10\mu G} = \left[0.1 (16)^{\frac{p-3}{2}} \left(\frac{P_S}{P_{IC}} \right) \left(\frac{E_{h, IC}^{\frac{3-p}{2}} - E_{l, IC}^{\frac{3-p}{2}}}{E_{h, \text{sync}}^{\frac{3-p}{2}} - E_{l, \text{sync}}^{\frac{3-p}{2}}} \right) \right]^{\frac{2}{p+1}} \quad (7.6)$$

Les mesures synchrotron seront en keV et celle de Compton inverse en TeV.

Cette équation donne une relation entre le champ magnétique et le rapport entre le flux en synchrotron et celui en Compton inverse. Comme le flux synchrotron observé dans le détecteur de *Chandra* est le flux (non-absorbé) modéré par un coefficient d'absorption (à cause du parcours des photons à travers le milieu interstellaire), la valeur estimée de l'intensité du champ magnétique dépend de la densité de colonne en hydrogène supposée.

Dans le but d'utiliser directement les observables issues des données, c'est-à-dire le nombre de coups vus par *Chandra* dans la région, nous avons pris en compte la surface efficace ainsi que la résolution en énergie de l'instrument par l'intermédiaire des fichiers ARF et RMF.

Pour appliquer la relation 7.5, nous avons utilisé une région restreinte à un rayon de 1σ au TeV comme région d'intégration pour obtenir le nombre de coups en X correspondants. En effet, il n'est pas possible d'utiliser une hypothèse de contenance totale, car la taille à 3σ de cette région serait plus grande que le champ de vue de *Chandra* ; pour tenir compte de cela, nous avons donc plutôt corrigé le flux au TeV. Nous avons utilisé l'ensemble du domaine en énergie accessible au TeV pour la luminosité γ , c'est-à-dire de 0.5-40 TeV. Comme le champ magnétique doit être faible, les particules émettant dans le domaine X sont très énergétiques : nous avons choisi donc d'intégrer le signal X dans une bande de basse énergie : 0.5-2keV, afin de sonder les électrons d'énergie comparables à ceux vus par H.E.S.S (nous reviendrons sur ce point un peu plus tard). La limite supérieure à 3σ , dans la région d'intégration définie plus haut est alors de 114 coups.

La section efficace des photons, utilisée pour tenir compte de l'absorption, est issue de la base de données XCOM du National Institute of Standards and Technology (NIST) (Berger et al. 2009), les tables d'abondances sont prises selon deux références, Anders & Grevesse (1989), basée sur les abondances dans le système solaire, et celle de Wilms et al. (2000), provenant d'estimations sur le milieu interstellaire. L'utilisation de l'indice ajusté au TeV et des réponses instrumentales permet de convertir la limite supérieure en flux et d'en déduire un champ magnétique pour chaque valeur de N_H .

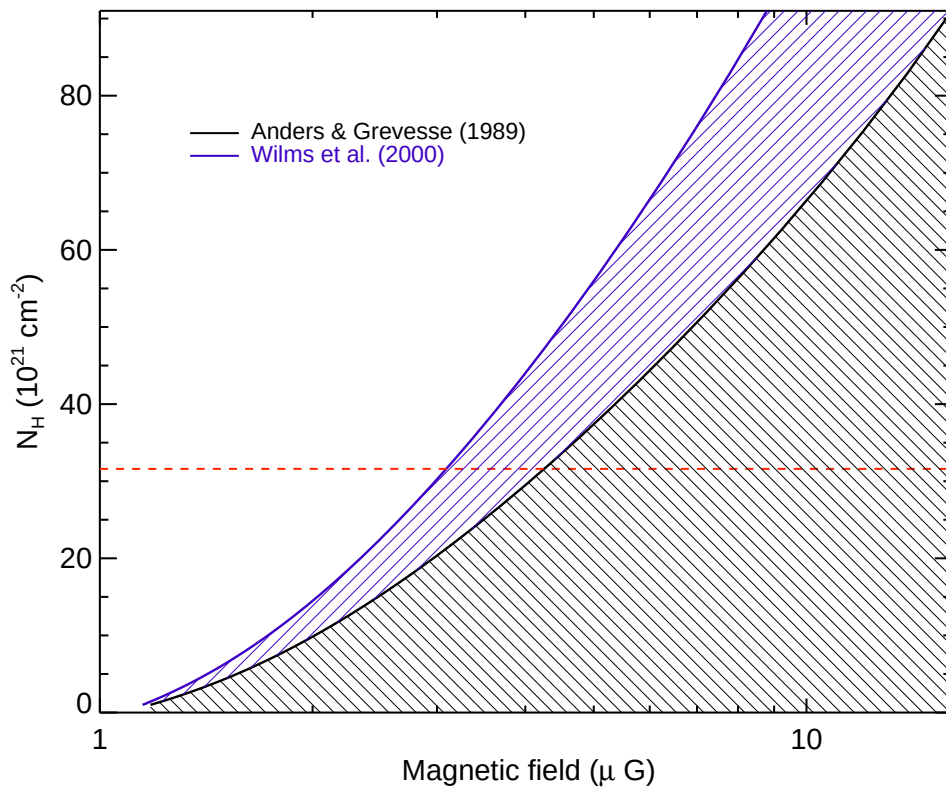


FIGURE 7.9 – Graphique de la densité de colonne d'hydrogène en fonction du champ magnétique, en utilisant la limite supérieure à 3σ sur le nombre de coups vus entre 0.5 et 2 keV dans la taille à 1σ de la région d'émission de H.E.S.S.. La partie hachurée représente la région exclue par les observations. La ligne horizontale hachurée en rouge représente deux fois la valeur du N_H trouvée dans les sondages HI (voir le texte pour plus de détails).

La figure 7.9 montre l'application de la méthode décrite ci-dessus : on peut y voir que le champ magnétique doit être très faible. En effet, en prenant la valeur de N_H de $\sim 1.6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, issue des relevés HI (Dickey & Lockman 1990; Kalberla et al. 2005), et en multipliant cette valeur par deux pour tenir compte de la matière moléculaire, on obtient une limite supérieure sur le champ magnétique de 3-4 μG , avec les abondances respectives de Anders & Grevesse (1989) et Wilms et al. (2000).

La valeur maximale du champ magnétique obtenue ici, est de l'ordre du champ magnétique galactique et peut être trouvée dans les nébuleuses évoluées, à l'instar de HESS J1825-137 (Lemière 2006).

Avec la valeur du champ magnétique trouvée, nous pouvons maintenant revenir sur l'une des plus importantes hypothèses que l'on avait faite pour effectuer ce calcul, qui est la possibilité d'extrapoler le spectre des électrons vus en Compton inverse au TeV vers les électrons synchrotron près du keV. Le dernier point du spectre publié par H.E.S.S. est de 40 TeV, impliquant un électron de 114 TeV (cf chapitre 1), tandis qu'un photon synchrotron à 0.5 keV est émis, dans un champ magnétique de 4 μG , par un électron de 90 TeV. Il y a bien recouvrement entre la population vue au TeV et celle qui aurait pu être vue par *Chandra*, l'hypothèse initialement formulée semble donc raisonnable.

Cependant, il faut noter que le dernier point dans le spectre publié n'est pas très significatif, ce qui laisse la possibilité d'une coupure dans le spectre des électrons. De plus, la nouvelle analyse des spécimen H.E.S.S. présentée dans la section précédente ne montre plus de point significatif à haute énergie, et ce malgré plus de statistiques.

Elle ne montre pas non plus de courbure, et le dernier point se situe à environ ~ 20 TeV.

L'absence de coupure dans le spectre, implique, si on suppose un champ magnétique de 5 μG , un âge maximal de 6000 ans pour que la coupure attendue dans le spectre soit à la limite de l'observation au TeV.

Caractéristiques du pulsar à l'origine :

En utilisant la limite supérieure sur le flux X dans la bande 2-10 keV, dans la région à 1σ de HESS, et aussi le flux de la source la plus brillante dans cette région (en supposant que cela puisse être un pulsar peu brillant ou très absorbé), conduit à un rapport R entre le flux 1-10 TeV et celui entre 2-10 keV de 16 et 25 respectivement.

En utilisant les relations définies dans la section 8.4.2.2 ainsi que dans Mattana et al. (2009), cela conduit à attendre un pulsar avec une puissance rotationnelle d'au plus $3 \cdot 5 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, avec un âge caractéristique d'au moins 15000 ans.

Il se peut qu'une des sources ponctuelles alors vues par *Chandra* cache un pulsar inconnu dont les caractéristiques soient similaires. Il n'est pas non plus exclu que le décalage au TeV par rapport au pulsar pour ce type d'objet soit plus grand que le champ de vue de *Chandra*. Le seul candidat connu est PSR B1855+02, mais a priori trop faible et trop âgé (160000 ans) pour être à l'origine de l'émission au TeV.

Rappelons ici le cas de la première source non-identifiée au TeV, TeV 2032+4130, découverte par HEGRA, et qui a des caractéristiques similaires à celles de HESS J1858+020. En effet, TeV 2032+4130 a aussi une faible extension de 5.6' et un spectre dur d'indice $\Gamma = 2.0 \pm 0.3$ (Aharonian et al. 2002; Albert et al. 2008). Dans le voisinage de cette

source (à 3.1' en projection), l'instrument Fermi a découvert un pulsar, PSR J2032+4127, d'âge caractéristique de 115800 ans, et d'une puissance de $2.6 \cdot 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$ (Abdo et al. 2009a). La mesure de dispersion de ce pulsar implique une distance de 3.5 kpc (Camilo et al. (2009b)), même si dans cet article, ils considèrent plutôt l'association du pulsar avec l'amas d'étoiles Cygnus OB2 qui est à mi-chemin. Si on considère l'association avec le pulsar, cela impliquerait une efficacité de conversion de la puissance rotationnelle en luminosité au TeV (1-10 TeV) de : $0.2\% \left(\frac{d}{1.7 \text{ kpc}}\right)^2$.

Même si l'association avec le pulsar n'est pas complètement clarifiée, à cause, entre autre, de son âge caractéristique assez élevé.

Il est probable qu'on soit en présence d'une nébuleuse en fin de vie dans laquelle les premiers électrons injectés ont déjà perdu toute leur énergie. Un tel scénario pourrait être invoqué pour HESS J1858+020, mais alors avec un pulsar qui reste à découvrir.

7.2.6.2 Cas hadronique

Une autre explication possible pour l'émission au TeV serait l'origine hadronique. Elle a été proposée par Paron & Giacani (2010), mais n'est pas entièrement satisfaisante. En effet, ils expliquent l'émission au TeV comme étant due à la désintégration de pions, produit par des particules accélérées par le reste de supernova en interagissant avec la structure moléculaire en jet. Ils montrent qu'en supposant une énergie de 10^{51} ergs pour l'explosion de la supernova et une efficacité d'accélération des hadrons de l'ordre de 3%, alors une densité de seulement 150 cm^{-3} serait nécessaire pour expliquer l'émission au TeV, ce qui est bien inférieur à la densité trouvée dans la structure.

Ceci est discutable dans la mesure où ils considèrent implicitement que tous les rayons cosmiques sont contenus dans les nuages. Il faudrait procéder en sens inverse : calculer la densité de rayons cosmiques nécessaire pour expliquer l'émission des nuages puis en déduire l'énergie totale. C'est ce que nous allons faire ci-dessous.

Si le reste de la supernova G35.6-0.4 a été un site d'accélération de protons, qui auraient ensuite été relâchés dans le milieu interstellaire (Gabici & Aharonian (2007)), on doit tenir compte de la diffusion des particules pour contraindre l'énergie totale dans celles-ci, en utilisant l'information apportée par le TeV.

En prenant, $E_\gamma \sim 0.1 E_p$, qui relie l'énergie d'un photon γ avec le proton dont il est issu, et en considérant l'émission de la source H.E.S.S entre 0.5-20 TeV, nous avons alors :

$$W_{5-200\text{TeV}} = \tau L_\gamma (0.5 - 20\text{TeV}) \text{ erg}$$

$$\text{avec } \tau = 4.4 \cdot 10^{15} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{ s}$$

$W_{5-200\text{TeV}}$ est l'énergie dans les protons entre 5 et 200 TeV. τ est le temps caractéristique de refroidissement des protons par production de π_0 . La luminosité de la source entre 0.5 and 20 TeV est de : $L_\gamma = 3.9 \cdot 10^{34} \left(\frac{d}{10.5 \text{ kpc}}\right)^2 \text{ erg.s}^{-1}$ en prenant la distance la plus lointaine, qui est celle choisie par Paron & Giacani (2010) pour l'association avec la supernova. Ce qui donne une énergie dans les protons de : $W_{5-200\text{TeV}} = 3.4 \cdot 10^{47} \left(\frac{d}{10.5 \text{ kpc}}\right)^2 \left(\frac{n}{500 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{ erg}$. En extrapolant le spectre des rayons

cosmiques jusqu'à 1 GeV, nous obtenons le rapport entre l'énergie dans les rayons cosmiques et l'énergie dans la supernova de 0.2%, en supposant l'énergie typique d'une supernova de 10^{51} erg.

Il est alors possible de calculer la densité d'énergie dans les rayons cosmiques à l'intérieur du nuage. Comme la densité des cibles à l'intérieur du nuage peut être écrite comme $n = \frac{M}{\mu m_H V}$, avec M, la masse du nuage, m_H la masse de l'hydrogène, et μ , la masse moyenne d'un atome dans le milieu interstellaire (~ 1.4), et V le volume du nuage.

On trouve alors que la densité d'énergie des cosmiques est :

$$W_{5-200\text{TeV}} = \frac{W_p}{V} = 4 \cdot 10^{-11} \left(\frac{M}{5000 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{d}{10.5 \text{ kpc}} \right)^2 \text{ erg.cm}^{-3}$$

Elle est donc indépendante de la densité dans le nuage. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 7.2.4, la masse dépend de la distance au carré, et donc la densité d'énergie est indépendante de la distance.

Et prenant une masse de $5000 M_\odot$, nous trouvons alors une densité de : $4 \cdot 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-3}$ ou 24 eV.cm^{-3} , ce qui est très grand par rapport à la valeur attendue qui doit être inférieure à 0.01 eV.cm^{-3} pour une supernova de 30000 ans, d'après Gabici et al. (2009).

Une telle densité impliquerait un faible coefficient de diffusion pour confiner les rayons cosmiques. En effet le rayon atteint par la diffusion peut être écrit : $R \sim (6DT)^{1/2}$ avec D, le coefficient de diffusion, et T, le temps depuis l'injection, que l'on suppose être 30 000 ans, soit l'âge de la supernova. Si on suppose aussi que 10% de son énergie passe dans l'accélération de particules au-delà de 1 GeV, (ce qui devient seulement 3% de cette énergie dans la gamme 5-200 TeV vue par H.E.S.S. pour un indice de 2.0, soit $E_{(>5\text{TeV})} = 3 \cdot 10^{49}$), alors nous pouvons calculer le coefficient de diffusion attendue, pour que la densité d'énergie soit égale à la valeur trouvée :

$$D = \left(\frac{3E_{(>5\text{TeV})}}{4\pi W_{(5-200\text{TeV})}} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{1}{6T}$$

soit une valeur de $D = 2.6 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, qui semble très faible en comparaison des valeurs trouvées dans le milieu interstellaire c'est-à-dire $\sim 10^{29} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, (en utilisant $D \sim 10^{28} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{0.3-0.7}$ d'après Berezhinskii et al. (1990))

La valeur ainsi trouvée implique cependant une distance explorée par les rayons cosmiques de $R \sim (6DT)^{1/2} = 68 \text{ pc}$, qui est compatible avec la distance projetée entre le centre de l'émission au TeV et celui de la supernova.

En résumé l'hypothèse hadronique telle que décrite ici est toujours possible, mais elle implique une densité de cosmiques encore jamais vue, ainsi qu'un coefficient de diffusion bien plus faible qu'attendu.

7.2.6.3 Cas d'une étoile massive en formation

Il est cependant possible que le coeur central en infra-rouge qui est une étoile massive en formation puisse être à l'origine de l'injection de rayons cosmiques. Nous avons vu que

placé à 10.5 kpc, l'énergétique n'est cependant pas très favorable. Les courbes de vitesse de rotation de la Galaxie (par exemple [Clemens 1985](#)) donnent deux valeurs possibles pour la distance : 10.5 kpc et 3 kpc. Dans le cas où l'objet central est la région d'accélération, la distance n'a plus besoin d'être liée à celle de la SNR, et donc la source peut se situer à une distance bien plus proche.

Dans le cas d'une distance de 3kpc, la taille physique des jets moléculaire devient $\sim 7 \times 1$ pc contre $\sim 24.5 \times 3.5$ pc à une distance de 10.5 kpc.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la densité dans les cosmiques nécessaire pour reproduire l'émission au TeV reste invariante, car les dépendances en distance se compensent.

Ainsi nous avons toujours besoin d'une densité d'énergie dans les rayons cosmiques de 24 eV.cm^{-3} entre 5 et 100 TeV. L'énergie totale est quant à elle divisée d'un facteur ~ 30 et donne donc une valeur de $W_{5-200\text{TeV}} = 1.2 \cdot 10^{46}$ erg, soit en extrapolant au-dessus de 1 GeV, une énergie représentant 0.007% de l'énergie typique d'une supernova.

Des modèles théoriques prévoient, cependant, la présence d'accélération de particules jusqu'aux très hautes énergies. Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 7.2.4, les jets des protostars peuvent avoir une vitesse de quelques centaines de km.s^{-1} . [Araudo et al. \(2007\)](#) et [Bosch-Ramon et al. \(2010\)](#) émettent donc l'hypothèse que l'accélération peut se faire au niveau des chocs terminaux dans les lobes des jets (que l'on peut deviner sur l'image 7.5). La luminosité prédite par ce genre de modèle est toutefois trop faible pour être observée au TeV. Ainsi, [Romero et al. \(2010\)](#), prédisent une luminosité au-dessus de 100 GeV de $6 \cdot 10^{32} \text{ erg.s}^{-1}$ en appliquant ce modèle à HH 80-81.

Un autre modèle, proposé par [Parkin et al. \(2010\)](#), place le lieu d'accélération au niveau du choc du vent supersonique de l'étoile. Cependant, ici non plus, la luminosité n'est pas suffisante pour expliquer nos données.

Dans tout les cas, les luminosités prédites par mécanisme Compton inverse sont très inférieures à ce qui est mesurable par H.E.S.S..

7.2.7 Conclusions

L'utilisation des 30 ks d'observation de *Chandra* n'a pas permis de montrer de manière claire l'origine de la source au TeV. Les données montrent des sources ponctuelles, présentant pour certaines, un rapport de dureté assez élevé qui en font des candidats intéressants pour de l'émission non-thermique ; cependant, elles ne sont pas assez brillantes pour obtenir des informations spectrales. L'absence de détection en coïncidence avec la source au TeV donne une limite supérieure à 3σ sur le flux de rayons X, corrigé de l'absorption, de $F_X(2-10\text{keV}) = 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Cette absence de détection d'objet compact et brillant, rejette les hypothèses d'objets compacts ou peu étendus comme origine de l'émission.

Nous avons présenté aussi une méthode donnant une relation entre le champ magnétique et la densité de colonne d'hydrogène, ce qui nous a permis de mettre une limite supérieure conservatrice de $3-4\mu\text{G}$ sur ce champ, en utilisant une valeur raisonnable de $N_H = 3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. L'ordre de grandeur de cette limite est relativement en accord avec les nébuleuses âgées. Dans le cas d'une telle interprétation, le rapport entre la luminosité X et celle en γ indique un pulsar avec une puissance d'au plus $3-5 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ et un âge d'au

moins 15000 ans. Les pulsars dans le voisinage, PSR B1855+02 et PSR J1857+0210 ne semblent toutefois pas correspondre au vu de leur grand âge et de leur faible puissance. L'hypothèse de rayons cosmiques accélérés par la supernova G35.6-0.4 ne semble pas très confortable non plus, car elle implique des densités d'énergie dans les particules très élevées, de l'ordre de 24 eV.cm^{-3} en comparaison de ce que l'on attend ($\leq 0.1 \text{ eV.cm}^{-3}$), et donc d'un très faible coefficient de diffusion.

La nature de la source à l'origine de l'émission au TeV est donc une question qui reste toujours en suspend. Quelques scénarios relativement mal contraints restent à explorer, comme la possibilité d'accélérer des particules dans les régions de formations d'étoiles. Cela semble une alternative intéressante, malgré le fait que les prédictions pour une seule étoile semblent être difficilement détectables par les instruments Čerenkov au sol existant actuellement. Enfin, les effets combinés de vents d'étoiles de ce type pourraient constituer une hypothèse alternative intéressante à examiner.

Quatrième partie

La population des nébuleuses de pulsars au TeV

La population des nébuleuses de pulsars au TeV

Sommaire

8.1	Introduction	229
8.2	Bilan des observations à haute énergie.	230
8.3	Les effets de sélection : Les limites du relevé galactique	241
8.4	Quelles informations générales peut on tirer des observations ?	247
8.4.1	Distribution des luminosités au TeV	248
8.4.2	L'apport de la luminosité X	252
8.4.3	Évolution du rayon des nébuleuses	261
8.4.4	Indice γ en fonction de l'indice X	263
8.5	Conclusions	265

8.1 Introduction

L'observation systématique du plan galactique par le télescope H.E.S.S. a permis la découverte de nombreuses sources, associées à des pulsars, et de montrer qu'elles étaient sans doute la classe la plus nombreuse d'émetteurs au TeV de la Galaxie.

Cependant, les relations liant les caractéristiques mesurées aux propriétés physiques de l'objet compact et de son environnement ne sont pas simples, ce qui complique d'autant la compréhension des mécanismes physiques en jeu dans la formation et l'évolution de ces restes de supernovae.

En effet, les propriétés de la nébuleuse (au TeV, en X ou en Radio) dépendent à la fois des propriétés physiques de l'étoile à neutron telles que sa période, l'intensité du champ magnétique de surface, le temps caractéristique de freinage et son indice, la vitesse du pulsar dans le milieu interstellaire, mais aussi des propriétés du vent du pulsar - sa magnétisation et le spectre des particules injectées - et enfin de la masse et de l'énergie des éjectas et de la densité du milieu interstellaire environnant.

C'est en s'appuyant sur une étude multi-longueur d'onde et sur le nombre important de nébuleuses (découvertes tout récemment) que l'on espère dégager un certain nombre de propriétés générales et d'indications sur l'évolution de ces objets.

8.2 Bilan des observations à haute énergie.

Lors de la partie précédente, nous avons présenté des objets aux caractéristiques bien distincts les uns des autres. Les nébuleuses au TeV peuvent être réparties en deux classes. Les nébuleuses associées à des pulsars jeunes et énergétiques, qui ont pour particularité d'avoir des nébuleuses compactes et centrées, et les nébuleuses étendues associées à des pulsars d'âge moyen, et dont le barycentre de l'émission est le plus souvent décentré, comparé à la position du pulsar.

Nous allons présenter ici un petit bilan rapide des données que l'on possède sur les pulsars et leurs nébuleuses associées (ou candidates). Nous nous sommes limités à des pulsars de puissance supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, car en dessous de ce seuil il y a un grand nombre de pulsars supplémentaires (60 dans la gamme de puissance de $10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$), ce qui risque d'introduire un nombre important de coïncidences fortuites. De plus les associations ne sont pas faciles à mettre en évidence, à cause de l'âge du pulsar ainsi que l'extension de la nébuleuse.

Le tableau 8.1 donne la liste des informations sur l'ensemble des pulsars connus jusqu'à aujourd'hui dont la puissance rotationnelle est supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$. La présence ou l'absence d'une émission au TeV (publiée par l'un au moins des trois observatoires) possiblement reliée est indiquée, ainsi que la présence possible d'un excès *MILAGRO* au voisinage du pulsar (à partir d'une significativité supérieure à 3σ) d'après [Abdo et al. \(2007\)](#) et [Abdo et al. \(2009b\)](#). Enfin, la dernière colonne indique si le pulsar a été détecté par *Fermi* dans le premier catalogue ([Abdo et al. 2010e](#)).

Le tableau 8.2 rapporte pour tous les pulsars dont la puissance est supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, les caractéristiques issues des observations au TeV, c'est à dire le flux d'énergie intégré entre 1-10 TeV, ainsi que l'indice spectral, la taille et l'offset entre le centre de la source et la position du pulsar. Si le spectre présente une coupure, elle est indiquée, dans ce cas, les paramètres du tableau sont ceux de la loi exponentielle. Nous avons aussi reporté la limite supérieure sur le flux dans la bande 1-10 TeV pour les sources ne présentant pas de détection, en utilisant la méthode décrite dans la partie 3.4.2.4, pour un niveau de confiance de 99%, ainsi qu'un indice de 2.3, qui est l'indice moyen.

Le tableau 8.3 donne la liste des informations à la fois sur la luminosité 1-10 TeV des nébuleuses pour lesquelles une association avec un pulsar énergétique est possible, ainsi que sur les informations de la nébuleuse X (Luminosité entre 2 et 10 keV) lorsqu'elles existent. Certains objets apparaissent ici sans luminosité, car il n'y a pas d'estimateur de distance associé valable (distance par mesure de dispersion, absorption, etc...). C'est le cas par exemple de la source associée au pulsar PSR J1418-6058, dont le pulsar a été détecté par *Fermi*.

La table 8.4, quant à elle, est une table de conversion entre le nom des pulsars, et le nom usuel qu'on lui donne. Ce nom usuel apparaîtra souvent, par la suite, dans cette partie. On peut remarquer certains abus de langage, qu'il faut rappeler ici, pour éviter toutes confusions ultérieures, car il arrive fréquemment que l'on donne le nom du reste de supernova pour nommer l'émission de la nébuleuse (comme SNR G0.9+0.1 par exemple).

Grâce aux différents résultats présentés ici, et vus dans les chapitres précédents, nous pouvons voir que :

- Au total, et tous instruments confondus, 26 sources peuvent potentiellement être associées à des nébuleuses ; 5 parmi celles-ci restent encore des associations incertaines, sur un total de 55 pulsars considérés ici, c'est à dire dont la puissance est supérieure à $10^{36} \text{erg.s}^{-1}$. Sur les 16 pulsars d'une puissance supérieure à $10^{37} \text{erg.s}^{-1}$ connue, seul 5 ne sont pas détectés.
- On remarque que pour certaines sources, il existe une émission ou une indication d'excès en provenance de MILAGRO. Ce détecteur Čerenkov à eau, possède une gamme en énergie située entre 5 et 100 TeV environ et permet d'observer des sources qui accélèrent jusqu'à de très haute énergie, avec une résolution angulaire faible du fait de la méthode de détection ($\sim 1.1^\circ$, [Abdo et al. 2007](#)). Cependant, la plupart des sources ou des excès qui ont été observés sont en coïncidence avec des pulsars puissants, comme par exemple celui de la nébuleuse du Crabe, ou MGRO J1908+06 ([Abdo et al. 2007](#)). Lors de la publication du catalogue Fermi des sources brillantes, [Abdo et al. \(2009b\)](#) ont montré la coïncidence de plusieurs excès MILAGRO d'une significativité supérieure à 3σ avec des pulsars connus desquels le satellite Fermi détecte un signal.

L'observation de MGRO J1908+06, dont H.E.S.S a confirmé l'émission ([Aharonian et al. 2009a](#)), est associée au pulsar PSR J1907+06 découvert par Fermi par une méthode de recherche à l'aveugle ([Abdo et al. 2009a](#)). H.E.S.S a mis en évidence une nébuleuse étendue ($\sigma=0.34^\circ$, en ajustant une gaussienne) avec un spectre plutôt dur ($\Gamma=2.1$), tout à fait compatible avec le flux observé par MILAGRO. Ce type de détection montre la présence de particules très énergétiques au sein des nébuleuses même lorsque celle-ci sont évoluées et étendues. Les informations X montrent aussi cette information de manière évidente, mais seulement pour des régions proches du pulsar, tandis que les régions émettrices au TeV sont bien plus grandes. Cela implique aussi que les champs magnétiques des nébuleuses doivent être faibles, pour que ces particules "survivent" aussi loin à des énergies aussi élevées.

Cependant, des travaux récents, menés par [Bamba et al. \(2010a\)](#), suggèrent la présence d'émissions diffuses dans le domaine X jusqu'à des distance éloignées du pulsar, de l'ordre de la dizaine de pc (comme pour le pulsar PSR B1823-13 et PSR J1809-1917). Ce résultat confirme la présence de particules très énergétiques jusqu'à de grandes distances du pulsar.

- Fermi est un outil précieux, car il a détecté une centaine de pulsars dont 24 découverts par l'intermédiaire de méthodes de recherche à l'aveugle ([Abdo et al. 2009a](#)). Cela a permis de découvrir des pulsars énergétiques, comme PSR J1418-6058 ou encore PSR J1907+06, pour lesquels il y a une source au TeV à proximité. Il a aussi détecté la nébuleuse associée à 3 pulsars : Vela ([Abdo et al. 2010c](#)), le Crabe ([Abdo et al. 2010d](#)) ainsi que PSR B1509-58 ([Abdo et al. 2010b](#)). Cet exercice n'est cependant pas aisé car dans ce domaine d'énergie, la nébuleuse est dominée par l'émission pulsée, ce qui nécessite une soustraction soignée de la composante pulsée.
- La figure 8.1 montre la distribution des indices spectraux et de la luminosité 1-10 TeV ajustée sur les données pour les nébuleuses de pulsars (et candidats) présentées

ici. L'indice spectral moyen est de 2.3 avec une variance de 0.2, tandis que la luminosité moyenne est de 34.3 avec une variance de 0.7. L'indice spectral ne montre pas de dépendance en fonction des paramètres de la nébuleuse, que ce soit la puissance du pulsar ou l'âge.

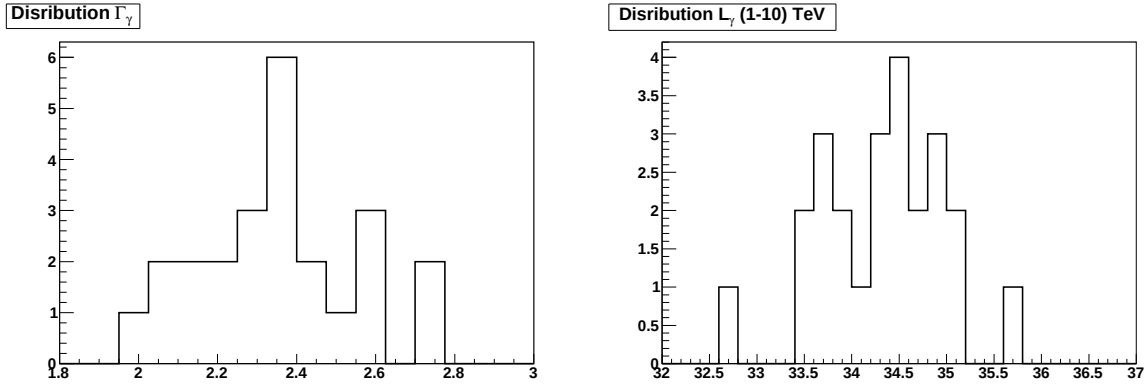


FIGURE 8.1 – (*gauche*) Distribution des indices spectraux au TeV, de l'ensemble des nébuleuses et candidats présents ici. (*droite*) distribution du logarithme décimal de la luminosité entre 1 et 10 TeV des nébuleuses et candidats.

Pulsar	l (°)	b (°)	$\dot{E}$ ($10^{36} \text{erg.s}^{-1}$)	Age (kyr)	P (ms)	$\dot{P}$ (s/s)	Dist. (kpc)	THE/M/F
J0537-6910	279.6	-31.7	488.0	4.93	16.1	5.18e-14	48	Y / N / N
B0531+21	184.6	-5.8	461.0	1.24 (0.96)	33.1	4.23e-13	2	Y / Y / Y
B0540-69	279.7	-31.5	147.0	1.67	50.5	4.79e-13	48	N / N / N
J1813-1749	12.8	-0.0	68.0	4.60	44.7	1.54e-13	4.7	Y / N / N
J1400-6325	310.6	-1.6	51.0	12.70 (1)	31.2	3.89e-14	7	N / N / N
J1747-2809	0.9	0.1	43.3	5.30 (2.5)	52.2	1.56e-13	13	Y / N / N
J1833-1034	21.5	-0.9	33.7	4.85 (0.87)	61.9	2.02e-13	4.3	Y / N / Y
J0205+6449	130.7	3.1	27.0	5.36	65.7	1.94e-13	3.2	N / N / Y
J2229+6114	106.6	2.9	22.5	10.45	51.6	7.83e-14	7.2	Y / Y / Y
B1509-58	320.3	-1.2	17.7	1.55	150.7	1.54e-12	4.2	Y / N / Y
J1617-5055	332.5	-0.3	16.0	8.14	69.4	1.35e-13	6.5	Y / N / N
J1124-5916	292.0	1.8	11.9	2.87	135.3	7.47e-13	6.5	N / N / Y
J1930+1852	54.1	0.3	11.6	2.89	136.9	7.51e-13	5	Y / N / N
J1023-5746	284.2	-0.4	11.0	4.60	111.5	3.84e-13	6.5	Y / N / Y
J1420-6048	313.5	0.2	10.4	12.98	68.2	8.32e-14	5.6	Y / N / Y
J1410-6132	312.2	-0.1	10.1	24.78	50.1	3.20e-14	16	N / N / N
J1846-0258	29.7	-0.2	8.1	0.73	325.7	7.08e-12	6.2	Y / N / N
B0833-45	263.6	-2.8	6.9	11.32	89.3	1.25e-13	0.29	Y / N / Y
J1811-1925	11.2	-0.3	6.4	23.29 (1.6)	64.7	4.40e-14	5	N / N / N
J1813-1246	17.2	2.4	6.2	43.28	48.1	1.76e-14		N / N / N
J1838-0655	25.2	-0.2	5.5	22.70	70.5	4.92e-14	6.6	Y / N / N
J1418-6058	313.3	0.1	4.9	10.31	110.6	1.70e-13		Y / N / N
J1856+0245	36.0	0.1	4.6	20.61	80.9	6.22e-14	9	Y / N / N
J1112-6103	291.2	-0.5	4.5	32.67	65.0	3.15e-14	12	N / N / N

Suite sur la page suivante ...

Pulsar	l	b	E	Age	P	P	Dist.	THE/M/F
B1951+32	68.8	2.8	3.7	107.25	39.5	5.84e-15	2.5	N / N / Y
J1826-1256	18.6	-0.4	3.6	14.43	110.2	1.21e-13		N / N / N
B1706-44	343.1	-2.7	3.4	17.46	102.5	9.30e-14	1.8	Y / N / Y
J2021+3651	75.2	0.1	3.4	17.18	103.7	9.57e-14	12	N / Y / Y
J1524-5625	323.0	0.4	3.2	31.78	78.2	3.90e-14	2.8	N / N / N
J1357-6429	309.9	-2.5	3.1	7.31	166.1	3.60e-13	2.5	Y / N / N
J1913+1011	44.5	-0.2	2.9	168.83	35.9	3.37e-15	4.5	Y / N / N
J1907+06	40.2	-0.9	2.8	19.35	106.6	8.73e-14		Y / Y / N
B1823-13	18.0	-0.7	2.8	21.41	101.5	7.51e-14	3.9	Y / N / N
B1757-24	5.3	-0.9	2.6	15.46	124.9	1.28e-13	4.6	N / N / N
J1016-5857	284.1	-1.9	2.6	21.06	107.4	8.08e-14	8	N / N / N
J1747-2958	359.3	-0.8	2.5	25.54	98.8	6.13e-14	2	N / N / Y
J1105-6107	290.5	-0.8	2.5	63.37	63.2	1.58e-14	5	N / N / N
J1119-6127	292.2	-0.5	2.3	1.61	407.7	4.02e-12	8.4	Y / N / N
B1800-21	8.4	0.1	2.2	15.80	133.6	1.34e-13	3.9	Y / N / N
B1046-58	287.4	0.6	2.0	20.35	123.7	9.63e-14	2.7	N / N / Y
J1837-0604	26.0	0.3	2.0	33.75	96.3	4.52e-14	6.2	N / N / N
J0940-5428	277.5	-1.3	1.9	42.16	87.5	3.29e-14	3	N / N / N
J1809-1917	11.1	0.1	1.8	51.41	82.7	2.55e-14	3.5	Y / N / N
J1301-6305	304.1	-0.2	1.7	10.95	184.5	2.67e-13	6.7	Y / N / N
J1928+1746	52.9	0.1	1.6	82.50	68.7	1.32e-14	5.8	N / N / N
B1610-50	332.2	0.2	1.6	7.42	231.7	4.95e-13	7.2	N / N / N
J1828-1101	20.5	0.0	1.6	77.13	72.1	1.48e-14	6.6	N / N / N
J1437-5959	315.8	0.2	1.4	113.80	61.7	8.59e-15	8.1	N / N / N
B1338-62	308.7	-0.0	1.4	12.11	193.3	2.53e-13	8.6	N / N / N

Suite sur la page suivante ...

Pulsar	l	b	$\dot{E}$	Age	P	$\dot{P}$	Dist.	THE/M/F
J1718-3825	349.0	-0.4	1.2	89.63	74.7	1.32e-14	3.6	Y / N / Y
B1727-33	354.1	0.1	1.2	26.06	139.5	8.48e-14	3.5	N / N / N
J1055-6028	289.1	-0.7	1.2	53.53	99.7	2.95e-14	16	N / N / N
J1831-0952	21.9	-0.1	1.1	128.10	67.3	8.32e-15	4	N / N / N
J0855-4644	267.0	-1.0	1.1	141.17	64.7	7.26e-15	3.9	N / N / N

TABLE 8.1 – Caractéristiques des pulsars ayant une énergie rotationnelle supérieure à 10^{36} erg.s⁻¹. L'âge indiqué est l'âge caractéristique du pulsar ; l'âge du reste de supernova, lorsqu'il est connu, est indiqué entre parenthèses. Par la suite, nous utiliserons cette dernière mesure lorsqu'elle existe. La dernière colonne indique la possible présence d'une émission au TeV (THE), d'un excès de Milagro à proximité (M) et d'une détection du pulsar par Fermi (F), avec Y=OUI et N=NON).

Pulsar	Nom THE	Flux (1-10 TeV) erg.cm ⁻² .s ⁻¹	Γ_γ	Ecut TeV	Taille (')	Offset (')
J0537-6910	HESS J0537-691	$2.3 \cdot 10^{-12} \pm 4.8 \cdot 10^{-13}$	2.6 ± 0.2			
B0531+21	HESS J0534+220	$7.3 \cdot 10^{-11} \pm 3.3 \cdot 10^{-12}$	2.4 ± 0.0	14.3 ± 2.1		
B0540-69		$< 8.5 \cdot 10^{-13}$	2.3			
J1813-1749	HESS J1813-178	$8.9 \cdot 10^{-12} \pm 1.2 \cdot 10^{-12}$	2.1 ± 0.1		3.2	0.8
J1400-6325		$< 1 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1747-2809	HESS J1747-281	$2 \cdot 10^{-12} \pm 3.3 \cdot 10^{-13}$	2.4 ± 0.1			
J1833-1034	HESS J1833-105	$1.5 \cdot 10^{-12} \pm 5.1 \cdot 10^{-13}$	2.1 ± 0.2			
J0205+6449		$< 1.6 \cdot 10^{-12}$	2.5			
J2229+6114	VER J2228+609	$4.3 \cdot 10^{-13} \pm 1 \cdot 10^{-13}$	2.3 ± 0.3		20	23
B1509-58	HESS J1514-591	$1.6 \cdot 10^{-11} \pm 7.3 \cdot 10^{-13}$	2.3 ± 0.0		6.5	2
J1617-5055	HESS J1616-508	$1.7 \cdot 10^{-11} \pm 1.3 \cdot 10^{-12}$	2.4 ± 0.1		12	10
J1124-5916		$< 1.3 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1930+1852	VER J1930+188	$1.8 \cdot 10^{-12} \pm 5.1 \cdot 10^{-13}$	2.4 ± 0.2			
J1023-5746	HESS J1023-575	$6.6 \cdot 10^{-12} \pm 1.5 \cdot 10^{-12}$	2.6 ± 0.2		16	3
J1420-6048	HESS J1420-607	$1.1 \cdot 10^{-11} \pm 9.2 \cdot 10^{-13}$	2.2 ± 0.1		5	2.4
J1410-6132		$< 2.4 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1846-0258	HESS J1846-029	$1.7 \cdot 10^{-12} \pm 3.2 \cdot 10^{-13}$	2.3 ± 0.1			
B0833-45	HESS J0835-455	$4.8 \cdot 10^{-11} \pm 8.4 \cdot 10^{-12}$	1.4 ± 0.1	13.4 ± 3.1	38	24
J1811-1925		$< 1.4 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1813-1246		$< 2.3 \cdot 10^{-12}$				
J1838-0655	HESS J1837-069	$2 \cdot 10^{-11} \pm 9.4 \cdot 10^{-13}$	2.4 ± 0.0		20	8.4
J1418-6058	HESS J1418-609	$1 \cdot 10^{-11} \pm 1 \cdot 10^{-12}$				
J1856+0245	HESS J1857+026	$1.5 \cdot 10^{-11} \pm 2.1 \cdot 10^{-12}$	2.4 ± 0.1		8.6	7.8
J1112-6103		$< 1.9 \cdot 10^{-12}$	2.3			

Suite sur la page suivante ...

Pulsar	Nom THE	Flux (1-10 TeV)	Γ_γ	Ecut	Taille	Offset
B1951+32		$< 3.5 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1826-1256		$< 2.1 \cdot 10^{-12}$				
B1706-44	HESS J1708-443	$1.5 \cdot 10^{-11} \pm 3.4 \cdot 10^{-12}$	2.0 ± 0.1		26	19
J2021+3651						
J1524-5625		$< 2.2 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1357-6429	HESS J1356-645	$6.2 \cdot 10^{-12} \pm 1.3 \cdot 10^{-12}$	2.6 ± 0.1		14	11
J1913+1011	HESS J1912+101	$6.4 \cdot 10^{-12} \pm 1.6 \cdot 10^{-12}$	2.7 ± 0.2		23	8
J1907+06	HESS J1908+063	$1.4 \cdot 10^{-11} \pm 1.5 \cdot 10^{-12}$				
B1823-13	HESS J1825-137	$4.9 \cdot 10^{-11} \pm 1.4 \cdot 10^{-12}$	2.4 ± 0.0		22	17
B1757-24		$< 1.2 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1016-5857		$< 2 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1747-2958		$< 8.6 \cdot 10^{-13}$	2.3			
J1105-6107		$< 7.2 \cdot 10^{-13}$	2.3			
J1119-6127	HESS J1119-615	$2.2 \cdot 10^{-12} \pm 6.8 \cdot 10^{-13}$	2.5 ± 0.2		6.3	3
B1800-21	HESS J1804-216	$1 \cdot 10^{-11} \pm 6.5 \cdot 10^{-13}$	2.7 ± 0.1		18	10
B1046-58		$< 5.1 \cdot 10^{-13}$	2.3			
J1837-0604		$< 3.2 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J0940-5428		$< 2.1 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1809-1917	HESS J1809-193	$1.8 \cdot 10^{-11} \pm 8.6 \cdot 10^{-12}$	2.2 ± 0.1		22	6.6
J1301-6305	HESS J1303-631	$1.4 \cdot 10^{-11} \pm 6.4 \cdot 10^{-13}$	2.5 ± 0.0		15	9.8
J1928+1746		$< 1.5 \cdot 10^{-12}$	2.3			
B1610-50		$< 2.8 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1828-1101		$< 1.8 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1437-5959		$< 5.1 \cdot 10^{-13}$	2.3			
B1338-62		$< 1.3 \cdot 10^{-12}$	2.3			

Suite sur la page suivante ...

Pulsar	Nom THE	Flux (1-10 TeV)	Γ_γ	Ecut	Taille	Offset
J1718-3825	HESS J1718-385	$4.3 \cdot 10^{-12} \pm 6.5 \cdot 10^{-13}$	1.8 ± 0.1		9.8	7.8
B1727-33		$< 1 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J1055-6028		$< 9 \cdot 10^{-13}$	2.3			
J1831-0952		$< 2.7 \cdot 10^{-12}$	2.3			
J0855-4644		$< 4.2 \cdot 10^{-12}$	2.3			

TABLE 8.2 – Caractéristiques observationnelles au TeV des émissions associées aux pulsars de puissance supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, avec indiqués les résultats obtenus au TeV, le flux entre 1 et 10 TeV, l'indice spectral, ainsi que la taille et l'offset de l'objet par rapport au pulsar. Les sources dont nous avons pu obtenir une limite supérieure sont celles dont le flux n'a pas d'erreur. Ces valeurs sont reportées avec un niveau de confiance de 99%, pour un indice de $\Gamma=2.3$, indice moyen des nébuleuses de pulsars.

Pulsar	Nom THE	$\dot{E}$ $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$	Dist. kpc	$L_\gamma(1-10\text{TeV})$ erg.s^{-1}	Γ_γ	E_{cut} TeV	$L_X(2-10\text{keV})$ erg.s^{-1}	Γ_X
J0537-6910	HESS J0537-691	488.0	48	$35.80^{+0.10}_{-0.12}$	2.6 ± 0.2		$36.36^{+0.09}_{-0.12}$	2.3 ± 0.1
B0531+21	HESS J0534+220	461.0	2	$34.55^{+0.15}_{-0.22}$	2.4 ± 0.0	14.3 ± 2.1	$37.17^{+0.15}_{-0.22}$	2.1 ± 0.0
J1813-1749	HESS J1813-178	68.0	4.7	$34.37^{+0.15}_{-0.24}$	2.1 ± 0.1		$34.47^{+0.16}_{-0.26}$	1.3 ± 0.2
J1747-2809	HESS J1747-281	43.3	13	$34.63^{+0.16}_{-0.25}$	2.4 ± 0.1		$35.24^{+0.16}_{-0.26}$	2.0 ± 0.2
J1833-1034	HESS J1833-105	33.7	4.3	$33.53^{+0.18}_{-0.32}$	2.1 ± 0.2		$35.09^{+0.16}_{-0.26}$	1.9 ± 0.0
J2229+6114*	VER J2228+609	22.5	7.2	$33.43^{+0.17}_{-0.27}$	2.3 ± 0.3		$33.86^{+0.16}_{-0.26}$	1.4 ± 0.1
B1509-58	HESS J1514-591	17.7	4.2	$34.52^{+0.15}_{-0.22}$	2.3 ± 0.0		$35.02^{+0.16}_{-0.26}$	2.0 ± 0.0
J1617-5055*	HESS J1616-508	16.0	6.5	$34.93^{+0.15}_{-0.23}$	2.4 ± 0.1		$33.30^{+0.15}_{-0.24}$	1.6 ± 0.2
J1930+1852	VER J1930+188	11.6	5	$33.74^{+0.17}_{-0.29}$	2.4 ± 0.2		$34.24^{+0.16}_{-0.26}$	1.9 ± 0.2
J1023-5746	HESS J1023-575	11.0	6.5	$34.52^{+0.22}_{-0.46}$	2.6 ± 0.2			
J1420-6048	HESS J1420-607	10.4	5.6	$34.61^{+0.15}_{-0.23}$	2.2 ± 0.1		$33.90^{+0.15}_{-0.23}$	2.3 ± 0.8
J1846-0258	HESS J1846-029	8.1	6.2	$33.88^{+0.16}_{-0.25}$	2.3 ± 0.1		$35.16^{+0.16}_{-0.26}$	1.9 ± 0.0
B0833-45	HESS J0835-455	6.9	0.29	$32.67^{+0.16}_{-0.25}$	1.4 ± 0.1	13.4 ± 3.1	$32.86^{+0.16}_{-0.26}$	1.6 ± 0.0
J1838-0655	HESS J1837-069	5.5	6.6	$35.01^{+0.15}_{-0.22}$	2.4 ± 0.0		$33.82^{+0.16}_{-0.26}$	1.6 ± 0.5
J1418-6058	HESS J1418-609	4.9						
J1856+0245*	HESS J1857+026	4.6	9	$35.16^{+0.15}_{-0.24}$	2.4 ± 0.1			
B1706-44	HESS J1708-443	3.4	1.8	$33.79^{+0.16}_{-0.27}$	2.0 ± 0.1		$32.46^{+0.15}_{-0.22}$	1.8 ± 0.1
J1357-6429	HESS J1356-645	3.1	2.5	$33.67^{+0.16}_{-0.26}$	2.6 ± 0.1		$32.15^{+0.16}_{-0.26}$	1.8 ± 0.2
J1913+1011*	HESS J1912+101	2.9	4.5	$34.19^{+0.17}_{-0.27}$	2.7 ± 0.2			
J1907+06	HESS J1908+063	2.8						
B1823-13	HESS J1825-137	2.8	3.9	$34.95^{+0.15}_{-0.22}$	2.4 ± 0.0		$33.36^{+0.19}_{-0.35}$	2.3 ± 0.4
J1119-6127	HESS J1119-615	2.3	8.4	$34.27^{+0.18}_{-0.31}$	2.5 ± 0.2		$33.67^{+0.16}_{-0.26}$	1.5 ± 0.3
B1800-21*	HESS J1804-216	2.2	3.9	$34.27^{+0.15}_{-0.23}$	2.7 ± 0.1		$32.17^{+0.15}_{-0.23}$	1.6 ± 0.3
J1809-1917	HESS J1809-193	1.8	3.5	$34.44^{+0.21}_{-0.42}$	2.2 ± 0.1		$32.62^{+0.15}_{-0.23}$	1.4 ± 0.1

Suite sur la page suivante ...

Pulsar	Nom THE	$\dot{E}$	Dist.	$L_\gamma(1 - 10\text{TeV})$	Γ_γ	E_{cut}	$L_X(2 - 10\text{keV})$	Γ_X
J1301-6305	HESS J1303-631	1.7	6.7	$34.86^{+0.15}_{-0.22}$	2.5 ± 0.0		$32.52^{+0.15}_{-0.23}$	2.0 ± 0.3
J1718-3825*	HESS J1718-385	1.2	3.6	$33.83^{+0.15}_{-0.24}$	1.8 ± 0.1		$32.44^{+0.16}_{-0.26}$	1.9 ± 0.2

TABLE 8.3 – Caractéristiques observationnelles des sources au TeV associées à un pulsar. L'étoile à côté du nom du pulsar indique ceux pour lesquels l'association n'est pas confirmée. Lorsqu'il y a présence d'une énergie de coupure, alors le spectre de la source est mieux reproduit par une loi de puissance avec coupure exponentielle.

Pulsar	Nom Usuel
J0537-6910	SNR N157B
B0531+21	Crab
J1747-2809	SNR G0.9+0.1
J1833-1034	SNR G21.5-0.9
J0205+6449	SNR 3C 58
J2229+6114	Boomerang
B1509-58	MSH 15-52
J1930+1852	SNR G54.1+0.3
J1023-5746	Westerlund 2
J1420-6048	K3
J1846-0258	Kes 75
B0833-45	Vela
J1811-1925	SNR G11.2-0.3
J1418-6058	Rabbit
B1757-24	Duck
J1747-2958	Mouse

TABLE 8.4 – Table d'identification des pulsars avec le nom usuel de la source.

8.3 Les effets de sélection : Les limites du relevé galactique

Un horizon limité

Sauf pour les luminosités de l'ordre de celle de la nébuleuse du Crabe, la sensibilité de H.E.S.S. ne permet pas d'observer la Galaxie dans toute sa profondeur, mais seulement une portion de celle-ci. La complétude du catalogue des nébuleuses de pulsars dépend donc de cette profondeur, que nous allons étudier dans cette section.

Nous avons fabriqué, avec toutes les données recueillies dans le plan galactique jusqu'à Août 2010, la carte en sensibilité du plan galactique (pour les détails de la fabrication de ces cartes, voir la section 3.4.3).

La sensibilité F_L , c'est à dire le flux le plus faible accessible étant donné la sensibilité de l'instrument et l'exposition obtenue après six saisons d'observation du plan de la Galaxie (soit ~ 5000 runs pour un temps d'observation total de 2300 heures), peut être transformée en une distance maximale pour qu'une source de luminosité L donnée soit détectable. Cet horizon D se déduit de la formule suivante :

$$D = \sqrt{\frac{L}{4\pi F_L}}$$

Par la suite, nous utiliserons la bande d'énergie 1-10 TeV comme intervalle pour calculer la sensibilité. Cette dernière est calculée en supposant une loi de puissance d'indice 2.3, ce qui correspond à l'indice moyen des nébuleuses, et un seuil de significativité de 6.3σ (cf chapitre 4), qui correspond au critère de détection d'une source dans le relevé du plan galactique.

Il est à noter que la sensibilité varie en fonction de l'âge des sources. En effet la plupart des nébuleuses âgées sont assez étendues (pouvant atteindre des tailles de l'ordre de la dizaine de parsec, cf figure 8.13), ce qui se traduit par une extension angulaire plus ou moins grande en fonction de leurs distances. De fait, la sensibilité à ces sources est plus faible comparée aux sources jeunes et ponctuelles⁵⁹.

La carte 8.2 montre une image de la galaxie vue du dessus avec l'horizon accessible par H.E.S.S., pour une source ponctuelle sous deux hypothèses de luminosité, tandis que

59. La significativité s'écrit au premier ordre : $\sigma = \frac{\text{Exces}}{\text{Variance}} = \frac{N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}}{\sqrt{N_{\text{ON}} + \alpha^2 N_{\text{OFF}}}}$. (La formule usuelle est celle de Li & Ma (1983), voir section 3.2.4, mais celle au premier ordre suffit pour saisir le principe). Si nous considérons deux sources possédant les mêmes caractéristiques (même signal S attendu, et même nombre d'excès mesurés), mais de deux tailles différentes, et si de plus, pour simplifier la tâche, nous supposons que la normalisation α est suffisamment faible pour considérer le terme de variance dominé par le nombre d'événements de la région ON, alors nous pouvons écrire le rapport des significativités de la source 1 par rapport à la source 2 :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \sqrt{\frac{N_{\text{ON},2}}{N_{\text{ON},1}}} = \sqrt{\frac{S + B_1}{S + f^2 B_1}} < 1$$

Avec $N_{\text{ON},1}$ et $N_{\text{ON},2}$ le nombre d'événements dans la région ON de la source 1,2 qui est le signal S plus le fond B_1 , B_2 respectivement. Si on suppose la taille de la source 2 comme étant plus grande que la source 1 d'un facteur f , alors la quantité de fond augmente comme f^2 .

Donc toutes choses égales par ailleurs, si la taille de la source est plus grande, alors la significativité diminue, et donc la sensibilité baisse. Cela implique donc que l'horizon visible soit plus petit lorsque l'on cherche des sources étendues.

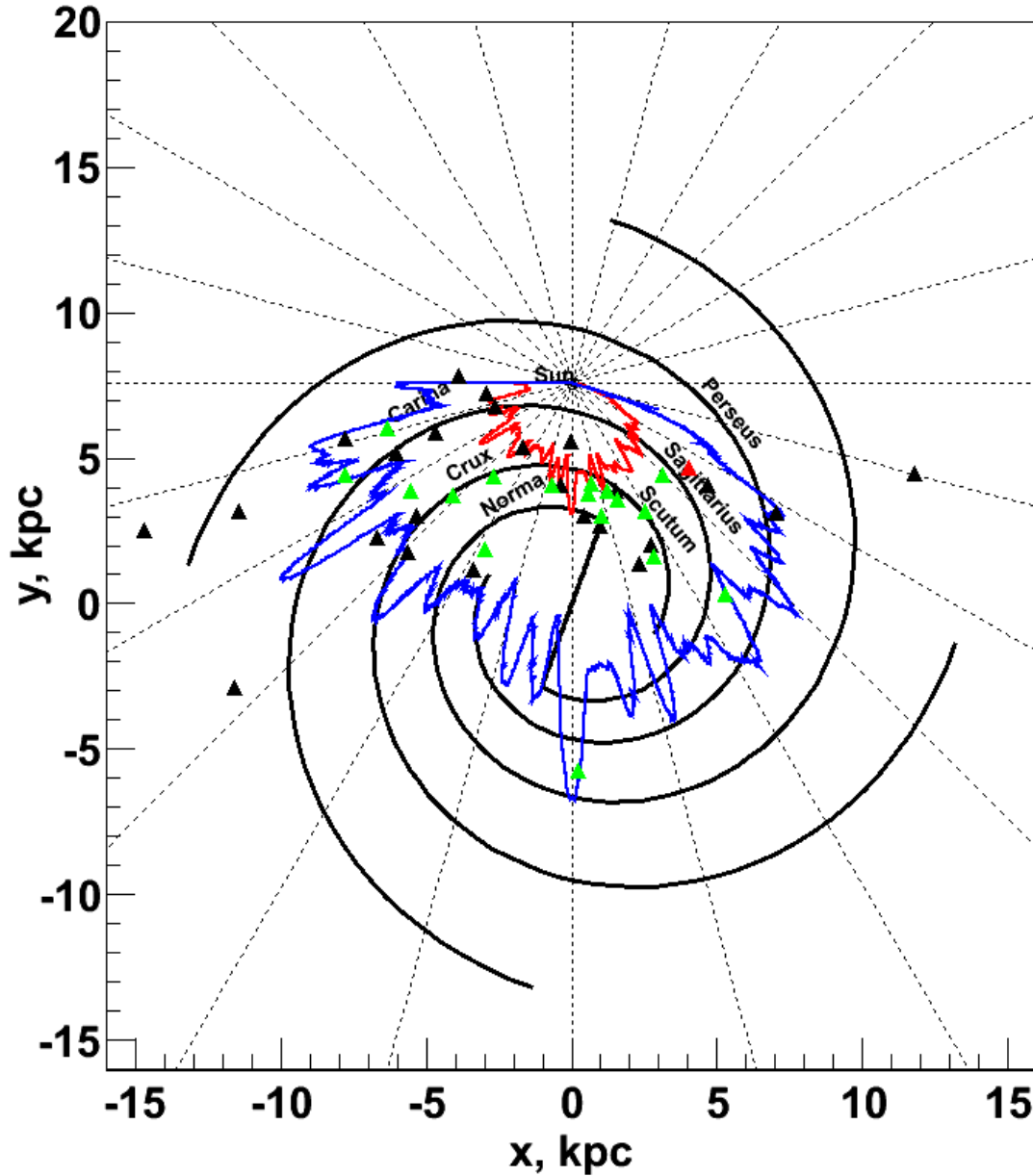


FIGURE 8.2 – Image de la Galaxie vue du dessus. Les courbes noires représentent les bras spiraux, d'après Vallée (2008). Les courbes bleues et rouges représentent la distance accessible pour une source ponctuelle d'une luminosité de 10^{34} et 10^{33} erg.s^{-1} , respectivement. Les triangles représentent la position des pulsars connus dont l'énergie rotationnelle est supérieure à 10^{36} erg.s^{-1} et dont la latitude galactique est inférieure à 2° . En vert sont montrés ceux dont l'association avec une source au TeV détectée par H.E.S.S. est confirmée ou probable ; le triangle rouge représente le pulsar pour lequel une nébuleuse est détectée par VERITAS, et les noirs, ceux pour lesquels il n'y a pas de signal au TeV associé.

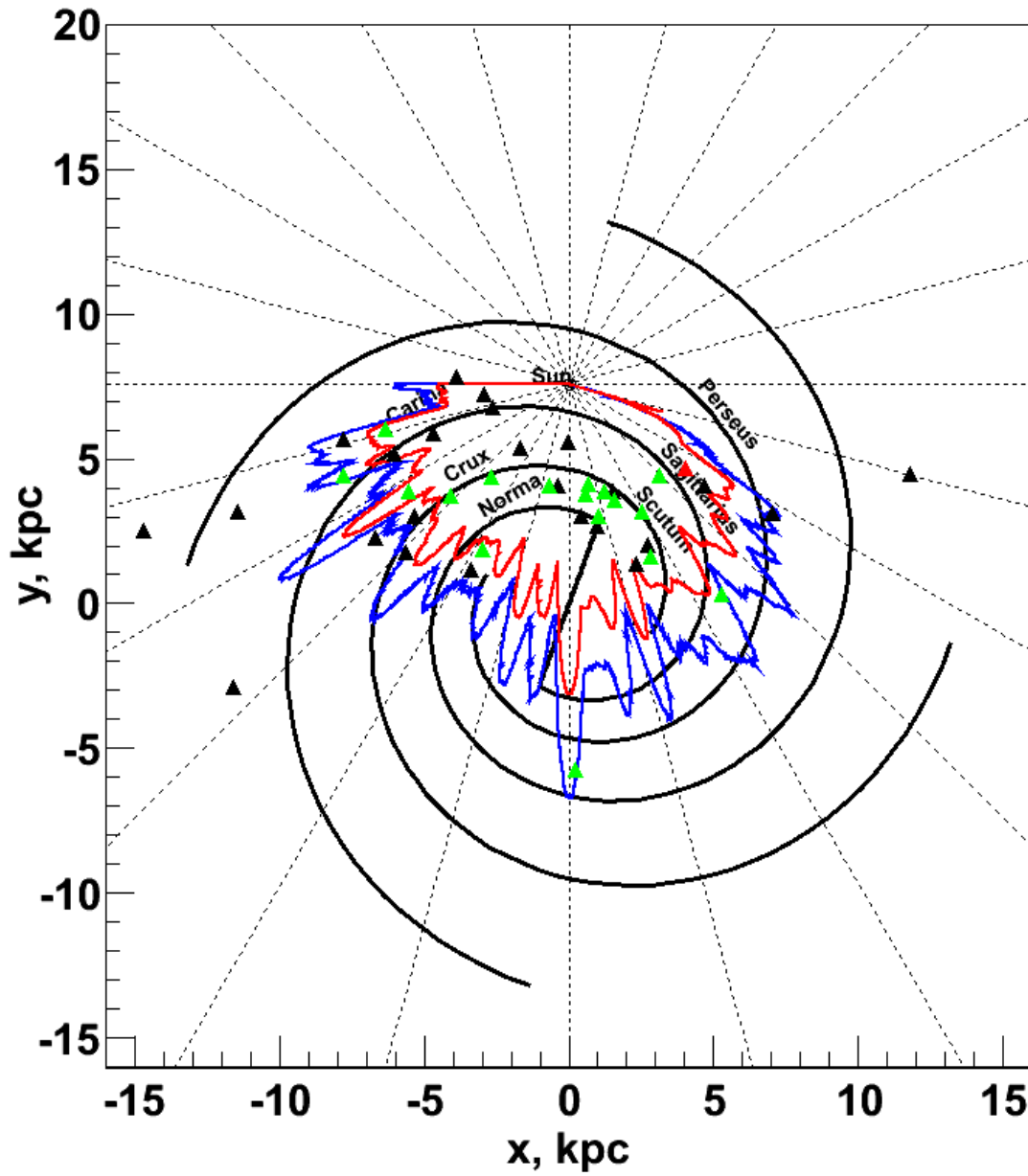


FIGURE 8.3 – Image de la Galaxie vue du dessus. Les courbes noires représentent les bras spiraux, d'après Vallée (2008). Les courbes bleues et rouges représentent les distances accessibles, pour une luminosité de $10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$, dans le cas de sources ponctuelles et étendues, pour un rayon d'intégration de 0.1° et 0.22° respectivement.

la figure 8.3 montre la Galaxie vue du dessus, pour une même luminosité, mais deux hypothèses différentes sur la taille de la source. La sensibilité obtenue en chaque point de coordonnées l , avec $b=0^\circ$, à été convertie en distance maximale pour une luminosité donnée sur les cartes.

Les triangles marquent la position des pulsars dont la puissance rotationnelle est supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, et qui sont situés à une latitude galactique de valeur absolue inférieure à 2° . Les triangles verts représentent les pulsars pour lesquels une nébuleuse (confirmée ou probable) est observée au TeV avec H.E.S.S., tandis qu'en rouge est représenté celui découvert par VERITAS⁶⁰, associé à PSR J1930+1852. Tandis que les triangles noirs représentent les pulsars pour lesquels il n'y a pas de nébuleuse détectée (aux très hautes énergies).

La modélisation des bras spiraux de la Galaxie, pour le calcul des horizons, est faite en utilisant les résultats récents de Vallée (2008), qui sont issus d'un travail de compilation des différents résultats antécédents. La paramétrisation des bras spiraux est faite en utilisant la fonction :

$$x = r \cos \theta ; y = r \sin \theta ; r = r_0 e^{k(\theta - \theta_0)}$$

avec $k = \tan p$. Les paramètres utilisés dans Vallée (2008) sont $r_0 = 2.1 \pm 0.1 \text{ kpc}$, $\theta_0 = -20^\circ \pm 5^\circ$ et $p = 12.8^\circ$.

L'irrégularité de ces courbes d'horizon souligne la non-uniformité du relevé galactique actuel, laquelle s'explique par le fait que certaines régions particulièrement intéressantes ont été observées de manière plus profonde que d'autres.

Les courbes montrent d'autre part un large effet de sélection sur les nébuleuses observables, car environ la moitié de notre Galaxie est visible pour une luminosité de $10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$, tandis que pour une luminosité de $10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$, l'espace accessible devient très restreint, ainsi que l'effet de la taille de la source sur l'horizon accessible. La taille de la source va aussi jouer dans l'horizon accessible.

On remarque aussi le faible nombre de pulsars observables dans l'horizon à $10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$. Tandis que pour l'horizon à $10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$, $\sim 50\%$ des pulsars connus (avec une puissance supérieur à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$) ont une nébuleuse au TeV associée.

Nous pouvons aussi noter que la Galaxie est presque totalement visible pour une luminosité de $5 \cdot 10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$, ce qui implique que, dans la limite de la confusion des sources, pratiquement toute source peu étendue à ce niveau de luminosité doit avoir été déjà détectée par le relevé actuel.

Une large fraction de la Galaxie encore à découvrir

Pour caractériser au mieux la fraction de la Galaxie qui à été observée, nous avons fait le même travail que ci-dessus, mais en deux dimensions (l, b) , en prenant en compte toutes les informations du relevé galactique de H.E.S.S. Pour cela nous avons choisi de présenter différemment le résultat, et de montrer la fraction de la Galaxie qui est observée, plutôt

60. Une autre source possiblement associée à un pulsar énergétique a été découverte par VERITAS, PSR J2229+6114, autrement connu sous le nom du Boomerang, mais possède une latitude de 2.95° au dessus du plan galactique. D'autre part, l'offset est assez important et la source au TeV est en coïncidence avec un nuage moléculaire, ce qui motive Acciari et al. (2009), à préférer une origine hadronique à l'émission.

que la distance sondée en supposant connue la distribution des sources. Bien que cela soit une représentation similaire à ce qui a été fait précédemment, elle illustre de manière plus claire la profondeur des différentes régions observées.

Pour ce faire, nous avons utilisé un tirage Monte-Carlo où les pulsars sont distribués dans les bras spiraux à l'instar de [Faucher-Giguère & Kaspi \(2006\)](#). Bien que la matière soit répartie aussi dans le disque, les pulsars jeunes doivent être distribués le long des bras, car ils sont formés par des étoiles massives dont la durée de vie est courte. Il faut aussi préciser que ceci n'est pas valable pour des sources issues d'objets anciens comme les supernova de type IA, ou les binaires.

La géométrie des bras utilisée est celle issue de [Vallée \(2008\)](#), avec une distribution radiale des supernova qui s'écrit :

$$\rho(r) = Ar^n e^{-r/\sigma}$$

provenant de [Lorimer \(2004\)](#), avec $A = 64.6$, $n = 2.35$ et $\sigma = 1.528$.

La distribution utilisée pour la largeur des bras est une forme gaussienne de 450 pc de largeur. Cette valeur est un paramètre assez libre, il faut tenir compte de la distribution des sources, de l'étalement des bras. Cette valeur est fixée à 300 pc dans [Cordes & Lazio \(2002\)](#) par exemple, mais elle ne change pas dramatiquement les résultats présentés.

La distribution sur l'axe z est prise comme une exponentielle décroissante $\rho(z) = e^{-|z|/z_0}$ avec z_0 de valeur 75 pc ([Gonthier et al. 2002](#); [Paczynski 1990](#)).

La simulation est faite de la manière suivante : après avoir tiré aléatoirement le rayon galactique du pulsar et sa hauteur, on tire aléatoirement le bras dans lequel il se situe. La position obtenue est ensuite convertie en une information fonction de la latitude, longitude et distance de l'objet que l'on voit depuis la Terre.

Ainsi pour chaque bin (l, b) de la carte de sensibilité, nous pouvons déduire une distance de l'horizon pour une hypothèse de luminosité donnée, et ensuite calculer la fraction de la Galaxie correspondante grâce aux simulations.

La figure 8.4 montre cette fraction dans chaque pixel du relevé galactique pour une luminosité de $10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$. On remarque un effet centre-bord dans cette carte qui illustre le fait que la Galaxie possède une faible épaisseur. En effet lorsque l'on regarde au-delà d'une certaine latitude, l'épaisseur de matière est plus faible.

On voit aussi que la fraction moyenne vue le long du plan galactique, est $\sim 50\%$ de ce qui est observable. Ce résultat confirme aussi ce qui a été montré précédemment, à savoir qu'il reste une large fraction de notre Galaxie non encore explorée pour des luminosités faibles.

8.4 Quelles informations générales peut on tirer des observations ?

Le nombre de sources au TeV associées à des nébuleuses de pulsars augmente chaque année, en fonction des découvertes de nouveaux pulsars, ou de sources H.E.S.S dans leur voisinage.

Bien que certaines sources étendues ne soient pas "formellement" associées, au sens que nous n'avons pas de critère aussi fort que les coïncidences spatiales entre les profils

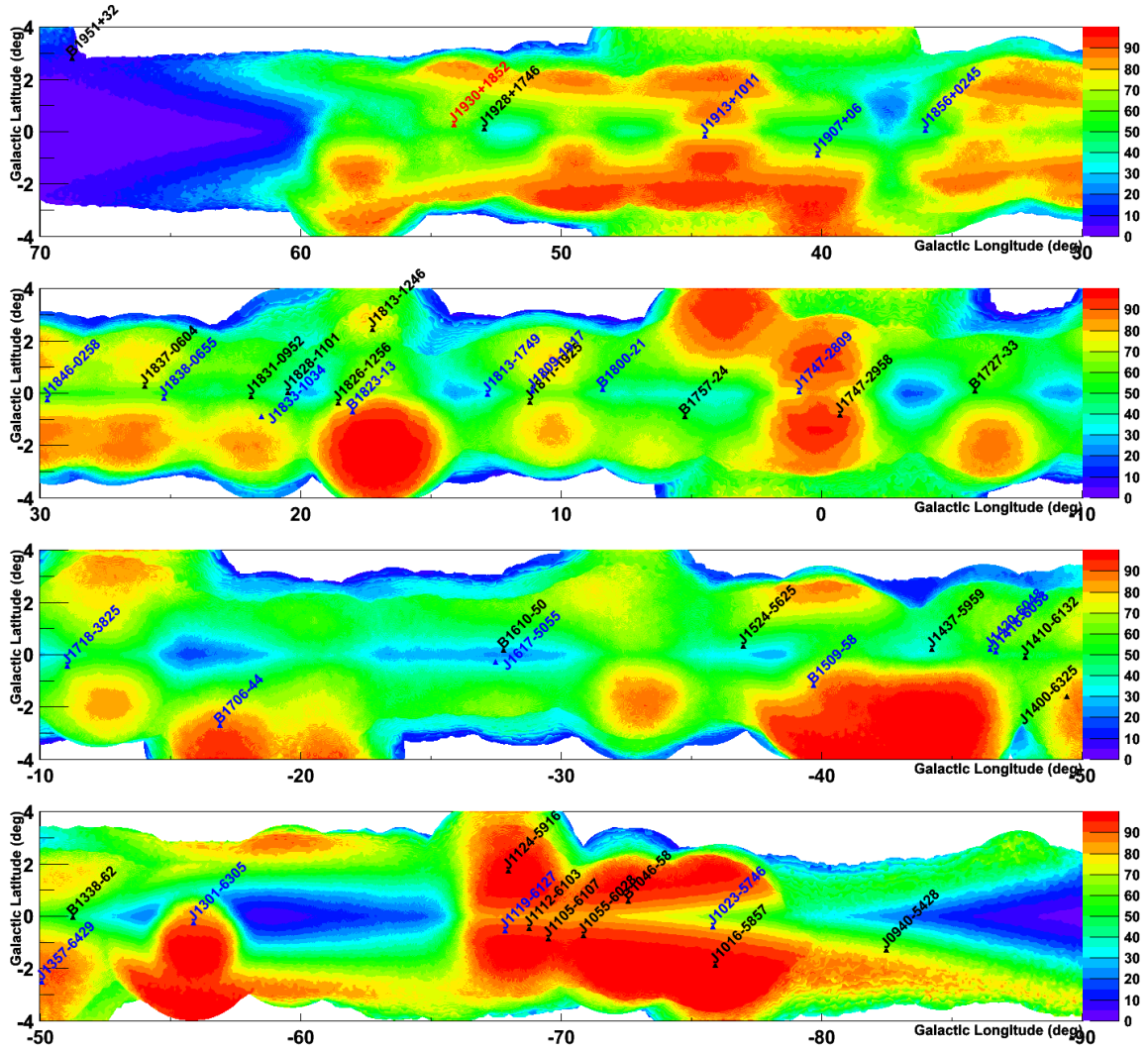


FIGURE 8.4 – Image représentant la fraction de la Galaxie vue par le relevé galactique de H.E.S.S en supposant un indice spectral de 2.3, et une luminosité de $10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$, pour une source ponctuelle. Les triangles noirs représentent les pulsars de puissance supérieure à $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$, pour lesquels il n'y a pas de détection au TeV associée. Les triangles bleus sont les pulsars qui ont probablement une nébuleuse associée détectée par H.E.S.S, et les triangles rouges représentent les pulsars dont la nébuleuse a été découverte par VERITAS.

d'émission et la position du pulsar, ou encore de déplacement de la position en fonction de l'énergie, tel que cela a été vu sur HESS J1825-137, HESS J1837-069 ou encore HESS J1303-631 (cf chapitre 6). Il semble pourtant que la majorité des sources galactiques soit de cette nature. Ce grand nombre, permet tout de même de regarder cette population de manière globale, et surtout de chercher des traits communs à tous. Bien évidemment, nous n'attendons pas de corrélations au sens strict du terme, car la durée de vie des électrons vus au TeV est suffisamment grande pour nécessiter la prise en compte de l'évolution des nébuleuses pour une compréhension fine. Comme nous l'avons vu à plusieurs reprises au cours des différents chapitres, que ce soit du point de vue théorique, ou des observations, l'histoire de ces objets est non seulement complexe, mais aussi différente d'un objet à l'autre. En effet, elle dépend à la fois de l'objet central, le pulsar qui constitue son moteur, mais dépend aussi du profil des ejecta de la supernova dans lesquels elle évolue, du milieu extérieur à l'étoile progénitrice par l'intermédiaire de la densité de matière, favorisant la présence d'un choc en retour, lequel peut entraîner une évolution différente de la nébuleuse selon qu'il est symétrique ou asymétrique.

Cependant, il est tout de même intéressant de regarder, si, même en l'absence d'histoire commune pour chaque objet, il serait possible d'isoler un comportement commun des nébuleuses en fonction de paramètres ou de combinaison de paramètres observationnels. L'existence ou non de ces tendances pourrait donner des informations intéressantes sur les paramètres les plus pertinents quant à l'évolution de ces objets.

Dans un premier temps, les paramètres les plus évidents sont les paramètres observationnels les mieux connus, c'est à dire la puissance rotationnelle du pulsar, ainsi que son âge caractéristique⁶¹, mais aussi la taille de la source.

La comparaison des résultats avec d'autres longueurs d'ondes peut se révéler fructueuse, notamment avec les rayons X, qui tracent les électrons les plus énergétiques. Nous ferons ainsi une comparaison entre les résultats obtenus pour les paramètres des nébuleuses X et ceux au TeV.

Par la suite, lorsque nous parlerons d'âge de la nébuleuse, nous utiliserons l'âge de la SNR s'il existe et l'âge caractéristique du pulsar dans le cas contraire.

8.4.1 Distribution des luminosités au TeV

Evolution de la luminosité en fonction de $\dot{E}$

La puissance rotationnelle du pulsar est le paramètre ayant le sens physique le plus évident, c'est la perte d'énergie du pulsar. Il est le moteur de la nébuleuse, une fraction de cette énergie passe dans les particules, qui vont ensuite être vues au TeV.

Nous pouvons donc nous attendre à avoir une dépendance entre la luminosité de la nébuleuse et celle du pulsar, car plus le pulsar est énergétique, plus il va injecter de l'énergie dans la nébuleuse.

La figure 8.5 montre la luminosité des sources au TeV en fonction de la puissance du pulsar. Aucune relation claire n'apparaît. Cependant nous pouvons voir les effets de sélection dont nous avons présenté les résultats précédemment : les pulsars pour lesquels il n'y a pas de détection ont tous une luminosité au TeV inférieure à 10^{34} erg.s⁻¹ (à l'exception

61. qui n'est qu'un estimateur de l'âge vrai, comme nous l'avons montré au chapitre 1.

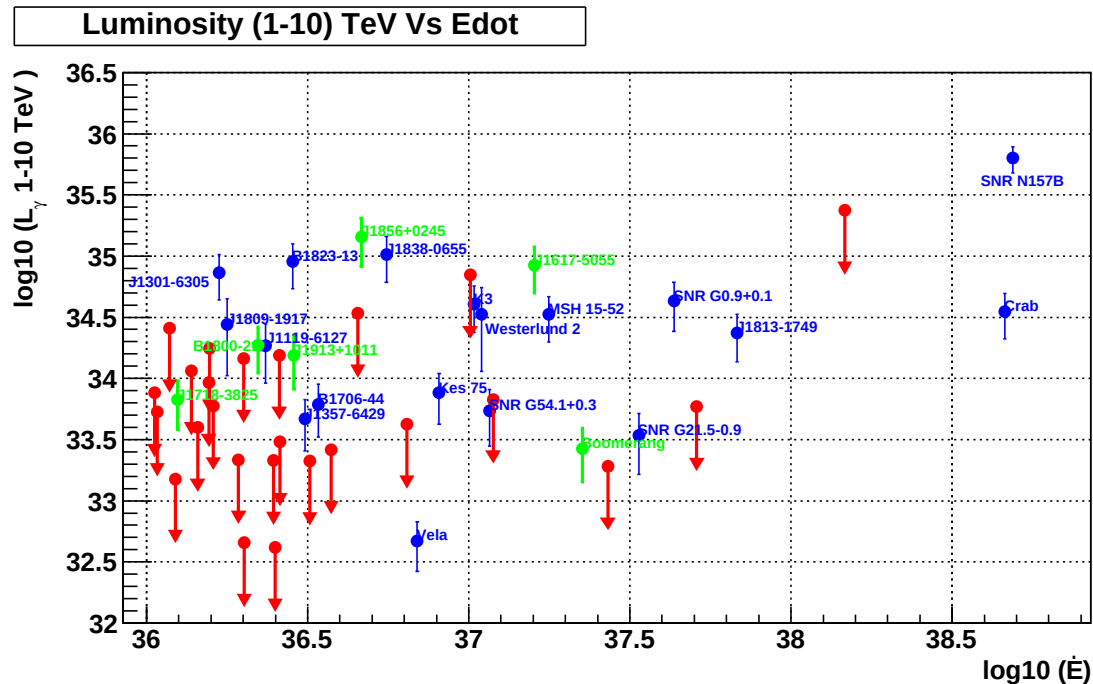


FIGURE 8.5 – La luminosité, L_γ , en fonction de la puissance du pulsar, $\dot{E}$. Il n’y a pas de dépendance claire de la luminosité au TeV en fonction de la puissance rotationnelle du pulsar. Les pulsars pour lesquels nous avons des limites supérieures sont montrés en rouge. Les objets notés en vert sont les candidats, tandis qu’en bleu sont ceux dont l’association est sûre (Le code couleur restera le même dans la suite). Les barres d’erreurs prennent en compte une erreur de 20% sur l’évaluation de la distance.

de PSR B0540-69, mais ce pulsar se trouve dans le grand nuage de Magellan). De plus, si nous prenons une limite de luminosité à $10^{34.5}$ erg.s⁻¹, qui représente presque la limite de complétude du catalogue, afin de s’affranchir des effets de sélection, il ne semble pas y avoir non plus de tendance claire qui se dégage.

La durée de vie des électrons émetteurs au TeV par Compton inverse étant de quelques dizaines de milliers d'années, il est possible d'avoir un effet d'accumulation d'énergie qui efface la corrélation de la luminosité avec la valeur de $\dot{E}$. Nous reviendrons sur cette question un peu plus loin.

Evolution de la luminosité en fonction de l'âge de la nébuleuse

L'âge du système n'est pas facile à estimer. Dans la plupart des cas nous utilisons l'âge caractéristique du pulsar lui-même, cependant, nous avons vu que cet estimateur pouvait se révéler incorrect (voir chapitre 1 ou l'analyse de la source IGR J1400-6325). De plus, il dépend d'un paramètre n , dit paramètre de freinage, qui pour la plupart du temps est mal connu car plutôt difficile à mesurer du point de vue expérimental. Pour les objets les plus jeunes, la dynamique de la nébuleuse ou la morphologie du reste de supernova, lorsqu'il est visible, fournissent des estimateurs beaucoup plus fiables. Quand ils sont disponibles,

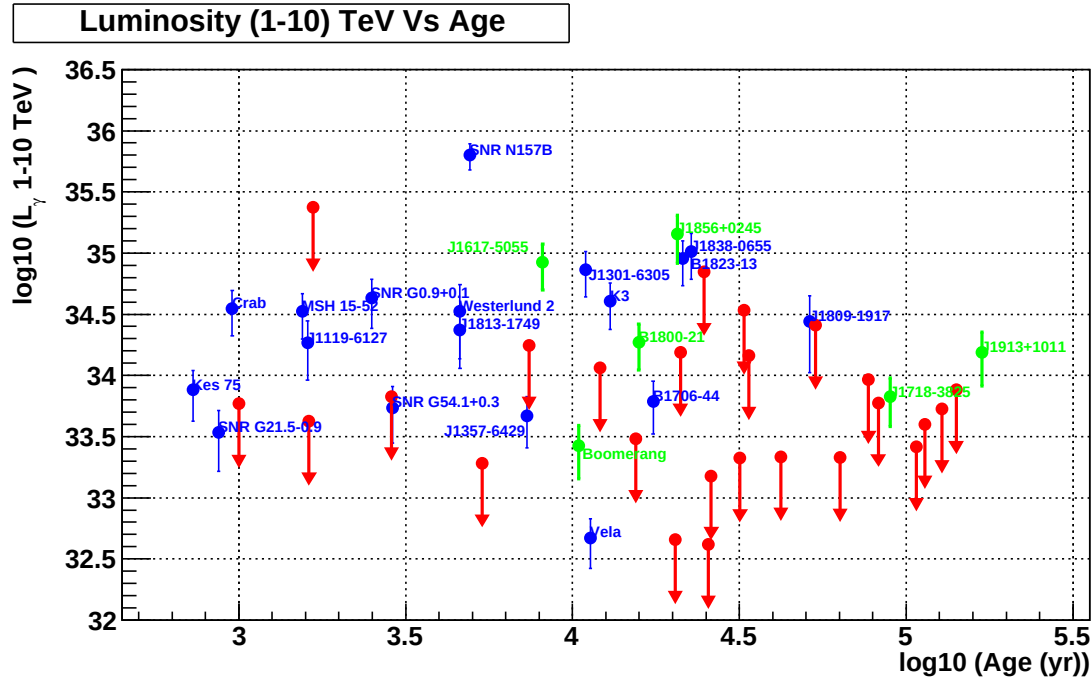


FIGURE 8.6 – La luminosité L_γ en fonction du meilleur estimateur de l'âge. On ne voit aucune corrélation claire, ce qui pourrait être dû à un effet de sélection.

nous les préférons à l'âge caractéristique du pulsar.

La figure 8.6 montre la distribution de la luminosité des nébuleuses en fonction de l'âge estimé des pulsars. Là encore, il n'y a pas de corrélation claire qui apparaît sur l'ensemble des données. Même en prenant les objets ayant une luminosité au-delà de la limite de complétude.

L'évolution doit, a priori, dépendre de la puissance rotationnelle ainsi que de l'âge du pulsar, puisque c'est le moteur du système. Nous venons de montrer qu'il ne semble pas y avoir de dépendance pour chacun des paramètres de pulsar pris séparément. Nous allons dans la section suivante étudier plus en détail la possibilité d'une combinaison de ces deux paramètres.

Évolution de la luminosité en fonction de la combinaison du temps et de $\dot{E}$

L'évolution de l'énergie interne dans la nébuleuse est liée aux paramètres physiques du pulsar. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, sa luminosité s'écrit :

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

En posant η comme étant la fraction de la puissance convertie sous forme de particules, nous pouvons écrire l'énergie injectée dans la nébuleuse depuis sa création comme :

$$E_{\text{inj}} = \int_0^T \eta \dot{E} dt$$

L'intégration de cette équation donne, en posant le paramètre de freinage $n=3$ (rotateur parfait) :

$$E_{\text{inj}} = \eta \dot{E}_0 T \frac{1}{1 + \frac{T}{\tau_0}} = \dot{E} T \left(1 + \frac{T}{\tau_0} \right)$$

Cette équation nous donne l'énergie totale injectée dans les particules par le pulsar au temps T . Le paramètre τ_0 est assez mal connu. Comme nous l'avons montré dans le chapitre 1, c'est l'âge caractéristique du pulsar à l'origine, et donc il peut être estimé uniquement lorsque nous connaissons l'âge vrai du système, comme pour le Crabe par exemple. Cette valeur est évidemment différente pour chaque pulsar, et reste la plupart du temps inconnue.

En négligeant les pertes radiatives et adiabatiques, ce qui constitue une approximation brutale, on pourrait assimiler l'énergie sous forme de particules à une fraction de l'énergie injectée par le pulsar.

Nous pouvons distinguer deux cas concernant l'équation ci-dessus : lorsque le terme $\frac{T}{\tau} \ll 1$ et $\frac{T}{\tau} \gg 1$.

Le premier cas est lorsque la nébuleuse est assez jeune, dans ce cas l'énergie injectée peut être approximée par $E_{\text{inj}} \propto \dot{E} T$.

La figure 8.7 montre la luminosité des nébuleuses en fonction de $\dot{E} T$, et ne présente pas de tendance claire pour les objets jeunes d'âge (inférieur à 5000 ans).

Le fait de ne pas connaître la valeur de τ_0 est tout de même un peu limitant pour ce genre d'étude, car elle semble relativement variable, allant de valeurs très faibles (~ 300 ans pour le crabe) à quelques milliers d'années (comme pour PSR J1400-6325, cf chapitre 5.3). Il est donc difficile de choisir un critère pour faire la bonne sélection en âge.

Plaçons nous maintenant dans le cadre de la seconde hypothèse : $\frac{T}{\tau} \gg 1$. La figure 8.8 représente la luminosité de la nébuleuse en fonction de $\dot{E} T^2$, ne montre pas non plus de tendance claire.

L'approximation que l'énergie dans la nébuleuse est égale à l'énergie injectée montre également ses limites.

Conclusions

L'absence de dépendance claire en fonction de l'âge du pulsar et de sa puissance rotationnelle est assez surprenante, et relativement inattendue. Les différentes relations possibles discutées ici souffrent de l'absence de connaissance de deux paramètres qui gouvernent l'évolution du pulsar, que sont le paramètre de freinage n , ainsi que l'âge caractéristique à la naissance du pulsar τ_0 (qui est aussi le temps caractéristique de freinage), sans oublier l'incertitude sur l'âge réel du système. Cette ignorance doit ajouter une large erreur autour des points, qui masque toute dépendance.

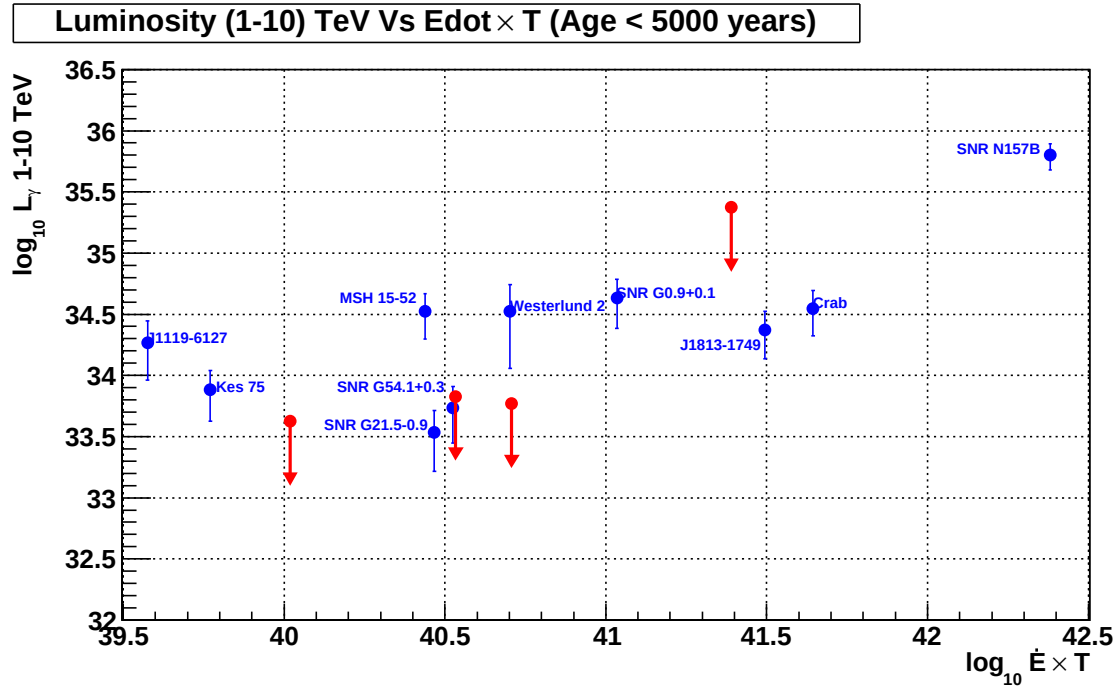


FIGURE 8.7 – Graphique montrant la luminosité L_{γ} des sources entre 1 et 10 TeV en fonction de $\dot{E}T$, pour les pulsars jeunes d'un âge inférieur à 5000 ans. La flèche rouge représente les objets pour lesquelles nous n'avons qu'une limite supérieure. Il n'y a pas de tendance claire qui se dégage de cette relation.

L'effet de sélection dû au manque de profondeur du sondage du plan galactique se ressent également. Cependant, l'absence de relation s'observe aussi dans les domaines de luminosité pour lesquelles l'horizon vu par H.E.S.S est commensurable avec la taille de la Galaxie, et pour lesquels l'échantillon est presque "complet".

8.4.2 L'apport de la luminosité X

8.4.2.1 L_X en fonction de $\dot{E}$ et de l'âge

Nous allons faire le même type d'étude, cette fois en utilisant les données X, et nous verrons que les résultats obtenus sont assez différents. L'examen des dépendances en fonction de l'âge, ou de $\dot{E}$ n'est pas neuf, elles ont été étudiées en détails dans de nombreuses publications comme dans [Possenti et al. \(2002\)](#); [Gotthelf \(2003\)](#); [Li et al. \(2008\)](#); [Kargaltsev & Pavlov \(2008\)](#).

Lors de leur étude, [Li et al. \(2008\)](#) montrent qu'il y a une dépendance très nette de la luminosité de la nébuleuse avec l'âge du pulsar ainsi qu'avec sa puissance : $L_{X(2-10\text{keV})} = 10^{-14.9 \pm 6.0} \dot{E}^{1.3 \pm 0.2}$ et $L_{X(2-10\text{keV})} = 10^{40.5 \pm 1.1} \tau^{-1.7 \pm 0.3}$.

La luminosité dans le domaine X que l'on prendra par la suite est celle dans la bande 2-10 keV. Cette bande est dominée dans la plupart des nébuleuses la partie non-thermique du spectre, une éventuelle contribution thermique du reste de supernova étant négligeable

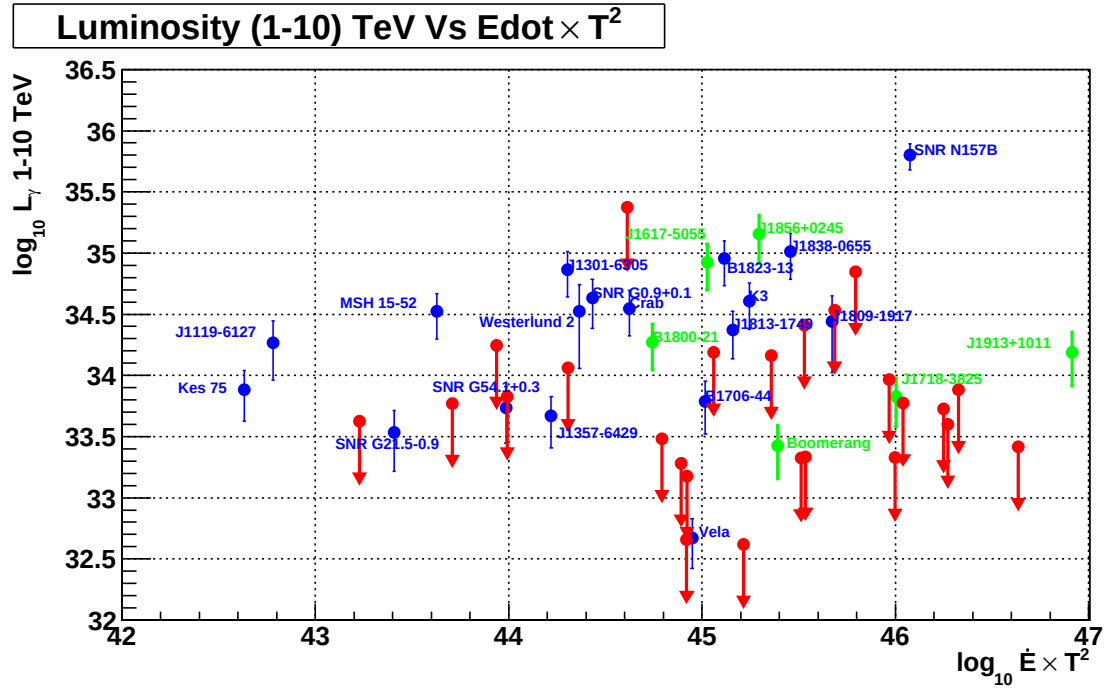


FIGURE 8.8 – Graphique de la luminosité L_γ des nébuleuses en fonction de $\dot{E}T^2$. Les objets en vert, sont ceux pour lesquels l'association avec le pulsar est encore incertaine. En rouge, ce sont les objets pour lesquels nous n'avons qu'une limite supérieure, et en bleu, ce sont les objets pour lesquels l'association est solide. Il n'y a pas de dépendance claire, alors que le paramètre en abscisse est supposé être proportionnel à l'énergie injectée dans la source pour des objets âgés. Ceci suppose néanmoins qu'ils ont perdu peu d'énergie par rayonnement et par pertes adiabatiques.

dans cette bande.

Les valeurs des flux utilisées ont été reprises dans les publications associées à chacune des sources.

Comme il a déjà été montré dans les différentes études, la luminosité X dépend fortement de la puissance et de l'âge du pulsar. Les figures 8.9 et 8.10 montrent très bien ce fait.

L'ajustement d'une loi de puissance sur les données, aboutit à

$$L_X = 10^{33.8 \pm 0.2} \left(\frac{\dot{E}}{10^{37}} \right)^{1.6 \pm 0.3}$$

et

$$L_X = 10^{33.5 \pm 0.2} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{-1.7 \pm 0.4}$$

qui sont compatibles avec ce qu'ont trouvé les études précédentes. Il faut noter que l'ajustement ne prend pas en compte les erreurs sur les paramètres. L'échantillon utilisé pour l'ajustement ici est cependant légèrement différent que celui montré sur la figure 8.9 et

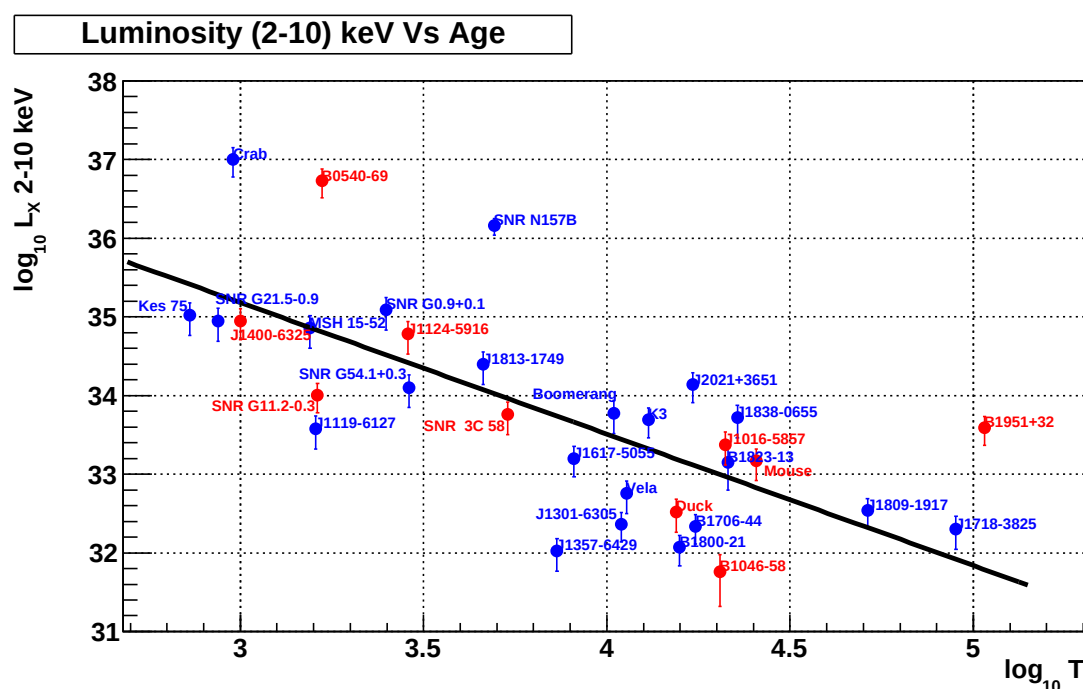


FIGURE 8.10 – Luminosité X des nébuleuses dans la bande 2-10 keV en fonction de l'âge. Les objets en bleus sont ceux vus à la fois en X et au TeV, en rouge ce sont ceux seulement vu en X. La courbe noire représente le résultat de l'ajustement (voir le texte).

refroidies suffisamment pour ne plus contribuer au rayonnement synchrotron détecté dans le domaine 2-10 keV.

Le résultat de cette intégration, en prenant le paramètre de freinage du pulsar $n=3$ est donné par :

$$E_{\text{neb}} = \frac{\dot{E}_0 \tau_{\text{sync}}}{\left(1 + \frac{T}{\tau_0} - \frac{\tau_{\text{sync}}}{\tau_0}\right) \left(1 + \frac{T}{\tau_0}\right)}$$

Cette équation montre que l'on s'attend à une dépendance de L_X en T^{-2} , en première approximation, pour $\frac{T}{\tau_0} \gg 1$. Les données montrent une dépendance d'indice -1.7, qui est compatible dans les erreurs. Si l'on écrit ce résultat en fonction de $\dot{E}$ et non plus en fonction de $\dot{E}_0$, nous obtenons :

$$E_{\text{neb}} = \frac{\dot{E} \tau_{\text{sync}} \left(1 + \frac{T}{\tau}\right)}{1 + \frac{T}{\tau} - \frac{\tau_{\text{sync}}}{\tau}}$$

Dans le cas où $T/\tau_0 \gg 1$ alors, $E_{\text{neb}} \propto \dot{E} \tau_{\text{sync}}$, et si $T \ll \tau_0, \tau_{\text{sync}}$ alors $E_{\text{neb}} \propto \dot{E} \tau_{\text{sync}}^2 / \tau_0$. Cela montre que l'on s'attend à ce que $L_X \propto \dot{E}$. Cette prédiction ne semble pas vérifiée par les données.

Il ne faut cependant pas oublier que τ_{sync} dépend de l'inverse du carré du champ magnétique. Et le champ dépend lui aussi à la fois de $\dot{E}$ mais aussi de l'âge du pulsar et de l'histoire de la nébuleuse. (L'énergie injectée se distribuant à la fois entre les particules et le champ magnétique). L'évolution du champ n'est donc pas simple à prendre en compte, car il dépend à la fois du pulsar, mais aussi de l'évolution de la supernova. Sa prise en compte devrait changer la dépendance prédite par l'approche naïve ci-dessus où l'on considère que le temps de perte synchrotron est constant.

Ce raisonnement nous montre aussi que la luminosité X doit à la fois dépendre de la puissance du pulsar, mais aussi de l'âge de celui-ci. Nous avons donc tenté de trouver quelle serait la meilleure dépendance de la luminosité X en fonction des paramètres du pulsar. Les paramètres observationnels de base mesurés dans les pulsars sont la période et sa dérivée. Nous avons donc essayé de trouver la combinaison du type $L_X \propto P^\alpha \dot{P}^\beta$, reproduisant le mieux les données.

Pour faire cela, nous avons utilisé un moindre carré, en cherchant à minimiser :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\log L_X - \alpha \log P - \beta \log \dot{P} - c \right)^2$$

En utilisant l'ensemble des nébuleuses connues nous trouvons : $\alpha = -4.9$, $\beta = 2.0$ et $c = 53.8$.

Nous pouvons transformer cette dépendance en une combinaison de $\dot{E}$ et de l'âge du pulsar, ce qui nous donne : $L_X \propto \dot{E}^{3/2} t^{-1/2}$. Cette dépendance est relativement inattendue au vu des relations gouvernant au premier ordre l'évolution et les pertes d'énergies dans les nébuleuses. Ce même travail a aussi été appliqué aux données au TeV, sans qu'un résultat concluant ne s'en dégage.

8.4.2.2 F_γ/F_X en fonction de la puissance du pulsar et de son âge

Dans la continuité de la recherche de dépendance entre les luminosités γ et X et les paramètres du pulsar, il peut être intéressant de regarder comment évolue le rapport entre les flux γ et X, en remarquant que ce rapport a l'avantage de ne pas dépendre de la distance, et est donc égal au rapport des luminosités. Les figures 8.11 et 8.12 montrent la distribution du rapport des luminosités γ et X en fonction de $\dot{E}$ et de l'âge, respectivement.

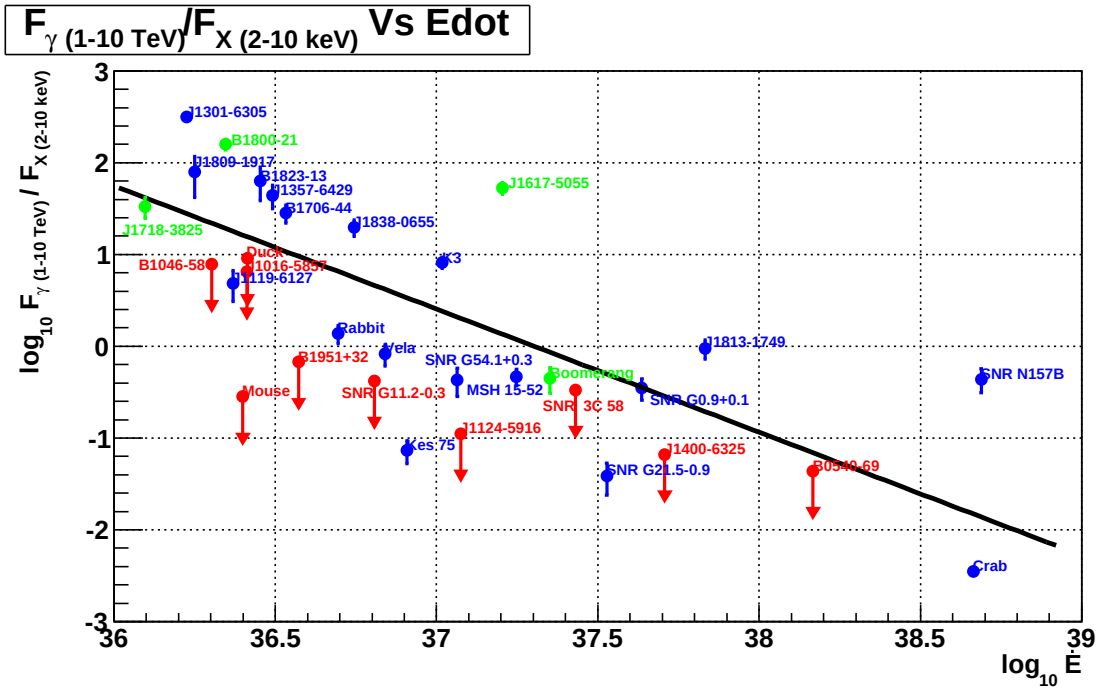


FIGURE 8.11 – Distribution de F_γ/F_X en fonction de $\dot{E}$. Les pulsars en bleus sont ceux pour lesquels l'association est solide, tandis qu'en vert sont ceux pour lesquels l'association est encore incertaine, voire discutable. Les flèches rouges représentent les pulsars dont la nébuleuse est vue en X, mais dont nous n'avons qu'une limite supérieure au TeV.

On remarque qu'il existe une tendance très claire qui se dégage dans chacune de ces courbes. En ajustant une loi de puissance sur ces graphes sans prendre en compte les erreurs, nous obtenons les relations suivantes :

$$\log_{10}(L_\gamma/L_X) = 0.9 \pm 0.3 + 2.0 \pm 0.44 \log_{10} T_4$$

$$\log_{10}(L_\gamma/L_X) = 0.5 \pm 0.2 - 1.3 \pm 0.3 \log_{10} \dot{E}_{37}$$

avec $T_4 = T/10^4$ ans et $\dot{E}_{37} = \dot{E}/10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$.

Plusieurs faits sont remarquables dans ces deux graphiques :

- Au-delà d'un âge de 5000 ans, les nébuleuses commencent à être dominées par l'émission au TeV.
- Les nébuleuses autour des pulsars les plus puissants, supérieure à $10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$, sont dominées par les X.

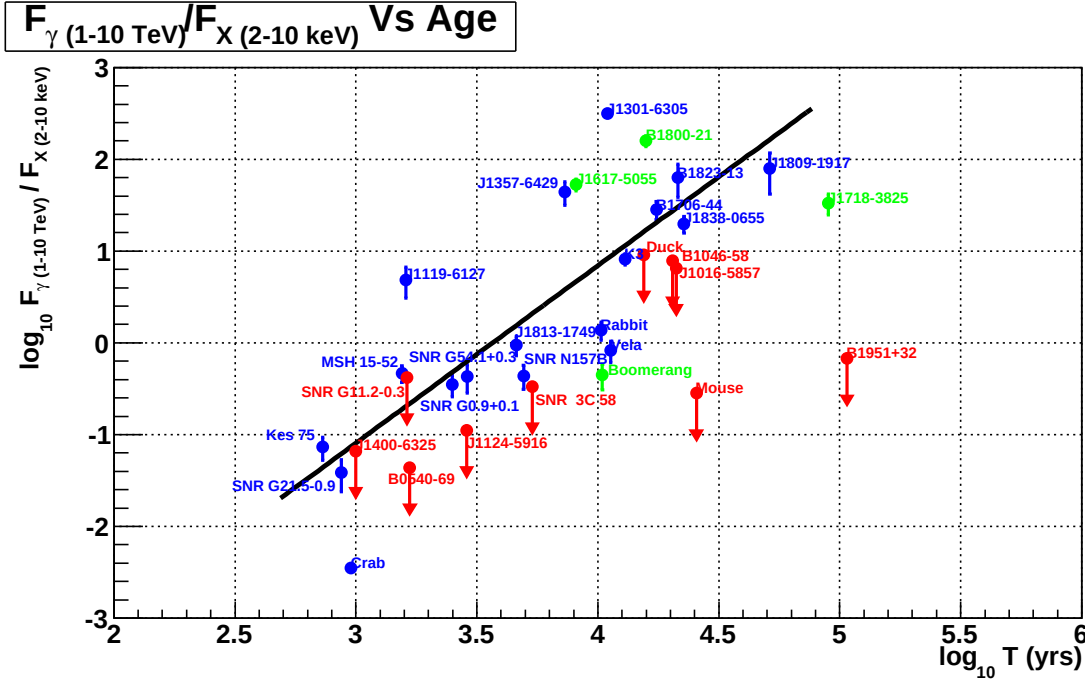


FIGURE 8.12 – Distribution de F_γ/F_X en fonction de $\dot{E}$. Les pulsars en bleus sont ceux pour lesquels l'association est solide, tandis qu'en vert sont ceux pour lesquels l'association est encore incertaine, voire discutable. Les flèches rouges représentent les pulsars dont la nébuleuse est vu en X, mais dont nous n'avons qu'une limite supérieure au TeV.

8.4.2.3 Les objets remarquables :

Il existe plusieurs objets qui s'écartent très nettement de la tendance ; nous discuterons ici en quoi ils s'écartent du schéma général.

- SNR N157B : La source associée à PSR J0537-6910 (SNR N157B), possède un rapport de luminosité L_γ/L_X très élevé pour un pulsar aussi puissant (100 fois la valeur du Crabe qui est comparable en puissance, cf figure 8.11). Outre le fait que nous n'avons qu'une faible statistique dans ce domaine de puissance, il est vrai que cet objet est très particulier. La morphologie cométaire observée en X montre que l'interaction avec le choc en retour a déjà eu lieu et que cette nébuleuse est déjà évoluée, en effet, il a un comportement comparable aux autres objets lorsque l'on regarde le rapport des luminosités en fonction de l'âge. Ceci renforce l'idée que l'énergie rotationnelle à la naissance du pulsar était très élevée (du fait d'une période de naissance très courte, inférieure à 10 ms) par rapport à la moyenne, comme nous l'avons discuté dans la partie 5.2.
- Crabe : L'autre pulsar très énergétique dans ce lot est le Crabe, il se distingue dans le rapport des luminosités en fonction de l'âge, en se situant plus d'un ordre de grandeur en-dessous de la tendance. Celui-ci est tout de même particulier par rapport aux autres pulsars présentés dans cette étude, car s'agit d'une des très rares nébuleuses connues avec une valeur de champ magnétique proche de l'équipartition,

et qui n'est donc pas majoritairement dominée par les particules. On peut donc tout à fait s'attendre à ce que celui-ci ne se comporte pas comme les autres.

- PSR J1119-6127 & kes 75 : Un autre objet remarquable est la nébuleuse associée au pulsar PSR J1119-6127. Bien qu'étant un objet jeune dont l'âge caractéristique est de 1600 ans, il semble qu'il se distingue par le passage précoce du choc en retour. Il semble sous-lumineux en X (cf figure 8.10), et loin de la tendance générale que l'on peut constater sur la figure 8.12. L'émission X de la nébuleuse ne ressemble pas au cadre général des pulsars jeunes, avec une nébuleuse compacte (de morphologie proche d'un jet). Elle présente de plus une émission diffuse non-thermique à l'ouest du pulsar ([Gonzalez & Safi-Harb 2005](#)), pouvant être le signe de la présence d'une population d'électrons déplacée par le choc en retour (même si l'interprétation que cette émission vient de la supernova elle-même n'est pas exclue).

De plus, le pulsar possède un champ magnétique de surface légèrement inférieure au champ critique. Un autre pulsar possède aussi cette caractéristique, PSR J1846-0258, associé au reste de supernova Kes 75. Ce pulsar présente aussi un champ magnétique de surface élevée, ainsi qu'un comportement le rapprochant plutôt d'un magnétar. En effet, un épisode d'activité de sursaut en X du pulsar a été observé en 2007 ([Gavril et al. 2008](#)). Le paramètre de freinage du pulsar de Kes 75 a été modifié par le sursaut évoqué précédemment ([Livingstone et al. 2010](#)). Ces comportements, qui ne sont pas ceux de pulsars "normaux", doivent sans doute se répercuter sur l'évolution de la nébuleuse et de l'injection d'énergie dans celle-ci. D'autre part, les paramètres physiques de ces pulsars doivent avoir une évolution particulière, ceci expliquerait pourquoi ces deux objets se trouvent un peu éloignés de la tendance générale.

- PSR J1617-5055 : Même si l'association de l'émission au TeV avec ce pulsar est plausible, tant du point de vue de la coïncidence spatiale (avec un offset de 10', pour un âge de 8000 ans) que du point de vue énergétique du pulsar, elle n'a jamais été clairement établie. Cependant, c'est un objet qui présente une nébuleuse X qui est sous lumineuse par rapport aux autres objets de même puissance, comme nous pouvons le voir sur la figure 8.9, et aussi dans l'étude de [Kargaltsev et al. \(2009\)](#). Ces auteurs n'observent pas non plus la présence d'une émission X orientée de manière préférentielle en direction de l'émission au TeV, ce qui aurait pu, le cas échéant, renforcer l'association.
- Vela X : la nébuleuse associée au pulsar PSR B0833-45 est un objet très particulier comparé à tous les autres. La taille angulaire de cette nébuleuse est très grande du fait de sa proximité (285 pc par mesure de la parallaxe de l'objet, [Dodson et al. 2003](#)). La mesure du flux sur de larges extensions, que ce soit au TeV ou dans le domaine X, est soumise à des systématiques supplémentaires, surtout dans le sens d'un biais négatif, lors de l'évaluation du flux total. Même avec ces considérations, Vela X paraît bien sous-lumineuse au TeV, comme nous pouvons le voir sur la figure 8.5. Il fait partie des sources dont la luminosité implique un horizon de visibilité réduit avec HESS (voir section 8.3), ce qui expliquerait pourquoi il n'y a qu'un seul objet de ce type détecté pour l'instant. La nébuleuse se place tout de même correctement dans les relations, avec un comportement semblable à celui du Rabbit

(PSR J1418-6058).

On peut remarquer aussi que les objets candidats, ou à l'association encore incertaine, rentrent relativement correctement dans les graphiques de tendance, comme par exemple, le Boomerang (PSR J2229+6114), dont l'association avec le pulsar peut faire débat, notamment à cause du large décalage (0.4°) entre le centre de l'émission et le pulsar, mais aussi et surtout à cause de la coïncidence spatiale entre l'émission au TeV et un nuage moléculaire (Acciari et al. 2009). Mais cette compatibilité avec les tendances ne permet évidemment pas de trancher sur l'origine de l'émission.

Regard critique

Il peut paraître surprenant de voir apparaître une tendance qui lie le domaine X et le domaine du TeV, alors même que ce dernier ne montre pas de dépendance évidente en fonction de la puissance du pulsar ainsi ou de l'âge. Nous pourrions légitimement nous demander si ce n'est pas la corrélation entre L_X et $\dot{E}$, d'une part, et τ , d'autre part, qui portent l'essentiel des dépendances du rapport des luminosités en fonction du rapport et l'âge. Pour vérifier si les données au TeV contribuent vraiment à la corrélation, il faut voir si leur ajout apporte une amélioration à l'ajustement des données comparées aux données X seules.

Pour ce faire, nous allons étudier la dispersion des données autour de la droite d'ajustement pour $\log(L_\gamma/L_X)$ et pour $\log(L_X)$, en fonction des paramètres du pulsar, pour la même liste d'objets.

	L_X^{-1} Vs $\dot{E}$	L_γ/L_X Vs $\dot{E}$	L_X^{-1} Vs T	L_γ/L_X Vs T
Dispersion	0.32	0.5	0.4	0.3
Indice	-1.6 ± 0.3	-1.3 ± 0.3	1.8 ± 0.4	2.0 ± 0.4

Dans chaque cas, nous avons ajusté une loi de puissance, et nous avons consigné le résultat sur l'indice spectral dans le tableau ci-dessus, ainsi que la dispersion des objets autour de cette loi.

On peut remarquer que l'ajout des données au TeV augmente la dispersion pour les relations en fonction de la puissance du pulsar, tandis qu'elle diminue celle concernant l'âge. Les indices des lois de puissance se retrouvent aussi légèrement modifiés (si la luminosité γ n'avait aucune influence, nous nous attendrions à avoir le même indice), mais reste toujours compatible. La dégradation de la relation avec $\dot{E}$ peut toutefois paraître surprenante, car lorsque l'on passe de la relation L_X Vs $\dot{E}$ à celle du rapport des luminosités, on ne prend plus en compte la distance, qui est en principe une source supplémentaire de dispersion. Donc, nous nous attendrions néanmoins, dans le cas où le TeV n'apporte rien à obtenir une dispersion un peu plus faible.

La luminosité γ n'agit donc pas comme une simple constante d'ajustement, elle possède une distribution, mais sa prise en compte ne semble pas changer dramatiquement l'indice des lois de puissance associées aux relations. On peut donc considérer qu'elles sont dominées par la dépendance de la luminosité X.

Ce fait ne diminue pourtant pas l'intérêt des corrélations. En particulier en l'absence de pulsar ou de distance connu, elles permettent d'estimer les caractéristiques du pulsar sous-jacent. Ces relations ont été utilisées par Terrier et al. (2008b), pour prédire les

caractéristiques du pulsar ($\dot{E} \sim 9 \cdot 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$), concernant la source IGR J1849-0000, qui est une source vue à la fois par INTEGRAL, et H.E.S.S., et dont les caractéristiques spectrales vues dans les différentes longueurs d'ondes rappellent celle d'un système pulsar/nébuleuse. Lors de la première publication de ce type de relation, [Mattana et al. \(2009\)](#), nous avons fait des prédictions sur les pulsars associés à quatre nébuleuses : G313.3+0.1 (Rabbit), G0.9+0.1, G12.8-0.0 et HESS J1640-465. Les trois premières ont vu leur pulsar découvert récemment par [Abdo et al. \(2009a\)](#), [Camilo et al. \(2009a\)](#) et [Gotthelf & Halpern \(2009\)](#), respectivement. Nous pouvons ainsi comparer la qualité des prédictions :

	G313.3+0.1	G0.9+0.1	G12.8-0.0
Pulsar	PSR J1418-6058	PSR J1747-2809	PSR J1813-1749
$\dot{E}_{\text{prdit}}$	$1.5 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{37}$	$1.5 \cdot 10^{37}$
$\dot{E}_{\text{mesur}}$	$5 \cdot 10^{36}$	$4.3 \cdot 10^{37}$	$6.8 \cdot 10^{37}$
τ_{prdit}	6000	4000	6000
τ_{mesur}	10300	5310	4600

Cela montre que les prédictions ne donnent pas de résultats précis, comme on peut s'y attendre, mais que l'ordre de grandeur est relativement en accord avec les données à un facteur 2-4 pour la relation avec $\dot{E}$ et même un peu plus en accord avec la prédiction de l'âge de l'objet.

Elles montrent également, qu'en-dessous d'une puissance rotationnelle de $10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$ et au-dessus d'environ 7000 ans, l'émission est dominée par les γ .

Conclusions

Les graphiques de la luminosité L_γ/L_X mettent en évidence les domaines de paramètres des objets où le TeV domine les rayons X. Bien que les dépendances mises en évidence sont principalement dues aux propriétés en X, ces graphiques peuvent se révéler utiles pour savoir si l'association d'une nébuleuse avec un pulsar est crédible. Ils peuvent être également utiles pour déterminer les paramètres attendus pour un pulsar lorsque l'émission X et TeV sont connues, mais qu'il n'y a une absence d'information sur la distance. Ils montrent bien qu'au bout de quelques milliers d'années, la luminosité γ domine la luminosité X, c'est-à-dire pour la plupart, dès que la nébuleuse commence à entrer dans une phase évoluée après interaction avec le choc en retour.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le rapport entre la luminosité X et γ est un estimateur du champ magnétique. Cependant, nous n'avons pas cherché à interpréter le rapport sous cette forme, car cet estimateur n'est valable qu'à condition de prendre une population d'électrons dans la même région spatiale d'extraction mais aussi dans des bandes X et γ qui correspondent aux mêmes énergies d'électrons (comme nous l'avons discuté dans le chapitre 7.2), or au moins une des deux conditions n'était pas respectée ici : les régions d'extraction du flux des sources H.E.S.S. sont bien plus grandes que celle en X, et une telle interprétation ne saurait alors être correcte.

8.4.3 Évolution du rayon des nébuleuses

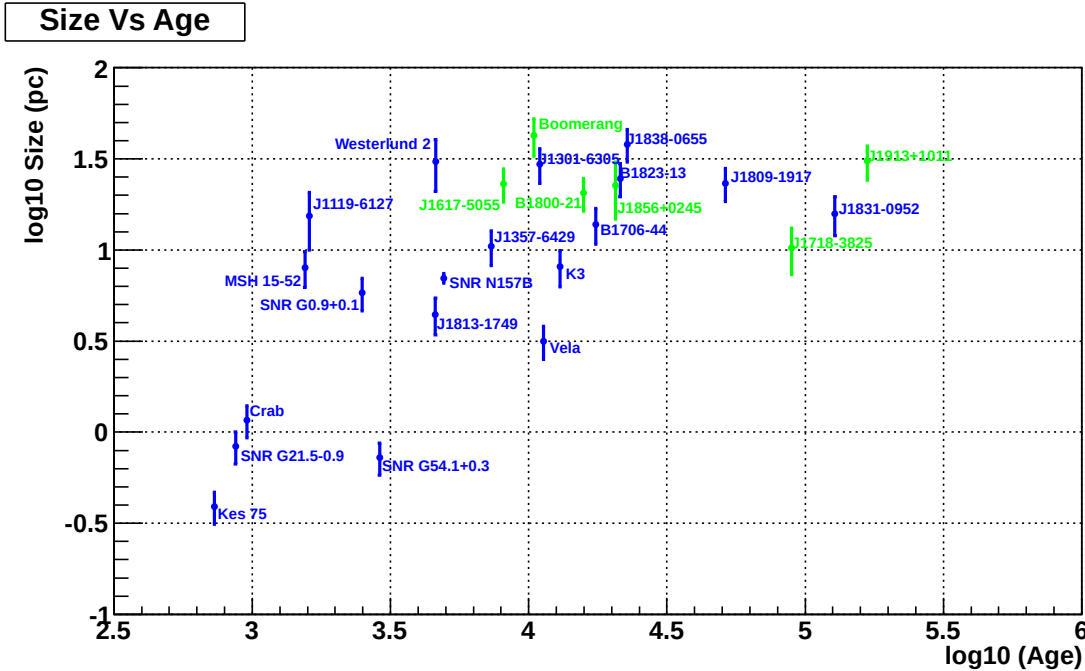


FIGURE 8.13 – Taille de la nébuleuse en fonction de l'âge du pulsar. Lorsque la taille est trouvée comme ponctuelle dans le domaine du TeV, alors elle est prise comme la taille en X. Les objets en vert sont ceux pour lesquels l'association n'est pas claire.

L'évolution de la taille des nébuleuses en fonction de l'âge n'est pas bien connue. Lors des phases les plus jeunes, dites de l'expansion supersonique, la nébuleuse s'étend dans les éjecta de la supernova sans encore être affectée par le choc en retour, et les modèles prévoient une évolution temporelle du rayon de la nébuleuse sous forme de loi de puissance d'indice proche de 1 : $\sim 6/5$ pour [van der Swaluw et al. \(2001\)](#); [Blondin et al. \(2001\)](#), ou $\sim 5/4$ pour [Chevalier \(2005\)](#), en fonction du profil de densité dans la nébuleuse. Cependant ces modèles ne s'appliquent que lorsque l'âge du pulsar est plus petit que l'âge caractéristique de décroissance de la puissance rotationnelle (parce que la puissance du pulsar est considérée comme constante). D'autre part ces modèles considèrent la nébuleuse comme une bulle en expansion, alors que les observations à l'aide d'instruments à haute résolution montrent plutôt que beaucoup de nébuleuses présentent une forme toroïdale, à proximité du choc terminal du pulsar - comme on peut l'observer sur le Crabe (voir la figure 1.6) - et qu'elle semble être dominée par un champ magnétique structuré.

Le passage du choc en retour modifie aussi la nébuleuse en la comprimant. De plus, la plupart de celles vues au TeV, associées à des pulsars d'âge moyen, montrent la présence d'un décalage entre l'émission et le pulsar, ce qui implique le passage déjà effectué d'un choc en retour asymétrique. Une fois ce dernier passé, la nébuleuse s'étend à nouveau, mais le gros des particules constituant la nébuleuse primaire a été poussé dans une direction donnée, ce qui bouleverse l'évolution, et les structures de champ magnétique dans la

nébuleuse.

Pour toutes ces raisons, l'évolution de la taille de la nébuleuse est complexe et mal connue.

Un autre facteur qui peut fortement influencer sur l'expansion de la nébuleuse, est que celle-ci soit dominée par la diffusion ; dans ce cas, le rayon peut s'écrire comme $R \propto \sqrt{Dt}$, avec D le coefficient de diffusion et t le temps.

Pour essayer de déterminer laquelle de ces lois suit l'expansion, nous avons regardé la distribution de la taille des nébuleuses en fonction de l'âge. La figure 8.13 montre cette distribution pour les pulsars ayant une nébuleuse associée vu au TeV ainsi que pour les candidats nébuleuses. Lorsque la source au TeV est trouvée comme ponctuelle, nous avons pris la taille de la nébuleuse dans le domaine X. La taille des sources au TeV étant la plupart du temps la dimension caractéristique de la gaussienne ajustée sur la source, nous avons pris comme rayon 1.5 fois la taille trouvée par cet ajustement. Il faut tout de même noter que cette procédure peut ajouter des erreurs, car les sources n'ont pas forcément un profil gaussien.

En ajustant une loi de puissance sur les données (sans prendre en compte les erreurs sur les tailles), nous avons une dépendance du rayon de la nébuleuse de la forme : $R_{\text{PWN}} \propto t^\alpha$, avec $\alpha = 0.6 \pm 0.2$ en prenant tous les objets, y compris les candidats, et $\alpha = 0.9 \pm 0.2$ en prenant seulement ceux dont l'association est solide. Pour les objets jeunes d'âge inférieur à 5000 ans, $\alpha = 1.2 \pm 0.5$, et 0.5 ± 0.6 pour les objets d'âge supérieur à 5000 ans. Il n'est pas évident encore qu'il y ait deux comportements différents en fonction de l'âge.

Nous devons aussi noter que la taille de Vela a été prise comme la taille de la nébuleuse au TeV, mais cette taille est très certainement sous-estimée (Glück 2009). L'exclure de l'ajustement ne change cependant pas les résultats de manière significative.

Les résultats obtenus semblent montrer une dépendance presque linéaire suggérant une évolution hydrodynamique pour les nébuleuses. Cependant, il semble, mais cela n'est pas véritablement significatif, que les objets plus anciens puissent avoir une dépendance plus proche d'un régime diffusif.

Il faut noter qu'un effet de sélections pourrait entrer en jeu ici. En effet, à luminosité identique, la significativité de la source varie comme l'inverse de la distance de l'objet⁶². Outre les nébuleuses que l'on ne voit pas parce qu'elles sont éloignées et en dehors de notre gamme de sensibilité, nous avons aussi une limitation, à cause de la taille angulaire. Nous avons déjà vu l'effet de la taille angulaire de la source sur la sensibilité dans la section 8.3.

8.4.4 Indice γ en fonction de l'indice X

La figure 8.14 montre la distribution des indices γ en fonction des indices X pour les nébuleuses. On peut remarquer que les spectres γ sont toujours plus mous que les spectres X.

⁶². Car la quantité de fond intégrée est proportionnelle à la surface angulaire de l'objet, donc à l'inverse de la distance au carrée.

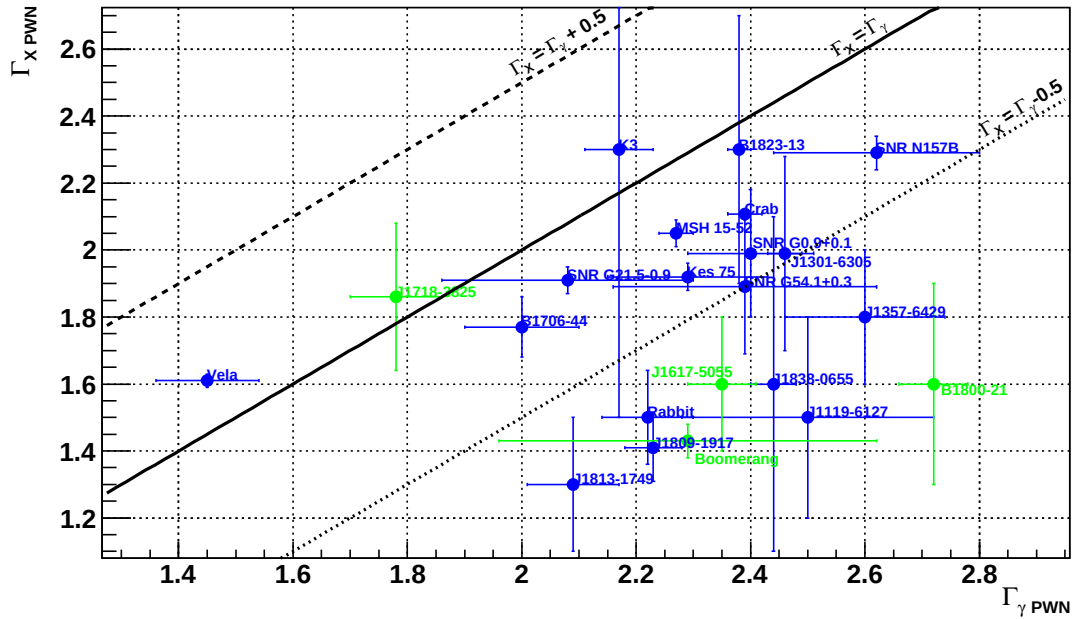


FIGURE 8.14 – Graphique montrant la distribution des indices X des nébuleuses de pulsars en fonction de l'indice ajusté sur la nébuleuse au TeV. Les objets en vert représentent les sources pour lesquelles l'association avec le pulsar est incertaine.

Si l'on considère une injection continue de particules dans la nébuleuse selon une loi de puissance d'indice p donné, dans un champ magnétique constant, alors une cassure dans le spectre doit apparaître à une énergie E , qui va délimiter 2 régimes. Pour les électrons dans la partie précédant la coupure, le spectre des électrons suit toujours une loi de puissance d'indice p , tandis qu'après la coupure le spectre de cette loi sera en $p+1$.

Cette différence se retrouve dans le spectre observé en X et γ (dans le cas où le champ dominant est celui du CMB), par une différence de 0.5 entre l'indice spectral mesuré avant et après la coupure. Suivant ce modèle simple, et sachant que les électrons émettant en X sont plus énergétiques que ceux émettant au TeV, à cause des champs magnétiques relativement faibles des nébuleuses, alors, nous nous attendons à ce que le spectre observé en X soit identique ($\Gamma_X = \Gamma_\gamma$) voir plus mou ($\Gamma_X = \Gamma_\gamma + 0.5$) que celui mesuré au TeV, ce qui n'est pas le cas dans les données (cf figure 8.14).

Nous pouvons discuter plusieurs explications à cette différence de comportement :

La première est que la région d'extraction n'est pas la même, la plupart des sources étant bien plus grandes au TeV qu'en X . L'extraction en X se fait autour de la nébuleuse compacte, pour laquelle la population d'électrons a été récemment injectée, et ne présente pas la même cassure spectral que la population complète. Au TeV, nous voyons la totalité de la population : partie compacte et partie plus vieille et plus éloignée du pulsar, qui n'est pas visible en X . Ceci qui revient à dire que les populations que l'on observe ne sont pas tout à fait les mêmes et donc que le raisonnement ci-dessus ne tient pas.

Cependant, pour les nébuleuses jeunes, la taille vue au TeV doit être relativement

similaire à celle vue en X. Mais, elles présentent tout de même un spectre plus mou au TeV qu'en X. Dans ce cas, devons discuter de l'effet du champ infrarouge de photons, qui contribue encore à la luminosité Compton inverse autour du TeV. Dans certaines régions, il peut atteindre des niveaux très élevés. Dans le régime relativiste, la section efficace de Klein-Nishina (cf chapitre 1) s'effondre et introduit une coupure dans les spectres Compton inverse. Pour l'infrarouge, cette coupure apparaît vers le TeV et peut amollir artificiellement les spectres.

Une dernière possibilité est à chercher au niveau de l'uniformité du champ magnétique. En effet, la nébuleuse possède des structures magnétiques complexes (présence d'un tore et d'un jet), qui ne sont pas uniformes et qui vont donc affecter les spectres synchrotrons. En effet, dans un spectre global, les X vont être dominés par la population la plus lumineuse, qui peut être une région pour laquelle le champ magnétique est très puissant. Les différentes régions de la nébuleuse peuvent ainsi présenter des indices spectraux différents (comme l'a montré [Ng et al. 2008](#) dans la nébuleuse à l'intérieur du reste de supernova *kes 75*).

8.5 Conclusions

Le nombre de sources au TeV associées à des pulsars énergétiques s'est considérablement accru ces dernières années suite à l'approfondissement du sondage de HESS et aux nouveaux pulsars découverts. Nous avons également pu apporter des arguments observationnels renforçant ces associations comme nous l'avons montré dans la partie précédente.

Nous avons donc fait un bilan des résultats des observations au TeV sur l'ensemble des pulsars connus dont la puissance rotationnelle est supérieure à 10^{36} erg.s⁻¹. Nous avons montré que pour plus de la moitié d'entre eux il existe une source de très haute énergie à proximité. Cette fraction est encore plus grande si l'on ne considère que les plus énergétiques d'entre eux. Nous avons également étudié la complétude du sondage de HESS et montré qu'une source de $5 \cdot 10^{34}$ erg.s⁻¹ est visible dans toute la Galaxie (à la condition qu'il n'y ait pas confusion de source) tandis que la fraction des sources visibles en-deça de $5 \cdot 10^{33}$ erg.s⁻¹ est inférieure à 10%. L'échantillon que l'on traite est donc forcément très incomplet (tout comme l'est celui des pulsars connus).

Il est néanmoins intéressant d'étudier les relations éventuelles entre les divers paramètres de la nébuleuse (taille, luminosité et indice spectral en X et γ) et du pulsar associé ($\dot{E}$, âge). La luminosité L_γ ne présente pas de corrélation nette avec la puissance du pulsar ou l'âge, contrairement à la luminosité L_X qui est très fortement corrélée avec ces paramètres. Ceci renforce l'interprétation des sources au TeV comme des nébuleuses dites reliques, où une grande partie des électrons a été refroidie et balayée loin du pulsar. Cette composante échappe aux observations X qui sont sensibles aux régions où le champ magnétique est intense mais peu sensible aux émissions très diffuses.

Nous avons montré que le rapport des luminosités L_X et L_γ présente également une dépendance forte en fonction des paramètres du pulsar. Cette dépendance ne semble être cependant que le reflet de la forte corrélation avec la luminosité L_X , mais elle présente néanmoins un intérêt certain pour faire des prédictions sur les paramètres d'un pulsar lorsque celui-ci n'a pas été détecté.

La taille des nébuleuses varie très nettement avec l'âge, comme on pourrait s'y attendre, et nous avons trouvé une dépendance quasi-linéaire. Cette dernière est en accord avec les prédictions basées sur des modèles hydrodynamiques d'évolution des nébuleuses jeunes dans les restes de supernova. Il semblerait, mais ça n'est pas significatif, que la taille des nébuleuses plus anciennes ait une dépendance moins marquée avec le temps, plus proche d'un régime diffusif. Une statistique plus importante, en particulier concernant les objets les plus diffus, permettra de vraiment mettre en évidence un changement de dépendance.

L'ensemble de ces résultats doit bien sûr être pondéré par la complétude limitée du sondage.

Conclusions et perspectives

Ce travail a consisté en l'analyse des données obtenues à l'aide de H.E.S.S., mais aussi dans d'autres longueurs d'onde, en provenance des nébuleuses de pulsars. Cette étude passe d'abord par une phase de compréhension du télescope, qui après 6 ans de fonctionnement a subi certaines dérives et dégradation de ses performances. Nous avons montré que le vieillissement du télescope était bien maîtrisé grâce à une étude systématique de la nébuleuse du Crabe, notre chandelle standard. Nous avons aussi amélioré la sélection des observations, en prenant mieux en compte les effets d'angles zénithaux, afin d'augmenter la statistique.

De part sa position et sa sensibilité, H.E.S.S. a pu faire un relevé systématique du plan galactique, qui a permis la découverte d'un grand nombre de sources. Une majorité de celles-ci sont associées à des nébuleuses de pulsar, alors qu'une fraction importante des sources reste encore non-identifiée.

En partant de ce constat, nous avons étudié dans un premier temps les nébuleuses associées à des pulsars jeunes, dont l'association est assez facile à faire, car la source est centrée sur le pulsar et faiblement étendue. Nous avons mis en évidence l'intérêt de la mesure au TeV comme mesure calorimétrique de l'énergie de la nébuleuse, ce qui permet de revenir aux paramètres fondamentaux du pulsar, tels que la période initiale. Nous avons aussi par l'intermédiaire de recherches multi-longueur d'onde, découvert un nouveau reste de supernova composite jeune. Celui-ci est particulièrement intéressant car il contient un des pulsars les plus énergétiques de la Galaxie, mais aussi parce que son étude met en lumière le côté approximatif de la mesure de l'âge caractéristique du pulsar : celui-ci est de 12000 ans, tandis que les éléments physiques du reste de supernova impliquent un âge inférieur à quelques milliers d'années.

Dans un second temps, nous avons cherché à analyser les sources étendues près desquelles un pulsar énergétique est connu. Comme nous l'avons vu, l'association entre la nébuleuse et le pulsar n'est pas facile à établir. Elle nécessite la mise en évidence d'une position particulière du pulsar par rapport à l'émission au TeV, ou encore d'une évolution morphologique de la nébuleuse dans la direction du pulsar à mesure que l'énergie augmente. La mise en œuvre de ces méthodes a permis l'identification de deux sources non-identifiées comme étant des nébuleuses de pulsar. Parmi ces sources figure HESS J1303-631, la première source non identifiée vue par H.E.S.S.. Cependant ces méthodes nécessitent une statistique importante, ce qui renforce l'intérêt des observations multi-longueurs d'onde, notamment dans le domaine X, pour rechercher la présence de nébuleuses étendues, comme nous l'avons vu dans le cas de HESS J1356-645, et passer outre les arguments évoqués précédemment.

Dans un troisième temps, nous avons cherché à étudier de manière plus profonde une des sources non-identifiées vue par H.E.S.S., HESS J1858+020, qui est intéressante, car étant faiblement étendue et dure, elle évoque plutôt une nébuleuse jeune. Cependant, l'analyse de l'observation X profonde ne lève pas le mystère de l'origine du signal, car elle exclut la présence d'un objet jeune, de même que les scénarios hadroniques envisagés qui demanderaient des densités d'énergies bien trop élevés. Ceci montre qu'il reste

encore beaucoup d'objets intéressants à étudier dans les données issues du relevé galactique de H.E.S.S. et que des observations dans d'autres longueurs d'onde sont tout à fait primordiales pour la compréhension des sources et des mécanismes d'émission.

Enfin, nous avons dressé un bilan des observations au TeV. Au total, et tous instruments confondus, 26 sources peuvent potentiellement être associées à des nébuleuses (5 parmi celles-ci restent encore des associations incertaines). Nous avons montré dans un premier temps que l'horizon du relevé du plan galactique était limité, ce qui implique que notre échantillon de sources est assez incomplet (tout comme est incomplet celui des pulsars). Néanmoins, nous avons étudié les relations éventuelles entre les divers paramètres de la nébuleuse (taille, luminosité et indice spectral en X et γ) et du pulsar associé ($\dot{E}$, âge). Nous avons montré que la luminosité γ ne présente pas de dépendance nette en fonction des paramètres du pulsar contrairement à la luminosité X. Ce qui renforce plutôt l'interprétation en tant que nébuleuse relique, où la majorité des particules a déjà été injectée et le champ magnétique a décliné. Nous avons aussi montré que le rapport des luminosités X et γ présente une dépendance forte en fonction des paramètres du pulsar, mais que celle-ci ne semble être portée que par la dépendance de la luminosité X. Cette relation reste toutefois utile pour faire des prédictions. Nous avons aussi vu que la taille des nébuleuses varie très nettement avec l'âge avec une dépendance quasi-linéaire, comme on pourrait s'y attendre, mais la statistique n'est pas suffisante pour tirer des conclusions définitives.

Ces observations sont les étapes préliminaires pour une étude plus complète qui nécessiterait des simulations pour tenter de reproduire les observables au TeV, tout en tenant compte des biais, comme l'horizon limité de H.E.S.S.. Ce genre de travail nécessiterait aussi de prendre en compte l'évolution temporelle des nébuleuses. Bien que sensible à un grand nombre de paramètres libres supplémentaires, il serait possible de mettre des contraintes globales sur les paramètres physiques à l'origine du TeV ainsi que des pulsars.

Dans l'avenir, des instruments comme CTA (Čerenkov Telescope Array) seront de toute première importance pour l'étude des nébuleuses de pulsar, mais aussi pour le ciel γ , d'une manière générale. CTA est un projet de réseau d'une centaine de télescopes de type Čerenkov, qui grâce à une sensibilité dix fois meilleure que celle de H.E.S.S., une PSF nettement améliorée, et un champ de vue de 8° pourra faire un relevé profond du plan galactique. Cela permettra d'augmenter aussi l'horizon des sources faibles, et peut être de voir plus d'objets comparables à Vela, particulièrement sous-lumineux, ou des objets actuellement à la limite de la détection, comme W44 ou PSR J1124-5916. Il permettra peut-être aussi de détecter, ou tout du moins de mettre de sérieuses contraintes, sur l'émission de SN 1987A, qui est un objet d'importance pour l'étude de la production du rayonnement cosmique dans les chocs de supernova. La meilleure PSF de CTA permettra aussi des études spectro-morphologiques plus fines et toujours critiques pour caractériser au mieux l'évolution de la population d'électrons en parallèle avec les études dans d'autres domaines de longueurs d'ondes notamment dans le domaine X.

Bibliographie

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *ApJS*, 188, 405 [150](#), [178](#), [212](#), [214](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *ApJ*, 714, 927 [229](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010c, *ApJ*, 713, 146 [229](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, *Science*, 325, 840 [220](#), [229](#), [259](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010d, *ApJ*, 708, 1254 [124](#), [229](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010e, *ApJS*, 187, 460 [158](#), [228](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010f, *A&A*, 512, A7+ [127](#)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010g, *Science*, 327, 1103 [194](#)
- Abdo, A. A., Allen, B., Berley, D., et al. 2007, *ApJ*, 664, L91 [228](#), [229](#)
- Abdo, A. A., Allen, B. T., Aune, T., et al. 2009b, *ApJ*, 700, L127 [228](#), [229](#)
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009, *ApJ*, 703, L6 [243](#), [258](#)
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2010a, *A&A*, 516, A62+ [114](#)
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2010b, *MNRAS*, 402, 1877 [65](#)
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2001, *MNRAS*, 328, 393 [32](#)
- Aguirre, J. E., Bezaire, J. J., Cheng, E. S., et al. 2003, *ApJ*, 596, 273 [135](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2002, *A&A*, 393, L37 [219](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009a, *A&A*, 499, 723 [229](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009b, *A&A*, 507, 389 [176](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K., et al. 2005a, *A&A*, 432, L25 [117](#), [124](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K., et al. 2005b, *Science*, 307, 1938 [107](#), [165](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K., et al. 2005c, *A&A*, 435, L17 [124](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K., et al. 2005d, *A&A*, 442, 1 [176](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008a, *A&A*, 477, 353 [202](#), [203](#), [205](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2008b, *A&A*, 481, 401 [114](#)

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006a, *A&A*, 457, 899 [71](#), [74](#), [82](#), [93](#), [94](#), [95](#), [117](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006b, *ApJ*, 636, 777 [74](#), [92](#), [107](#), [165](#), [166](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006c, *A&A*, 449, 223 [114](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2005e, *A&A*, 437, L7 [114](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *A&A*, 464, 235 [115](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006d, *A&A*, 460, 365 [116](#), [117](#), [164](#), [170](#)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., de Almeida, U. B., et al. 2009c, *ApJ*, 692, 1500 [114](#)
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2005f, *A&A*, 442, L25 [164](#), [173](#), [188](#)
- Akerlof, C. W., Kehoe, R. L., McKay, T. A., et al. 2003, *PASP*, 115, 132 [54](#)
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2008, *ApJ*, 675, L25 [219](#)
- Alekseev, E. N., Alekseeva, L. N., Volchenko, V. I., & Krivosheina, I. V. 1987, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 45, 589 [17](#), [128](#)
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197 [142](#), [145](#), [217](#), [219](#)
- Araudo, A. T., Romero, G. E., Bosch-Ramon, V., & Paredes, J. M. 2007, *A&A*, 476, 1289 [222](#)
- Arnett, W. D., Bahcall, J. N., Kirshner, R. P., & Woosley, S. E. 1989, *ARA&A*, 27, 629 [128](#)
- Arons, J. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 271, *Neutron Stars in Supernova Remnants*, ed. P. O. Slane & B. M. Gaensler, 71–+ [29](#)
- Arzoumanian, Z., Chernoff, D. F., & Cordes, J. M. 2002, *ApJ*, 568, 289 [20](#)
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 259 [15](#), [114](#)
- Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, *Nature*, 300, 615 [17](#)
- Bamba, A., Anada, T., Dotani, T., et al. 2010a, *ApJ*, 719, L116 [229](#)
- Bamba, A., Mori, K., & Shibata, S. 2010b, *ApJ*, 709, 507 [27](#)
- Bamba, A., Ueno, M., Koyama, K., & Yamauchi, S. 2003, *ApJ*, 589, 253 [165](#)
- Bamba, A., Ueno, M., Nakajima, H., & Koyama, K. 2004, *ApJ*, 602, 257 [130](#), [134](#)

- Banerjee, R. & Pudritz, R. E. 2007, *ApJ*, 660, 479 209
- Becherini, Y., Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Punch, M., & Pita, S. 2011, In Preparation 70
- Berezhko, E. G. & Ksenofontov, L. T. 2006, *ApJ*, 650, L59 134
- Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, *Astrophysics of cosmic rays*, ed. Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 221
- Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., et al. 2009, *XCOM : Photon Cross Sections Database*, <http://www.nist.gov/phylab/data/xcom/index.cfm> 217
- Bionta, R. M., Blewitt, G., Bratton, C. B., Casper, D., & Ciocio, A. 1987, *Physical Review Letters*, 58, 1494 17, 128
- Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., et al. 2010, *ApJS*, 186, 1 44
- Bird, A. J., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2007, *ApJS*, 170, 175 140, 144
- Blondin, J. M., Chevalier, R. A., & Frierson, D. M. 2001, *ApJ*, 563, 806 30, 31, 117, 153, 154, 260
- Blondin, J. M. & Mezzacappa, A. 2007, *Nature*, 445, 58 20, 137
- Blondin, J. M., Mezzacappa, A., & DeMarino, C. 2003, *ApJ*, 584, 971 20
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237 33, 35
- Bocchino, F., van der Swaluw, E., Chevalier, R., & Bandiera, R. 2005, *A&A*, 442, 539 141
- Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., Araudo, A. T., & Paredes, J. M. 2010, *A&A*, 511, A8+ 222
- Boynton, P. E., Groth, III, E. J., Partridge, R. B., & Wilkinson, D. T. 1969, *ApJ*, 157, L197+ 16, 27
- Bucciantini, N. 2010, *ArXiv e-prints* 28
- Bucciantini, N., Bandiera, R., Blondin, J. M., Amato, E., & Del Zanna, L. 2004, *A&A*, 422, 609 30
- Bucciantini, N., Blondin, J. M., Del Zanna, L., & Amato, E. 2003, *A&A*, 405, 617 153
- Buehler, R., D'Ammando, F., & Hays, E. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 2861, 1 93
- Bykov, A. M. & Fleishman, G. D. 1992, *MNRAS*, 255, 269 128
- Camilo, F., Kaspi, V. M., Lyne, A. G., et al. 2000, *ApJ*, 541, 367 23, 124
- Camilo, F., Manchester, R. N., Gaensler, B. M., Lorimer, D. R., & Sarkissian, J. 2002, *ApJ*, 567, L71 156

- Camilo, F., Manchester, R. N., Lyne, A. G., et al. 2004, *ApJ*, 611, L25 [185](#)
- Camilo, F., Ransom, S. M., Gaensler, B. M., & Lorimer, D. R. 2009a, *ApJ*, 700, L34 [259](#)
- Camilo, F., Ray, P. S., Ransom, S. M., et al. 2009b, *ApJ*, 705, 1 [220](#)
- Campana, R., Mineo, T., de Rosa, A., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 691 [128](#)
- Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. 2004, *A&A*, 427, 199 [114](#)
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, 471, 537 [191](#), [193](#)
- Caswell, J. L. & Clark, D. H. 1975, *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 57 [202](#)
- Caswell, J. L., Murray, J. D., Roger, R. S., Cole, D. J., & Cooke, D. J. 1975, *A&A*, 45, 239 [191](#)
- Chen, Y., Wang, Q. D., Gotthelf, E. V., et al. 2006, *ApJ*, 651, 237 [126](#), [138](#)
- Chevalier, R. A. 2004, *Advances in Space Research*, 33, 456 [162](#)
- Chevalier, R. A. 2005, *ApJ*, 619, 839 [152](#), [260](#)
- Chevalier, R. A. & Fransson, C. 1992, *ApJ*, 395, 540 [30](#), [152](#), [153](#), [154](#)
- Chu, Y., Kennicutt, Jr., R. C., Schommer, R. A., & Laff, J. 1992, *AJ*, 103, 1545 [126](#)
- Claussen, M. J., Frail, D. A., Goss, W. M., & Gaume, R. A. 1997, *ApJ*, 489, 143 [192](#)
- Clemens, D. P. 1985, *ApJ*, 295, 422 [174](#), [209](#), [212](#), [222](#)
- Clifton, T. R. & Lyne, A. G. 1986, *Nature*, 320, 43 [202](#)
- Cline, T. L., Desai, U. D., Pizzichini, G., et al. 1980, *ApJ*, 237, L1 [16](#)
- Cooper, R. L., Guerrero, M. A., Chu, Y., Chen, C., & Dunne, B. C. 2004, *ApJ*, 605, 751 [130](#)
- Cordes, J. M. & Lazio, T. J. W. 2002, *ArXiv Astrophysics e-prints* [26](#), [143](#), [151](#), [156](#), [177](#), [183](#), [185](#), [191](#), [203](#), [244](#)
- Cornils, R., Gillessen, S., Jung, I., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 129 [58](#)
- Cortina, J. 2010, *ArXiv e-prints* [113](#)
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792 [188](#)
- de Jager, O. C. 2008, *ApJ*, 678, L113 [135](#)
- de Jager, O. C., Ferreira, S. E. S., Djannati-Ataï, A., et al. 2009, *ArXiv e-prints* [136](#), [137](#)
- Demorest, P. B., Pennucci, T., Ransom, S. M., Roberts, M. S. E., & Hessels, J. W. T. 2010, *Nature*, 467, 1081 [19](#)

- Dickel, J. R. & Denoyer, L. K. 1975, *AJ*, 80, 437 [202](#)
- Dickel, o. R. & Wang, S. 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints* [126](#)
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215 [206](#), [219](#)
- Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Chaves, R. C. G., Terrier, R., & Komin, N. 2009, in *Supernova Remnants And Pulsar Wind Nebulae In The Chandra Era* [124](#)
- Djannati-Ataï, A., de Jager, O. C., Terrier, R., & et al. 2008, in *International Cosmic Ray Conference, Vol. 2, International Cosmic Ray Conference*, 823–826 [117](#)
- Dodson, R., Legge, D., Reynolds, J. E., & McCulloch, P. M. 2003, *ApJ*, 596, 1137 [257](#)
- Dubner, G., Giacani, E., & Decourchelle, A. 2008, *A&A*, 487, 1033 [117](#)
- Dubus, G. 2006, *A&A*, 456, 801 [113](#)
- Duncan, A. R., Stewart, R. T., Haynes, R. F., & Jones, K. L. 1995, *MNRAS*, 277, 36 [148](#)
- Duncan, R. C. & Thompson, C. 1992, *ApJ*, 392, L9 [16](#)
- Esposito, P., Tiengo, A., de Luca, A., & Mattana, F. 2007, *A&A*, 467, L45 [185](#)
- Evans, W. D., Klebesadel, R. W., Laros, J. G., et al. 1980, *ApJ*, 237, L7 [16](#)
- Faucher-Giguère, C. & Kaspi, V. M. 2006, *ApJ*, 643, 332 [20](#), [21](#), [173](#), [244](#)
- Feldman, G. J. & Cousins, R. D. 1998, *Phys. Rev. D*, 57, 3873 [90](#), [92](#)
- Ferrière, K. M. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 1031 [151](#)
- Figer, D. F., MacKenty, J. W., Robberto, M., et al. 2006, *ApJ*, 643, 1166 [165](#), [166](#), [168](#)
- Fleishman, G. D. & Bietenholz, M. F. 2007, *MNRAS*, 376, 625 [151](#)
- Foglizzo, T. 2002, *A&A*, 392, 353 [20](#)
- Frail, D. A., Giacani, E. B., Goss, W. M., & Dubner, G. 1996, *ApJ*, 464, L165+ [191](#), [192](#), [197](#), [198](#)
- Fukui, Y., Furukawa, N., Dame, T. M., et al. 2009, *PASJ*, 61, L23+ [209](#)
- Gabici, S. & Aharonian, F. A. 2007, *ApJ*, 665, L131 [220](#)
- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Casanova, S. 2009, *MNRAS*, 396, 1629 [197](#), [221](#)
- Gaensler, B. M. & Slane, P. O. 2006, *ARA&A*, 44, 17 [32](#)
- Gaensler, B. M. & Wallace, B. J. 2003, *ApJ*, 594, 326 [156](#)
- Galbraith, W. & Jelley, J. V. 1953, *Nature*, 171, 349 [47](#)
- Gallant, Y. A. & Arons, J. 1994, *ApJ*, 435, 230 [27](#)

- Garay, G. & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049 [209](#)
- Gavriil, F. P., Gonzalez, M. E., Gotthelf, E. V., et al. 2008, *Science*, 319, 1802 [257](#)
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays*, ed. Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. [114](#)
- Glück, B. 2009, in *Supernova Remnants And Pulsar Wind Nebulae In The Chandra Era* [261](#)
- Gold, T. 1968, *Nature*, 218, 731 [16](#), [25](#), [27](#)
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, *ApJ*, 157, 869 [27](#)
- Gonthier, P. L., Ouellette, M. S., Berrier, J., O'Brien, S., & Harding, A. K. 2002, *ApJ*, 565, 482 [244](#)
- Gonzalez, M. & Safi-Harb, S. 2003, *ApJ*, 583, L91 [156](#)
- Gonzalez, M. & Safi-Harb, S. 2005, *ApJ*, 619, 856 [124](#), [257](#)
- Goss, W. M., Shaver, P. A., Zealey, W. J., Murdin, P., & Clark, D. H. 1979, *MNRAS*, 188, 357 [156](#)
- Gotthelf, E. V. 2003, *ApJ*, 591, 361 [250](#)
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2008, *ApJ*, 681, 515 [165](#), [166](#)
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2009, *ApJ*, 700, L158 [259](#)
- Gotthelf, E. V. & Wang, Q. D. 2000, *ApJ*, 532, L117 [128](#)
- Govoni, F., Markevitch, M., Vikhlinin, A., et al. 2004, *ApJ*, 605, 695 [152](#)
- Green, D. A. 2009, *MNRAS*, 399, 177 [202](#)
- Griffith, M. R. & Wright, A. E. 1993, *AJ*, 105, 1666 [148](#)
- Güver, T. & Özel, F. 2009, *MNRAS*, 400, 2050 [151](#)
- Guy, J. 2003, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI [72](#)
- Hauser, M., Möllenhoff, C., Pühlhofer, G., et al. 2004, *Astronomische Nachrichten*, 325, 659 [54](#)
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, 591, 288 [18](#)
- Heger, A., Woosley, S. E., & Spruit, H. C. 2005, *ApJ*, 626, 350 [20](#), [137](#)
- Hertz, P. & Grindlay, J. E. 1988, *AJ*, 96, 233 [165](#)
- Hessels, J. W. T., Nice, D. J., Gaensler, B. M., et al. 2008, *ApJ*, 682, L41 [203](#)

- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709 [15](#)
- Hillas, A. M. 1985, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, *International Cosmic Ray Conference*, ed. F. C. Jones, 445–448 [51](#), [67](#)
- Hinton, J. 2009, *New Journal of Physics*, 11, 055005 [48](#), [51](#)
- Hirata, K., Kajita, T., Koshiaba, M., Nakahata, M., & Oyama, Y. 1987, *Physical Review Letters*, 58, 1490 [17](#), [128](#)
- Hobbs, G., Faulkner, A., Stairs, I. H., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 1439 [202](#)
- Hobbs, G., Lyne, A., & Kramer, M. 2006, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 6, 020000 [23](#)
- Hoffman, I. M., Goss, W. M., Brogan, C. L., & Claussen, M. J. 2005, *ApJ*, 627, 803 [192](#)
- Horns, D. & Aharonian, F. A. 2004, in *ESA Special Publication*, Vol. 552, *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, ed. V. Schoenfelder, G. Lichti, & C. Winkler, 439–+ [124](#)
- Hughes, J. P., Slane, P. O., Burrows, D. N., et al. 2001, *ApJ*, 559, L153 [156](#), [158](#)
- Hughes, J. P., Slane, P. O., Park, S., Roming, P. W. A., & Burrows, D. N. 2003, *ApJ*, 591, L139 [156](#)
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, *ApJ*, 195, L51 [16](#)
- Jackson, J. M., Rathborne, J. M., Shah, R. Y., et al. 2006, *ApJS*, 163, 145 [174](#), [209](#)
- Jones, L. R., Smith, A., & Angelini, L. 1993, *MNRAS*, 265, 631 [191](#)
- Jones, T. J., Hyland, A. R., Straw, S., et al. 1986, *MNRAS*, 219, 603 [135](#)
- Kaaret, P., Marshall, H. L., Aldcroft, T. L., et al. 2001, *ApJ*, 546, 1159 [128](#)
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775 [219](#)
- Kargaltsev, O. & Pavlov, G. G. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 983, *40 Years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and More*, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 171–185 [250](#)
- Kargaltsev, O., Pavlov, G. G., & Wong, J. A. 2009, *ApJ*, 690, 891 [257](#)
- Keek, S., Kuiper, L., & Hermsen, W. 2006, *The Astronomer’s Telegram*, 810, 1 [140](#)
- Kennel, C. F. & Coroniti, F. V. 1984a, *ApJ*, 283, 694 [29](#)
- Kennel, C. F. & Coroniti, F. V. 1984b, *ApJ*, 283, 710 [29](#)
- Kertzman, M. P. & Sembroski, G. H. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343, 629 [72](#)

- Komin, N. R. 2005, PhD thesis [69](#)
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, *Nature*, 378, 255 [114](#)
- Kuiper, L., Hermsen, W., Klein-Wolt, M., & Wijnands, R. 2008, *The Astronomer's Telegram*, 1405, 1 [165](#)
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. 1968, *Nature*, 220, 340 [16](#)
- Lattimer, J. M. & Prakash, M. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 109 [19](#)
- Lazendic, J. S., Dickel, J. R., Haynes, R. F., Jones, P. A., & White, G. L. 2000, *ApJ*, 540, 808 [126](#), [138](#)
- Lee, J., Park, S., Hughes, J. P., et al. 2010, *ApJ*, 711, 861 [156](#)
- Lemière, A. 2006, PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII [117](#), [164](#), [167](#), [173](#), [175](#), [188](#), [209](#), [219](#)
- Li, T. & Ma, Y. 1983, *ApJ*, 272, 317 [80](#), [86](#), [240](#)
- Li, X., Lu, F., & Li, Z. 2008, *ApJ*, 682, 1166 [192](#), [250](#)
- Livingstone, M. A., Kaspi, V. M., & Gavriil, F. P. 2005a, *ApJ*, 633, 1095 [23](#), [128](#)
- Livingstone, M. A., Kaspi, V. M., Gavriil, F. P., & Manchester, R. N. 2005b, *ApJ*, 619, 1046 [23](#), [124](#)
- Livingstone, M. A., Kaspi, V. M., Gotthelf, E. V., & Kuiper, L. 2006, *ApJ*, 647, 1286 [23](#)
- Livingstone, M. A., Ng, C., Kaspi, V. M., Gavriil, F. P., & Gotthelf, E. V. 2010, *ArXiv e-prints* [23](#), [257](#)
- Lockman, F. J. 1989, *ApJS*, 71, 469 [202](#)
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics. Volume 2. Stars, the Galaxy and the interstellar medium.*, ed. Longair, M. S. [32](#)
- Lorimer, D. R. 2004, in *IAU Symposium, Vol. 218, Young Neutron Stars and Their Environments*, ed. F. Camilo & B. M. Gaensler, 105–+ [244](#)
- Lorimer, D. R. & Kramer, M. 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy*, ed. Lorimer, D. R. & Kramer, M. [21](#)
- Lyne, A. G., Pritchard, R. S., & Graham-Smith, F. 1993, *MNRAS*, 265, 1003 [23](#)
- Lyne, A. G., Pritchard, R. S., Graham-Smith, F., & Camilo, F. 1996, *Nature*, 381, 497 [23](#)
- Macri, L. M., Stanek, K. Z., Bersier, D., Greenhill, L. J., & Reid, M. J. 2006, *ApJ*, 652, 1133 [125](#)
- Malizia, A., Bassani, L., Stephen, J. B., et al. 2005, *ApJ*, 630, L157 [165](#)

- Malizia, A., Landi, R., Bassani, L., et al. 2007, *ApJ*, 668, 81 [140](#)
- Marshall, D. J., Robin, A. C., Reyl  , C., Schultheis, M., & Picaud, S. 2006, *A&A*, 453, 635 [151](#)
- Marshall, F. E., Gotthelf, E. V., Middleditch, J., Wang, Q. D., & Zhang, W. 2004, *ApJ*, 603, 682 [126](#)
- Marshall, F. E., Gotthelf, E. V., Zhang, W., Middleditch, J., & Wang, Q. D. 1998, *ApJ*, 499, L179+ [126](#)
- Marti, J., Rodriguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *ApJ*, 416, 208 [209](#)
- Matheson, H. & Safi-Harb, S. 2005, *Advances in Space Research*, 35, 1099 [141](#)
- Mattana, F., Falanga, M., G  tz, D., et al. 2009, *ApJ*, 694, 12 [219](#), [259](#)
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., & Green, A. J. 2001, *ApJ*, 562, 424 [177](#)
- Mereghetti, S. 2008, *A&A Rev.*, 15, 225 [17](#)
- Mereghetti, S. & Stella, L. 1995, *ApJ*, 442, L17 [17](#)
- Micelotta, E. R., Brandl, B. R., & Israel, F. P. 2009, *A&A*, 500, 807 [126](#)
- Milne, D. K. 1969, *Australian Journal of Physics*, 22, 613 [156](#)
- Milne, D. K. 1970, *Australian Journal of Physics*, 23, 425 [202](#)
- Morris, D. J., Hobbs, G., Lyne, A. G., et al. 2002, *MNRAS*, 335, 275 [203](#)
- Mukherjee, R. & Halpern, J. P. 2005, *ApJ*, 629, 1017 [176](#)
- Muraishi, H., Tanimori, T., Yanagita, S., et al. 2000, *A&A*, 354, L57 [114](#)
- Murdin, P. & Clark, D. H. 1979, *MNRAS*, 189, 501 [156](#)
- Murphy, T., Mauch, T., Green, A., et al. 2007, *MNRAS*, 382, 382 [148](#)
- Ng, C., Slane, P. O., Gaensler, B. M., & Hughes, J. P. 2008, *ApJ*, 686, 508 [263](#)
- Nice, D. J., Splaver, E. M., Stairs, I. H., et al. 2005, *ApJ*, 634, 1242 [19](#)
- Ong, R. A. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 2968, 1 [93](#)
- Oort, J. H. & Walraven, T. 1956, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 12, 285 [27](#)
- Paczynski, B. 1990, *ApJ*, 348, 485 [244](#)
- Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, *A&A*, 424, 747 [128](#)
- Park, S., Roming, P. W. A., Hughes, J. P., et al. 2002, *ApJ*, 564, L39 [156](#)

- Parkin, E. R., Pittard, J. M., & Hoare, M. G. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 422, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi, 122–+ 222
- Paron, S. & Giacani, E. 2010, *A&A*, 509, L4+ 203, 212, 220
- Pelletier, G., Lemoine, M., & Marcowith, A. 2009, *MNRAS*, 393, 587 32
- Petre, R., Hwang, U., Holt, S. S., Safi-Harb, S., & Williams, R. M. 2007, *ApJ*, 662, 988 128
- Petre, R., Kuntz, K. D., & Shelton, R. L. 2002, *ApJ*, 579, 404 191, 192
- Phillips, J. A. & Onello, J. S. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 35, *Massive Stars : Their Lives in the Interstellar Medium*, ed. J. P. Cassinelli & E. B. Churchwell, 419–+ 202
- Piddington, J. H. 1957, *Australian Journal of Physics*, 10, 530 27
- Piron, F. 2000, PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI 87
- Possenti, A., Cerutti, R., Colpi, M., & Mereghetti, S. 2002, *A&A*, 387, 993 250
- Prat, L., Rodriguez, J., Hannikainen, D. C., & Shaw, S. E. 2008, *MNRAS*, 389, 301 144
- Predehl, P. & Schmitt, J. H. M. M. 1995, *A&A*, 293, 889 141
- Reed, J. E., Hester, J. J., Fabian, A. C., & Winkler, P. F. 1995, *ApJ*, 440, 706 156
- Rees, M. J. & Gunn, J. E. 1974, *MNRAS*, 167, 1 29
- Renaud, M., Marandon, V., Gotthelf, E. V., et al. 2009, in *The Extreme sky : Sampling the Universe above 10 keV* 148
- Renaud, M., Marandon, V., Gotthelf, E. V., et al. 2010, *ApJ*, 716, 663 140, 141, 143, 146
- Reynolds, S. P. 1985, *ApJ*, 291, 152 128
- Reynolds, S. P. 2008, *ARA&A*, 46, 89 114
- Reynolds, S. P. & Chevalier, R. A. 1984, *ApJ*, 278, 630 29
- Ripken, J., Beilicke, M., Heinzelmann, G., & et al. 2008, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 2, *International Cosmic Ray Conference*, 795–798 176
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., Bodaghee, A., et al. 2009, *A&A*, 508, 889 144
- Rolland, L. 2005, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI 60, 62
- Romero, G. E., Araudo, A. T., Bosch-Ramon, V., & Paredes, J. M. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 422, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi, 100–+ 222

- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, Radiative processes in astrophysics, ed. Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 33, 34
- Scheck, L., Kifonidis, K., Janka, H., & Müller, E. 2006, A&A, 457, 963 20
- Schöck, F. M., Büsching, I., de Jager, O. C., Eger, P., & Vorster, M. J. 2010, A&A, 515, A109+ 137
- Seta, M., Hasegawa, T., Sakamoto, S., et al. 2004, AJ, 127, 1098 192
- Seward, F. D., Harnden, Jr., F. R., & Helfand, D. J. 1984, ApJ, 287, L19 128
- Shaver, P. A. & Goss, W. M. 1970, Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 14, 133 156
- Simon, R., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Bania, T. M., & Heyer, M. H. 2001, ApJ, 551, 747 209, 212
- Slane, P., Helfand, D. J., Reynolds, S. P., et al. 2008, ApJ, 676, L33 152
- Spitkovsky, A. 2008, ApJ, 682, L5 32, 136
- Staelin, D. H. & Reifstein, III, E. C. 1968, Science, 162, 1481 16, 27
- Tavani, M., Striani, E., Bulgarelli, A., et al. 2010, The Astronomer's Telegram, 2855, 1 93
- Taylor, J. H. & Cordes, J. M. 1993, ApJ, 411, 674 25, 26, 143, 151, 156, 177, 185, 191, 203
- Terrier, R., Djannati-Atai, A., Hoppe, S., et al. 2008a, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 316–319 117
- Terrier, R., Mattana, F., Djannati-Atai, A., et al. 2008b, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 312–315 258
- The HESS Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2011, In preparation 188, 190
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2009, ApJ, 701, 811 140, 142
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, ApJS, 120, 299 152, 154, 191, 203
- Vacanti, G., Fleury, P., Jiang, Y., et al. 1994, Astroparticle Physics, 2, 1 64
- Valinia, A. & Marshall, F. E. 1998, ApJ, 505, 134 144
- Vallée, J. P. 2008, AJ, 135, 1301 108, 151, 241, 242, 243, 244
- van der Swaluw, E. 2004, Advances in Space Research, 33, 475 127

- van der Swaluw, E., Achterberg, A., Gallant, Y. A., Downes, T. P., & Keppens, R. 2003, *A&A*, 397, 913 [31](#)
- van der Swaluw, E., Achterberg, A., Gallant, Y. A., & Tóth, G. 2001, *A&A*, 380, 309 [30](#), [153](#), [260](#)
- Velusamy, T. & Kundu, M. R. 1974, *A&A*, 32, 375 [202](#)
- Völk, H. J., Berezhko, E. G., & Ksenofontov, L. T. 2005, *A&A*, 433, 229 [114](#)
- Wang, Q. D. & Gotthelf, E. V. 1998, *ApJ*, 494, 623 [126](#)
- Wang, Q. D., Gotthelf, E. V., Chu, Y., & Dickel, J. R. 2001, *ApJ*, 559, 275 [126](#), [127](#)
- Weber, F. 2001, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 27, 465 [20](#)
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, 542, 914 [142](#), [217](#), [219](#)
- Wilson-Hodge, C. A., Cherry, M. L., Baumgartner, W. H., et al. 2010, *ArXiv e-prints* [93](#)
- Wolszczan, A., Cordes, J. M., & Dewey, R. J. 1991, *ApJ*, 372, L99 [191](#)
- Wright, A. E., Griffith, M. R., Burke, B. F., & Ekers, R. D. 1994, *ApJS*, 91, 111 [148](#)
- Zavlin, V. E. 2007, *ApJ*, 665, L143 [185](#), [186](#)
- Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., & Shibano, Y. A. 1996, *A&A*, 315, 141 [142](#)