



HAL
open science

Recherches d'accélérateurs de protons dans la Galaxie avec le Fermi-LAT et les télescopes H.E.S.S.

Arnaud-Rémi Mares

► **To cite this version:**

Arnaud-Rémi Mares. Recherches d'accélérateurs de protons dans la Galaxie avec le Fermi-LAT et les télescopes H.E.S.S.. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2021. Français. NNT : 2021BORD0367 . tel-03521091

HAL Id: tel-03521091

<https://theses.hal.science/tel-03521091>

Submitted on 11 Jan 2022

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

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

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

École doctorale Sciences physiques et de l'ingénieur

Par **Arnaud-Rémi MARÈS**

Pour obtenir le grade de

Docteur

Spécialité Astrophysique, Plasmas et Nucléaire

**Recherches d'accélérateurs de protons dans la Galaxie
avec le *Fermi*-LAT et les télescopes H.E.S.S.**

Sous la direction de : **M. Lemoine-Goumard**
Co-directrice : **M.-H. Grondin**

Thèse soutenue le 15 décembre 2021 devant le jury composé de :

Mme. V. Wakelam	Directrice de recherche	LAB, Université Bordeaux	Présidente
Mme. M. Lemoine-Goumard	Directrice de recherche	CENBG, Université Bordeaux	Directrice de thèse
Mme. M.-H. Grondin	Maître de conférences	CENBG, Université Bordeaux	Co-directrice de thèse
M. J.-P. Lenain	Chargé de recherche	LPNHE, Sorbonne Université	Rapporteur
M. P. Jean	Professeur des Universités	IRAP, Université Toulouse III	Rapporteur
M. F. Brun	Ingénieur-Chercheur	IRFU, CEA	Examineur

Remerciements

La thèse est finie, la pression retombe. Et pourtant, il reste cette page blanche, censée permettre d'exprimer ma gratitude envers tous ces gens qui ont compté pour cette thèse et pour moi. L'exercice est difficile, car des mots ne pourraient suffire, mais essayons.

Je voudrais tout d'abord remercier le CENBG et tous les membres qui le composent pour m'avoir accordé un lieu de travail dans un cadre unique. Bien que je fus éloigné de la vie du laboratoire car dans un autre bâtiment, ces membres m'ont toujours donné un sentiment de bienvenue. Une reconnaissance toute particulière aux non-permanents du laboratoire avec qui le temps passé a été une vraie source de plaisir, ainsi qu'à Fabrice qui m'a permis de retourner rapidement au laboratoire pendant la crise sanitaire. Ensuite, je voudrais remercier le groupe astrophysique, pour leur accueil, leur bienveillance et leur aide au jour le jour. Tout d'abord Marianne, qui en m'acceptant comme doctorant m'a permis de réaliser un rêve d'enfant. Sa pédagogie et son encadrement sont à l'origine de la qualité scientifique de cette thèse. Sans sa bonne humeur et sa grande patience envers moi, je n'aurais probablement pas fini ce travail. Pour cela et pour ces trois années incroyables, merci Marianne. Ensuite Marie-Hélène, dont le co-encadrement et la gentillesse ont permis à cette thèse d'être la meilleure possible. Thierry, dont le rire communicatif et les folles discussions ont permis de garder le sourire même dans les moments difficiles. Finalement Denis et Benoît, qui n'ont jamais hésité à me donner un coup de main. Mention toute particulière à Justine, dont la présence au début de ma thèse m'a donné une maturité scientifique, et dont les soirées et les discussions m'ont permis une grande évolution personnelle. Merci également aux collègues de la collaboration H.E.S.S, et tout particulièrement à Mathieu et à Jean-Philippe qui m'ont guidé dans les entrailles des méthodes de reconstruction, me permettant de comprendre et de m'approprier les arcanes du logiciel. Merci aux membres du jury, pour avoir lu et écouter mon travail et pour m'avoir accordé le titre de docteur. Je voudrais également remercier ma famille et mes amis, pour le soutien et pour les moments de calme qu'ils m'ont apportés au cours de ces trois années intensives. Pour finir, je voudrais remercier ma douce Marion, dont la présence, le soutien et l'aide ont été indispensables à la réussite de cette thèse. Elle est une des clefs de la clarté de cette thèse, et une bulle d'oxygène et de bonheur au quotidien.

À tous ces gens et à tous ceux que j'oublie, aucun discours ne saurait vraiment retranscrire mon émotion et ma reconnaissance. MERCI.

Acronymes et abréviations

2PC	Deuxième catalogue de pulsars de <i>Fermi</i>
3FGL	Troisième catalogue des sources <i>Fermi</i> (4 ans)
4FGL	Quatrième catalogue des sources <i>Fermi</i> (8 ans)
4FGL-DR1	Quatrième catalogue des sources <i>Fermi</i> (10 ans)
4FGL-DR2	Quatrième catalogue des sources <i>Fermi</i> (12 ans)
ACD	<i>Anticoincidence Detector</i> / Détecteur Anti-Coïncidences
ACM	<i>Analysis Cut Map</i>
CGRO	<i>Compton Gamma-Ray Observatory</i>
CMB	<i>Cosmic Microwave Background</i> / Fond diffus Cosmologique
CR	<i>Cosmic Ray</i> / Rayons cosmiques
DSA	<i>Diffusive Shock Acceleration</i> / Accélération Diffusive par onde de Choc
EGRET	<i>Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope</i>
H.E.S.S.	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
HGPS	<i>H.E.S.S. Galactic Plane Survey</i>
IRFs	<i>Instrument Response Functions</i> / Fonctions de réponses de l'instrument
LAT	<i>Large Area Telescope</i>
LVM	Levenberg-Marquardt
MET	<i>Mission Elapsed Time</i>
MIS	Milieu Interstellaire
MSSG	<i>MeanScaledShowerGoodness</i>
ND	<i>Nominal Distance</i> / Distance Nominale
PWN	<i>Pulsar Wind Nebula</i> / Nébuleuse à vent de pulsar
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i> / Distribution Spectrale en Energie
SNR	Supernova Remnant / Vestige de Supernova
za	<i>zenith angle</i> / Angle zénithal

Table des matières

.....	1
Remerciements	3
Introduction	9
I Accélération et processus d'émission des rayons cosmiques	11
1 Accélération de Fermi du second ordre	13
2 Accélération diffusive par onde de choc	16
3 Processus d'émission leptonique et hadronique	18
3.1 Rayonnement de freinage continu ou Bremsstrahlung	19
3.2 Émission synchrotron	19
3.3 Diffusion Compton inverse	20
3.4 Désintégration du pion neutre	21
II Les sources astrophysiques d'émission γ	23
1 Les vestiges de supernovæ	24
1.1 Évolution temporelle des vestiges de supernovæ	24
1.2 Interactions des particules dans un SNR	26
2 Les pulsars	29
2.1 Caractéristiques des pulsars	30
2.2 Processus d'émission des pulsars	32
3 Nébuleuse à vent de pulsar	35
3.1 Dynamique/évolution temporelle d'une PWN	35
3.2 Modélisation d'une PWN dans un SNR	38
III Le <i>Fermi</i> Large Area Telescope	41
1 L'astronomie γ depuis l'espace	41
2 Présentation générale du satellite <i>Fermi</i>	43
3 Structure du détecteur	43
3.1 Le trajectographe	43
3.2 Le calorimètre	45
3.3 Le bouclier d'anti-coïncidence	46
4 Traitement des données à bord du satellite <i>Fermi</i>	47
4.1 Les systèmes embarqués	47
4.2 Reconstruction de la trajectoire	48
4.3 Reconstruction de l'énergie	48
5 Les fonctions de réponses et les classes d'évènements	49
6 <i>Pass 8</i> , ultime optimisation des données du LAT	50
7 Analyse des données du <i>Fermi</i> -LAT	51
7.1 Sélection et préparation des données	52

	7.1.1	Sélection des données : <i>gtselect</i>	52
	7.1.2	Filtre de qualité : <i>gtmktime</i>	53
	7.1.3	Calcul du temps d'exposition : <i>gtltcube</i>	53
	7.2	Création d'un modèle	54
	7.3	Le fond d'émission diffuse galactique	55
	7.4	Carte d'exposition et <i>gtsrcmap</i>	55
	7.5	Caractérisation du spectre	56
	7.6	Méthode de maximum de vraisemblance	57
	7.7	Comparaison des modèles	58
	7.8	Distribution spectrale en énergie	58
	7.9	Estimation des incertitudes	59
	7.9.1	Incertitude systématique liée aux IRFs	59
	7.9.2	Incertitude systématique liée au fond diffus galactique	60
	7.9.3	Incertitude systématique liée à la morphologie	61
IV		Analyse conjointe des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 à l'aide des observations du <i>Fermi</i>-LAT	63
1		Présentation des sources	63
	1.1	HESS J1640–465	63
	1.2	HESS J1641–463	65
	1.3	Historique des scénarios envisagés	66
2		Préparation de l'analyse	68
	2.1	Sélection des données	68
	2.2	Modélisation de la région	69
3		Étude morphologique	71
4		Analyse spectrale	73
5		Observations multi-longueur d'onde	76
	5.0.1	Recherche de contrepartie en rayon X	76
	5.0.2	Recherche de contrepartie en radio	78
6		Natures des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463	78
	6.1	Origine de l'émission de HESS J1640–465	78
	6.1.1	Hypothèse d'un pulsar	79
	6.1.2	Scénario leptonique : nébuleuse à vent de pulsar	79
	6.2	Accélération de particules dans un vestige de supernova	83
	6.2.1	Accélération de leptons	83
	6.2.2	Accélération de hadrons	84
7		Origine de l'émission de HESS J1641–463	87
	7.1	Scénario hadronique (SNR ou nuage moléculaire illuminé)	88
	7.1.1	Émission au GeV	88
	7.1.2	Émission au TeV	89
	7.2	Système pulsar/PWN	91
	7.2.1	Propriétés du pulsar	91
	7.2.2	Nébuleuse à vent de pulsar	93
8		Conclusions	94
V		L'astronomie γ de très haute énergie	97
1		Physique des gerbes atmosphériques	98
	1.1	Modèle de Heitler	98
	1.2	Le rayonnement Tcherenkov	101

2	Modèle semi-analytique	103
3	Simulation des gerbes atmosphérique et du détecteur	107
4	Le réseau de télescope H.E.S.S.	108
4.1	Télescopes de la Phase I de H.E.S.S.	109
4.1.1	Structure des télescopes	109
4.1.2	Description des caméras	111
4.2	Phase II : implémentation du 5 ^{ème} télescope	112
4.2.1	Structure du télescope	112
4.2.2	La Caméra de CT5	113
4.3	Déclenchement et acquisition	113
5	Méthodes de reconstruction	114
5.1	Reconstruction géométrique de Hillas	114
5.2	Reconstruction de Model++	117
5.2.1	Vraisemblance	117
5.2.2	Séparation γ / hadrons	119
6	Variables et profils d’analyse de Model++	121
6.1	Les variables de Model++	121
6.2	Les profils d’analyse	123
7	Soustraction du fond	124
7.1	Extraction du signal	124
7.1.1	Méthode des régions ON-OFF	126
7.1.2	Méthode des régions réfléchies ou miroirs	126
7.1.3	Méthode des régions OFF multiples	127
7.1.4	Méthode de l’anneau	127
8	Performances des profils d’analyses	128
8.1	La surface efficace	129
8.2	Résolution énergétique et angulaire	130
VI	Amélioration de Model++ à haute énergie	133
1	Le problème des images coupées	134
2	Levée de la coupure en distance nominale	137
2.1	Performances sur simulations MC	140
2.2	Performances sur données réelles	142
3	Optimisation des profils d’analyse	144
3.1	Performances sur MC et sur données réelles	148
4	Optimisation haute énergie : $E > 5$ TeV	150
4.1	Un outil d’optimisation : <i>l’AnalysisCutMap</i>	151
4.2	Optimisation et résultats	153
5	Conclusions	156
VII	Analyse des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 à l’aide des données de H.E.S.S.	159
1	Le logiciel d’analyse <i>GammaPy</i>	159
2	Préparation de l’analyse	161
2.1	Sélection des données	161
2.2	Ajustement du fond hadronique	164
3	Analyse morphologique	166
4	Analyse spectrale	171
5	Discussion sur la nature des sources	173

5.1	Le couple PNM 4041 et HESS J1641–643	173
5.2	HESS J1640–465	178
5.2.1	Scénario hadronique	179
5.2.2	Scénario leptonique	179
6	Conclusions	180
VIII Conclusions et perspectives		183
Appendices		
A		
1	Modélisation de la source HESS J1640–463 par une PWN	
2	Performance de l’optimisation des profils d’analyse de H.E.S.S.	ii
2.1	Performance sur données réelles	ii
2.2	Performance sur simulations MC à petit et grand angle zénithal	iv
3	Analyse 3D de <i>GammaPy</i>	vii
@toc english @toc french		

Introduction

La découverte d'un flux de particules chargées très énergétiques en provenance de l'espace par Victor Hess en 1912 a ouvert une nouvelle fenêtre sur la compréhension de l'univers. Ces "rayons cosmiques", constitués à 90% de protons, sont dotés d'une telle énergie que leur interaction avec la matière interstellaire est à l'origine de la production de photons γ de haute énergie. Ces photons γ sont les seuls traceurs qui nous permettent de remonter et d'étudier les sources d'émission des rayons cosmiques les plus énergétiques. En effet, le champ magnétique de la galaxie modifie la trajectoire des rayons cosmiques, détruisant toute information sur leur direction de provenance. Mais les photons γ , neutres, y sont insensibles et parviennent jusqu'à nos détecteurs depuis leur source d'émission. Avec l'avènement de l'astronomie γ , les théories sur les processus d'accélération des rayons cosmiques se sont multipliées et affinées. Il est aujourd'hui admis que les jeunes vestiges de supernovæ et les étoiles à neutrons, résultant de l'explosion d'une étoile massive, sont de très bons candidats comme accélérateurs de rayons cosmiques. Les preuves observationnelles de l'accélération des électrons dans ces objets sont nombreuses, mais les traces de l'accélération des protons se font beaucoup plus rares et font toujours l'objet de recherches intensives.

La signature caractéristique de l'interaction de protons avec le milieu interstellaire peut s'identifier de deux manières : soit par la détection du spectre caractéristique de la désintégration du pion neutre dans le spectre des sources γ entre 50 MeV et 1 GeV, domaine en énergie du satellite *Fermi*, soit par l'identification de PeVatrons hadroniques dont l'émission proviendrait de l'interaction de protons de très haute énergie avec un nuage moléculaire très dense à l'aide des données du réseau de télescope à imagerie Tcherenkov H.E.S.S, MAGIC ou VERITAS. La recherche d'une coupure dans le flux énergétique de ces sources γ aide à contraindre les sites d'accélération des rayons cosmiques et l'énergie maximale des particules qu'ils accélèrent. Les données observationnelles de H.E.S.S. associées à celles du satellite *Fermi* offrent une vision complète des processus à l'œuvre dans ces sources d'émission γ .

La première partie de ce manuscrit va brièvement décrire les mécanismes d'accélération et les processus d'émission des rayons cosmiques. Dans un second temps, elle présentera les principales sources astrophysiques d'accélération que sont les vestiges de supernovæ, les pulsars et leurs nébuleuses. Les concepts théoriques et les équations introduites dans ces chapitres seront nécessaires à la bonne compréhension du travail présenté dans les chapitres suivants.

La seconde partie de ce manuscrit est dédiée à la présentation du *Large Area Telescope* à bord du satellite *Fermi*. Elle commencera par une présentation de ce dernier, de sa conception jusqu'aux outils et techniques d'analyse de ses données. Elle sera suivie par l'analyse spectro-morphologique de deux sources γ candidates comme sites d'accélération de protons, HESS J1640–465 et le candidat PeVatron HESS J1641–463, en utilisant les données du satellite

Fermi.

La troisième partie de ce manuscrit présentera le travail technique de cette thèse. Elle introduira le principe de l'astronomie Tcherenkov au sol, suivi d'une description du réseau de télescopes H.E.S.S. Ce chapitre introductif servira à comprendre le travail de fond réalisé dans cette thèse, qui a pour but d'améliorer les performances des analyses effectuées sur les données H.E.S.S., avec notamment une optimisation des analyses à haute énergie visant à contraindre les candidats PeVatrons. Ces améliorations se basent sur la méthode d'analyse Model++, et sur sa capacité à reconstruire correctement les caractéristiques de certains évènements qui étaient jusqu'à ce jour rejetés au cours de l'analyse.

Finalement, cette thèse se conclura par une présentation des résultats obtenus par une analyse des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 avec *GammaPy*, une distribution python dédiée à l'analyse des données γ de différents instruments. Cette analyse, complémentaire à celle de *Fermi*, nous aidera à conclure sur la nature de ces sources de très haute énergie.

Accélération et processus d'émission des rayons cosmiques

En 1912, Victor Hess embarque dans un ballon atmosphérique équipé d'un électroscope¹ dans le but de mesurer le taux d'ionisation entre le sol et une altitude de 5300 m. Les relevés qu'il réalise montrent une augmentation du taux d'ionisation au-delà du premier kilomètre. Au vu de ces résultats, il conclut que ce rayonnement ionisant ne peut pas provenir de la radioactivité naturelle de la Terre (Hess 1912). La même année, Hess exclut le Soleil comme source de ce rayonnement en effectuant une ascension en ballon pendant une éclipse quasi-totale. Malgré le rayonnement solaire bloqué par la lune, Hess a tout de même mesuré une augmentation du taux d'ionisation avec l'altitude, montrant par conséquent l'origine extra-solaire de ce rayonnement. D'abord hypothétisé comme des photons par Robert Millikan en 1925 (Millikan 1925), un premier indice sur la nature de ces particules est obtenu par des mesures en altitude effectuées en utilisant une paire de compteurs Geiger (Geiger & Müller 1928). Leur nature chargée est confirmée l'année suivante par Walter Bothe et Werner Kolhörster, lorsqu'ils constatent que les traces laissées par ces particules dans une chambre à brouillard en présence d'un champ magnétique sont courbes (Bothe & Kolhörster 1929).

Appelé rayons cosmiques (CR par la suite pour *Cosmic ray*), ces particules sont composées de 90% de protons et de $\sim 9\%$ de noyaux d'hélium, les 1% restant étant principalement composés d'électrons, de positrons et d'anti-protons. Leur spectre en énergie s'étend sur 12 ordres de grandeur en énergie et sur près de 32 ordres de grandeurs en flux. Les mesures multiples et de plus en plus précises de leur spectre depuis leur découverte ont révélé deux points d'inflexions : le "genou" (*knee*), aux alentours d'une énergie de $\sim 5 \times 10^{15}$ eV, et la "cheville" (*ankle* aux alentours de $\sim 4 \times 10^{19}$ eV, montrés sur la Figure I.1. Le spectre en énergie des rayons cosmiques mesuré depuis la Terre est bien décrit par une loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ où E est l'énergie et Γ l'indice spectral. Au-dessus du genou, l'indice spectral est de ~ 2.7 , entre le genou et la cheville, il est de ~ 3.1 pour revenir à ~ 2.7 au-delà la cheville. La coupure en flux observée au-delà d'une énergie de 10^{20} eV, appelée coupure GZK du nom de leurs auteurs (Greisen 1966; Zatsepin & Kuz'min 1966), est due à l'interaction des rayons cosmiques de haute énergie avec les photons du fond diffus cosmologique². Cette interaction se traduit par une perte d'énergie du proton originel au travers de la création de pions, qui continue tant que son énergie dépasse

1. Appareil qui sert à déceler une tension électrique. Un électroscope est composé d'une tige conductrice et 2 feuilles métalliques très légères qui s'écartent en présence d'un champ électrique.

2. Rayonnement micro onde d'une température de $T_{\text{cmb}} = 2.7255$ K (Fixsen 2009), appelé CMB pour *Cosmic microwave background*.

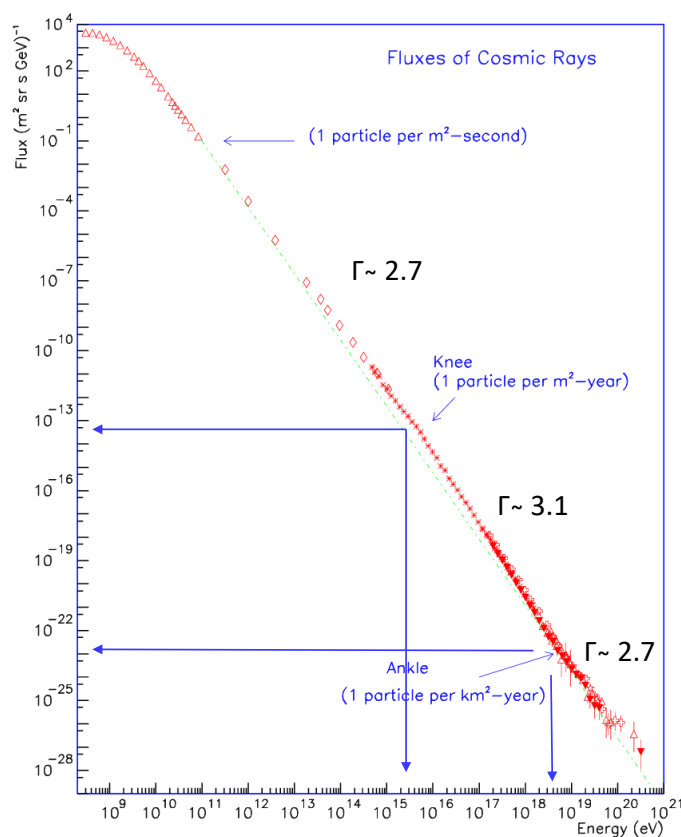


FIGURE I.1 – Spectre en énergie de rayons cosmiques atteignant la Terre. Figure adaptée de Swordy (2001).

cette limite.

Aucun processus sur Terre connu de l'homme n'est capable d'accélérer des particules jusqu'aux énergies mesurées dans les CRs. Leur étude est primordiale pour comprendre les processus et les sources astrophysiques d'accélération de ces particules. Cependant, il est impossible de directement remonter aux sources d'accélération des CRs. En effet, les particules chargées qui composent les rayons cosmiques sont soumises au cours de leur propagation au champ magnétique de la galaxie. Bien que faible (de l'ordre de $10^{-10} T$), les petites irrégularités du champ magnétique modifient constamment leur direction de propagation, détruisant toute information sur leur direction originelle. La seule information que l'on peut reconstruire est le rayon de giration des particules R_g défini comme :

$$R_g = \left(\frac{E}{PeV} \right) \left(\frac{1 \mu G}{B} \right) pc \quad (I.1)$$

Ainsi, des protons possédant une énergie E de l'ordre de 10^6 GeV se propageant dans un champ magnétique B de $5 \mu G$ ont un rayon de giration d'environ 0.3 parsec, soit beaucoup moins que l'échelle de hauteur de la Voie Lactée. Ces particules sont donc confinées par le champ magnétique et ne quittent pas la galaxie. La présence d'irrégularités magnétiques peut néanmoins produire une diffusion transverse des particules en changeant leur rayon de giration. Cette diffusion est à l'origine d'une équipartition de l'énergie entre les rayons cosmiques et le

milieu interstellaire. Les particules diffusent le long des structures magnétiques à grande échelle et traversent de nombreuses fois la galaxie. Si l'énergie des particules est suffisamment élevée, ces dernières peuvent s'échapper définitivement vers l'espace extragalactique. On montre ainsi que le rayon de giration des protons d'une énergie $E < 10^{19}$ eV est de l'ordre de la taille de la Voie Lactée, soit $\sim 10^4$ pc. Au-delà de cette énergie, les particules ne sont plus confinées et s'échappent de la galaxie. La cheville serait donc la transition entre une origine galactique et une origine extragalactique des CRs. Dans l'état actuel de nos connaissances, l'origine des rayons cosmiques se découpe en quatre domaines :

- en dessous de 100 MeV, la contribution principale des particules provient des vents solaires ;
- entre 100 MeV et $\sim 10^{15}$ eV, les rayons cosmiques sont d'origine galactique et proviennent de différents accélérateurs qui seront présentés au cours du chapitre suivant ;
- entre 10^{15} et 10^{18} eV, il est probable que leur origine soit mixte et marque la transition entre les rayons cosmiques d'origine galactique et extragalactique ;
- au-delà de 10^{19} eV, le rayon de giration atteint par ces particules est tel qu'elles ne sont plus confinées par la galaxie. Elles ne peuvent par conséquent que provenir de l'extérieur de la Voie Lactée.

Cependant, les sources et les processus d'accélération restent toujours inconnus à ce jour. Dans son article fondateur, Enrico Fermi a suggéré un élégant processus d'accélération de particules chargées jusqu'aux énergies observées dans les CRs galactiques (Fermi 1949). Dans cet article, il montre que le gain en énergie de particules chargées en collision élastique avec des nuages magnétisés en mouvement est proportionnel au carré de la vitesse réduite du nuage. Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, ce processus n'est pas suffisamment efficace à lui seul pour expliquer le flux et l'indice spectral des CRs en raison de la vitesse très faible de ces nuages. Environ trois décennies plus tard, ce mécanisme d'accélération des particules, connu sous le nom d'accélération de Fermi de deuxième ordre, s'est vu revisité. Dans cette nouvelle approche appelée accélération de Fermi de premier ordre ou accélération par onde de choc, les rayons cosmiques sont accélérés par des allers-retours successifs à travers un choc violent produit par des objets astrophysiques. Ces deux mécanismes vont être présentés dans les deux premières sections de ce chapitre.

L'étude des rayons cosmiques est faite de façon indirecte par l'observation des produits secondaires de leur interaction avec le milieu interstellaire. Comme nous allons le voir dans la deuxième partie de ce chapitre, les rayons cosmiques sont à l'origine d'une émission multi-longueurs d'onde (et de neutrinos) que l'on peut détecter depuis la Terre. Les photons, sans charge électrique, ne sont pas impactés par les variations du champ magnétique dans la galaxie et ils se propagent donc quasiment en ligne droite depuis leur source d'émission, proche des sources d'accélération de CRs. L'étude de ces photons dans les différents domaines en énergie peut donc nous apporter des indices sur les processus d'accélération et sur les objets astrophysiques qui y sont associés.

1 Accélération de Fermi du second ordre

Proposée par Enrico Fermi en 1949 dans le but d'expliquer l'accélération des CRs, l'accélération de Fermi du second ordre repose sur l'interaction de particules chargées avec des nuages magnétisés (Fermi 1949). Lorsque qu'une particule chargée possédant une vitesse v_p et une énergie E_i de quelques GeV rencontre un nuage de gaz ionisé possédant une densité et un champ magnétique plus élevé que celui du milieu interstellaire (MIS), il se produit un échange d'énergie entre les deux. En pénétrant dans le nuage, cette particule va subir l'action de la force de Lorentz

en raison de l'intensification du champ magnétique. Elle va alors suivre une trajectoire courbe à l'intérieur du nuage jusqu'à ce qu'elle soit "réfléchie" par le nuage (cf. courbe rouge sur la Figure I.2).

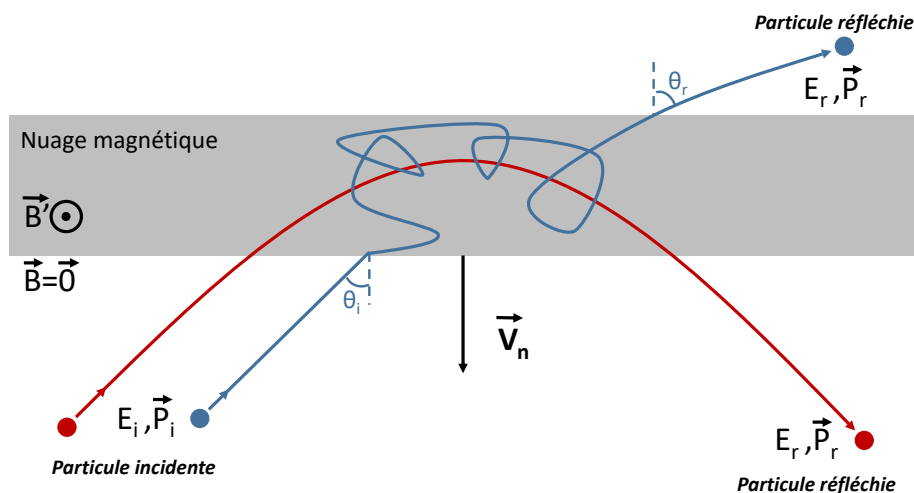


FIGURE I.2 – Réflexion d'une particule chargée par un nuage magnétique en mouvement. La courbe rouge montre la modification de la trajectoire d'une particule chargée dans le cas d'un champ magnétique uniforme dans le nuage. La courbe bleue illustre la diffusion de la particule sur les inhomogénéités du champ magnétique dans le nuage.

Si ce nuage magnétisé est en mouvement avec une vitesse V_n , il est possible de calculer l'échange énergétique entre ce dernier et la particule grâce à un double changement de référentiel. En passant du référentiel galactique, qui sert de cadre au déplacement du nuage et de la particule, au référentiel du nuage, la collision est vue comme élastique. Il n'y a aucune modification d'énergie, seule la direction de propagation de la particule est modifiée. En repassant dans le référentiel galactique, la variation de l'énergie de la particule $\Delta E_p = E_r - E_i$ peut s'écrire comme :

$$\frac{\Delta E_p}{E_i} = \frac{\beta(\cos(\theta'_r) - \cos(\theta_i)) + \beta^2(1 - \cos(\theta_i)\cos(\theta'_r))}{1 - \beta^2} \quad (\text{I.2})$$

où $\beta = V_n/v_p$ est la vitesse réduite du nuage, θ_i est l'angle d'entrée de la particule dans le référentiel galactique et θ'_r est l'angle de sortie de la particule dans le référentiel du nuage. Dans le cas relativiste, $v_p \approx c$. Ainsi, le gain d'énergie est proportionnel à l'énergie initiale de la particule. Le gain d'énergie de la particule est positif dans le cas de chocs frontaux, c'est-à-dire si le nuage et la particule se déplacent dans des directions opposées (on parle autrement de collision fuyante). Dans un cas plus réaliste, le champ magnétique dans un nuage n'est pas uniforme. En le traversant, la particule va subir des diffusions multiples sur les irrégularités magnétiques avant d'en sortir (cf. courbe bleue sur la Figure I.2). La variation d'énergie de l'équation I.2 est dans ce cas obtenue en moyennant sur les angles d'entrée θ_i et de sortie θ'_r des particules dans le nuage magnétisé. Par hypothèse, la direction de propagation des particules dans le nuage est isotrope, de sorte que l'angle de sortie est quelconque. L'angle d'entrée est lui dépendant de la fréquence de collisions, qui dépend de la vitesse relative entre la particule et le nuage. Le gain d'énergie

moyen d'une particule est alors donné par :

$$\left\langle \frac{\Delta E_p}{E_p} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \beta^2 \quad (\text{I.3})$$

Ce gain est toujours proportionnel à l'énergie initiale de la particule et dépend du type de collision. En moyenne, une particule va gagner plus d'énergie qu'elle ne va en perdre car les chocs frontaux sont plus fréquents que les chocs fuyants. En effet, la vitesse relative entre un nuage magnétisé et une particule est plus élevée lorsque leur direction de propagation est opposée, ce qui augmente la probabilité de collisions. Dans le cas d'une collision fuyante, la particule doit "rattraper" le nuage car leur vecteur vitesse est dans la même direction, ce qui rend moins probable ce type de collision. Le gain d'énergie est proportionnel à β^2 et ne dépend que de la vitesse du nuage.

L'accélération de Fermi du second ordre est un processus stochastique : chaque particule peut potentiellement gagner plus ou moins d'énergie que ce qui est prévu par l'équation I.3. En effet, le nombre de nuages rencontrés et le type de collisions est différent pour chaque particule.

Le spectre énergétique des particules accélérées peut être calculé en considérant le temps d'accélération t_{acc} des particules et le temps nécessaire aux particules pour s'échapper des zones d'accélération t_{ech} :

$$N(E) = \frac{\dot{N}_0 \times t_{acc}}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-1 - \frac{t_{acc}}{t_{ech}}} \quad (\text{I.4})$$

dans laquelle \dot{N}_0 est le taux d'injection des particules à l'énergie E_0 . En posant $x = 1 + \frac{t_{acc}}{t_{ech}}$, on obtient une loi de puissance ($N(E) \propto E^{-x}$). Il est important de noter que cette équation nécessite un mécanisme d'injection de particules fournissant continûment des particules à une énergie initiale E_0 , accélérées par la suite.

Le modèle d'accélération de Fermi du second ordre est donc capable de reproduire un spectre de particules en loi de puissance similaire à celui observé pour les CR, mais il n'est pas capable d'expliquer leur accélération. Tout d'abord, ce processus d'accélération n'est pas assez efficace. En effet, la vitesse moyenne d'un nuage dans le milieu interstellaire est de l'ordre de la dizaine de km/s, ce qui équivaut à une vitesse réduite $\beta \sim 10^{-4}$. Étant un processus en β^2 , le gain d'énergie relatif d'une particule en interaction avec un nuage magnétisé est donc de l'ordre de 10^{-8} . En considérant des distances de l'ordre du parsec entre deux nuages, il faut $\sim 10^7$ années pour tripler l'énergie des particules. Ensuite, ce modèle d'accélération nécessite que l'énergie initiale de la population de particules que l'on souhaite accélérer soit élevée. Les particules chargées de basse énergie sont soumises à des pertes énergétiques par effet Coulombien dans le champ électrique des atomes du milieu interstellaire. Si la fréquence de collision nuages/particules n'est pas assez importante, les pertes d'énergies Coulombiennes sont dominantes devant les gains d'énergie et le processus d'accélération est stoppé. Seuls des protons possédant une énergie initiale $E_p \geq 200$ MeV vont subir des pertes Coulombiennes négligeables. Le processus de Fermi du second ordre nécessite donc une source d'injection de particules de haute énergie pour être efficace. Finalement, l'indice spectral des particules accélérées n'est pas estimé avec précision. Il est dépendant de la distance entre les nuages, de leurs vitesses, des conditions de diffusion des particules et de la taille R de la région accélératrice. Un ajustement de ces paramètres permet de reproduire n'importe quel indice spectral mais n'explique pas que l'indice spectral des particules accélérées dans n'importe quelle partie de la galaxie soit le même. En effet, si une particule s'échappe de la région où elle était accélérée, son gain d'énergie est stoppé. Cela impose une limite à son énergie

maximale qui peut être exprimée comme suit :

$$\epsilon_{max} = q \left(\frac{B}{\mu G} \right) \left(\frac{R}{pc} \right) \text{ TeV} \quad (\text{I.5})$$

où q est la charge électrique de la particule accélérée, B le champ magnétique du nuage et R la taille de l'accélérateur. L'équation I.5 est obtenue en exigeant que le rayon de Larmor³ de la particule ne dépasse pas la taille de la région d'accélération. C'est ce qu'on appelle le critère de Hillas.

Vers la fin des années 1970, une nouvelle approche pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques a émergé, basée sur la combinaison de deux principes : l'accélération sur centres diffuseurs, des irrégularités du champ magnétique faisant office d'autant de petits nuages de Fermi, et l'hypothèse selon laquelle les ondes de chocs violentes se propageant dans le MIS sont susceptibles d'être des sources efficaces d'accélération (Axford et al. 1977; Bell 1978; Blandford & Romani 1988).

2 Accélération diffusive par onde de choc

Le mécanisme alternatif susceptible d'expliquer l'accélération des rayons cosmiques repose sur la notion d'onde de choc. Une telle onde se produit lorsqu'un corps ou un fluide se déplace à une vitesse supersonique dans un milieu donné. Les ondes créées par le déplacement s'accumulent au niveau du corps en mouvement et une discontinuité de pression, température et densité apparaît. Dans la théorie de l'accélération par onde de choc, les instabilités magnétiques de part et d'autre du choc sont engendrées par les ondes d'Alfvén. Les ondes d'Alfvén sont des ondes magnétohydrodynamiques⁴ transverses que l'on rencontre dans les plasmas. Elles sont générées par une oscillation des ions et du champ magnétique à l'origine d'une perturbation des lignes de champ magnétique à l'intérieur d'un plasma. Dans le cas où ces ondes sont générées depuis l'extérieur du plasma, alors l'interaction de particules chargées avec ces ondes peut conduire à une accélération des particules, par le même principe que par l'interaction avec un nuage magnétisé. Si la taille des perturbations magnétiques produites par les ondes d'Alfvén est du même ordre de grandeur que le rayon de Larmor des particules, ces dernières ne vont plus avoir un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique. Leur angle d'attaque est modifié de manière significative autorisant un transfert d'énergie et une diffusion spatiale. Ainsi, ces perturbations sont autant de centres diffuseurs sur lesquels les rayons cosmiques sont à même d'être défléchis. La diffusion sur les ondes d'Alfvén rend isotrope la distribution des particules aussi bien en amont (milieu non choqué) qu'en aval (milieu choqué) du choc. À chaque traversée du choc, l'interaction élastique entre les particules chargées avec les inhomogénéités magnétiques du milieu va être à l'origine de la création de perturbations magnétiques (ondes d'Alfvén) qui vont être à leur tour des centres diffuseurs pour les particules suivantes. Les particules réfléchies passent d'un côté puis de l'autre du choc, confinées par leur propre énergie et par les instabilités magnétiques qu'elles engendrent et entretiennent (cf. Figure I.3). À chacune de ces traversées, les particules gagnent de l'énergie par le même processus que le mécanisme de Fermi du second ordre. Ce gain est proportionnel à la vitesse relative entre le milieu en amont et en aval du choc. Le gain d'énergie d'un cycle d'accélération aval-amont-aval s'écrit :

3. Le rayon de Larmor caractérise le rayon de giration d'une particule chargée autour d'une ligne de champ magnétique.

4. La magnétohydrodynamique ou M.H.D. est consacrée à l'étude des mouvements des fluides conducteurs en présence de champs magnétiques. Elle s'applique aux métaux liquides (mercure, métaux alcalins fondus), aux gaz faiblement ionisés et aux plasmas.

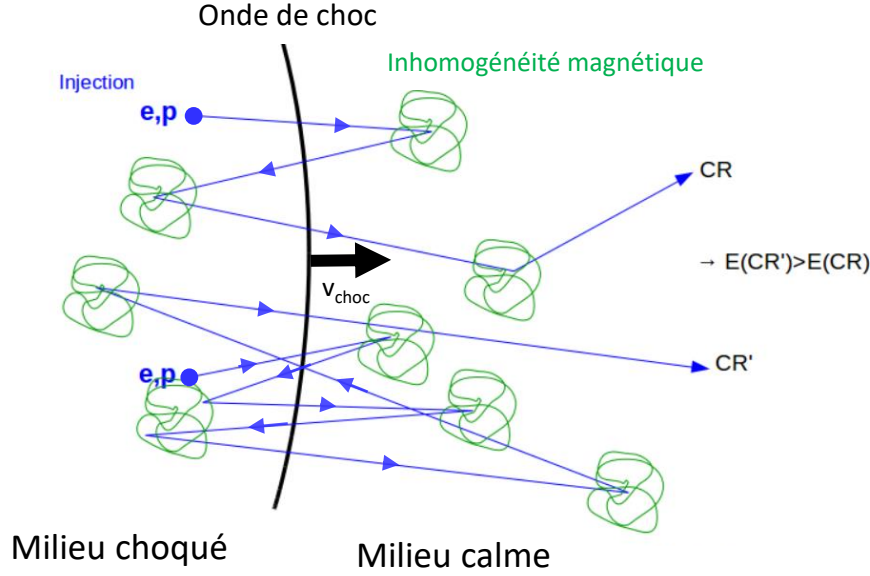


FIGURE I.3 – Vue schématique du mécanisme de Fermi du premier ordre. Les particules (en bleu) diffusent sur les instabilités magnétiques de part et d'autre du choc (en noir). Plus le nombre de réflexions est élevé, plus l'énergie de la particule augmente.

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} = \frac{4}{3} \frac{r - 1}{r} \frac{v_{choc}}{c} \quad (I.6)$$

où v_1 la vitesse en amont du choc, v_2 la vitesse en aval du choc et r le rapport de compression défini comme le rapport entre v_1 et v_2 .

Il s'agit d'un processus en $\beta = \frac{v_{choc}}{c}$ d'où son appellation d'accélération du premier ordre. Contrairement au processus de Fermi du second ordre, les inhomogénéités magnétiques ont toujours un mouvement orienté vers la particule, et non pas aléatoirement dans un sens ou dans l'autre. On a donc un processus d'accélération très efficace tant que la vitesse du choc est supérieure à la vitesse des ondes d'Alfvén $\beta_{choc} > \beta_{Alfven}$, par exemple pour les jeunes vestige de supernovæ. Lorsque le choc n'est plus assez efficace, c'est le mécanisme de Fermi de second ordre qui devient dominant pour l'accélération de particules.

Dans le cas du modèle d'accélération diffusive par onde de choc (ou DSA pour *Diffusive Shock Acceleration*), la pression exercée par les particules en amont du choc modifie sa dynamique. La prise en compte de ce phénomène produit une description non linéaire, dans laquelle l'impact des particules sur le choc est dépendant de leur énergie (Malkov & Drury 2001). Dans ce modèle plus réaliste, les particules de haute énergie vont diffuser de plus en plus loin du choc et vont donc voir un différentiel de vitesse aval-amont plus grand que les particules de basses énergies confinées près du choc. Le gain d'énergie est proportionnel à cette vitesse relative : plus une particule est énergétique, plus elle va gagner de l'énergie à chaque passage du choc. Le temps d'accélération est calculé en tenant compte de la diffusion des particules dans le milieu amont et aval du choc. Si l'on considère une diffusion de Bohm⁵, le temps d'accélération est proportionnel

5. La diffusion de Bohm prédit un taux de diffusion linéaire avec la température, et inversement proportionnel au champ magnétique confinant les particules. Elle est plus efficace qu'une diffusion classique de marche aléatoire.

à l'énergie $t_{acc} = \frac{1}{E} \left(\frac{\Delta E}{\Delta t} \right)$. Cela signifie que plus l'énergie d'une particule est élevée, plus il faut du temps pour qu'elle effectue un cycle d'accélération amont-aval-amont.

Parmi ses autres avantages, la DSA permet de résoudre le problème de l'injection des particules. Grâce au temps d'accélération plus court de ce processus, même les particules de basse énergie vont gagner plus d'énergie qu'elles ne vont en perdre par interaction Coulombienne si leur rayon de giration est ~ 10 fois l'épaisseur du choc. Le choc est alors vu comme une discontinuité par ces particules et le processus d'accélération peut se mettre en place. La DSA permet de reproduire naturellement une loi de puissance dont l'indice dépend de l'énergie. En effet, si l'on considère une population de particules, un certain nombre d'entre elles vont finir pas s'échapper de la zone d'accélération. La probabilité qu'une particule s'échappe est le rapport entre le flux de particules traversant le choc de l'amont vers l'aval et le flux de particules s'échappant du choc et peut s'exprimer comme :

$$P_{ech} = \frac{4 v_1}{r c} \quad (\text{I.7})$$

où v_1 est la vitesse du choc en amont et r le rapport de compression. Si l'on considère le nombre N_0 particules initiales, alors le nombre de particules restant après n traversées du choc est :

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

et leur énergie est de :

$$E_n = E_0(1 + k)^n \text{ eV} \quad (\text{I.9})$$

avec E_0 l'énergie initiale d'une particule. Le spectre en énergie de ces particules est obtenu à partir des équations I.8 et I.9 :

$$N(E) = (\Gamma - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad \text{où} \quad \Gamma = \frac{r + 2}{r - 1} \quad (\text{I.10})$$

Le processus de Fermi du premier ordre permet donc de trouver un spectre différentiel de particules chargées d'indice $\Gamma = \frac{r+2}{r-1}$. Pour un gaz parfait monoatomique, principal constituant du MIS, le rapport de compression est $r \approx 4$. Le mécanisme de Fermi du premier ordre permet donc d'expliquer les spectres provenant de sources astrophysiques modélisés par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2$.

3 Processus d'émission leptonique et hadronique

Les rayons cosmiques accélérés par les mécanismes de Fermi décrits dans la section précédente sont à l'origine d'émission multi-longueurs d'onde au cours de leur propagation dans le MIS. L'étude de ces émissions peut nous permettre de comprendre les processus mis en jeu et de remonter aux types de particules et aux sources astrophysiques qui en sont à l'origine. Les processus radiatifs que nous allons présenter dans les sections qui suivent sont des processus non thermiques, ils ne sont pas émis par des systèmes à l'équilibre thermodynamique. Les trois premiers processus (rayonnement de freinage continu, rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse) concernent principalement les électrons et les positrons et leurs interactions avec les champs magnétiques, électriques et les photons présents dans le MIS. Ces processus sont moins efficaces dans le cas des autres particules chargées car ces dernières sont trop massives, ils

ne seront donc pas considérés. Le dernier processus concerne uniquement les hadrons (protons et noyaux atomiques) et leurs interactions avec la matière interstellaire.

3.1 Rayonnement de freinage continu ou Bremsstrahlung

Lorsqu'un électron possédant une énergie initiale E_1 rencontre un champ électrique, il est perturbé dans son mouvement. Selon les lois de Maxwell, toute particule chargée dont la vitesse varie en valeur absolue ou en direction est source de radiation dans un large domaine du spectre électromagnétique. En effet, par conservation de l'énergie du système, la fraction d'énergie cinétique perdue par l'électron lors de son ralentissement $E_1 - E_2$ est convertie en rayonnement électromagnétique. Ce processus est appelé rayonnement de freinage continu ou Bremsstrahlung. Plus l'électron va ralentir plus il va être sensible au champ électrique qui est à l'origine de son ralentissement : il perd d'autant plus d'énergie qu'il ralentit. Le pic d'émission Bremsstrahlung est de plus en plus intense à mesure que la variation de l'énergie de l'électron décéléré augmente.

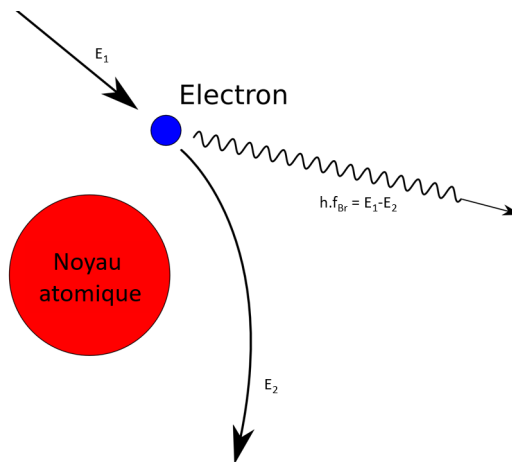


FIGURE I.4 – Représentation schématique du rayonnement Bremsstrahlung.

Ce rayonnement de freinage nécessite la présence d'un champ coulombien, provenant par exemple des atomes de gaz ionisés présents dans le MIS (cf. Figure I.4). Plus le milieu rencontré par un électron est dense, plus l'intensité du rayonnement Bremsstrahlung est importante car la probabilité d'interaction entre cet électron et un champ coulombien augmente. Le degré d'ionisation du milieu a un fort impact sur l'efficacité de la perte d'énergie par rayonnement de freinage. En effet, la section efficace d'interaction et l'efficacité du ralentissement sont maximales dans un milieu entièrement ionisé, car l'écrantage⁶ de la charge des noyaux est quasiment inexistant.

Ce processus est dominant pour des énergies supérieures à ~ 350 MeV et perd de son efficacité à très haute énergie où les pertes d'énergie sont dominées par d'autres mécanismes d'émission. Le spectre en énergie des photons produits est le même que le spectre de la population d'électrons qui en est à l'origine. Le rayonnement Bremsstrahlung est visible depuis les rayons X durs (~ 10 keV) jusqu'aux rayons γ de haute énergie.

3.2 Émission synchrotron

Le rayonnement synchrotron a été expérimentalement découvert en 1947 (Elder et al. 1947). Ce rayonnement se produit lorsqu'une particule chargée voit son mouvement perturbé par la

6. L'écrantage d'un champ électrique consiste en l'atténuation du champ électrique observé en raison de la présence de particules de charge électrique de signe opposé.

présence d'un champ magnétique. En subissant la force de Lorentz, elle est soumise à une accélération centripète et spirale autour d'une ligne de champ magnétique. Au cours de sa giration, la particule rayonne dans un cône tangent à sa trajectoire (cf. Figure I.5). Si la particule est relativiste ($v \sim c$), l'ouverture du cône est inversement proportionnelle à son facteur de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ avec $\beta = v/c$ où v est la vitesse de la particule et c la vitesse de la lumière.

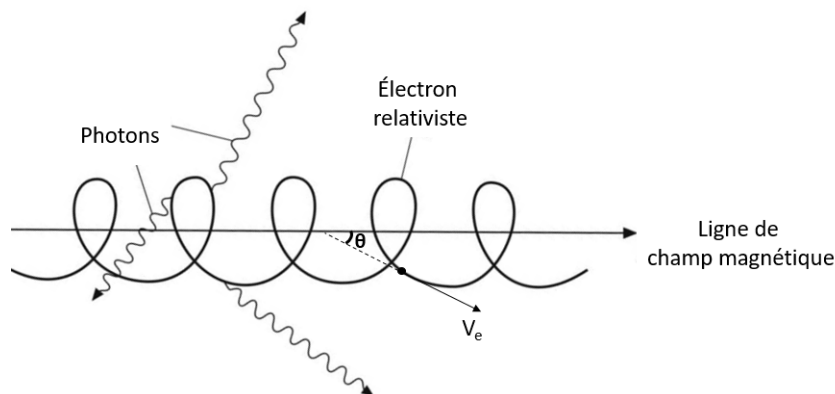


FIGURE I.5 – Représentation schématique du rayonnement synchrotron

Puisque le rayonnement est émis avec une distribution angulaire limitée à ce cône, la perte de quantité de mouvement de la charge rayonnante se fait dans la direction inverse du mouvement de la charge. Par conséquent, bien que l'énergie cinétique de la charge se réduise par l'émission d'un photon, la direction de son mouvement et son angle d'inclinaison ne sont pas modifiés.

La puissance rayonnée par émission synchrotron par une population d'électrons est proportionnelle au facteur de Lorentz au carré des électrons et au carré du champ magnétique dans lequel ils se propagent. Les pertes radiatives sont d'autant plus importantes que l'énergie des particules est élevée et que le champ magnétique est intense. Le spectre d'émission des photons observés est décrit par une loi de puissance dont l'indice spectral α est lié à l'indice p de la population d'électrons qui en est à l'origine par :

$$\alpha = \left(\frac{p - 1}{2} \right) \quad (\text{I.11})$$

Les photons synchrotron d'une énergie avoisinant le keV sont généralement produits par des électrons hautement relativistes qui perdent rapidement leur énergie. Ce processus de radiation est essentiel dans le domaine de l'astronomie et permet d'expliquer de nombreuses observations radio, X et γ . Ce rayonnement étant facilement identifiable par sa polarisation, il est utilisé dans l'étude théorique des processus d'émission au voisinage des pulsars et de leurs nébuleuses. Il est également utilisé pour tracer l'accélération des électrons au sein de l'onde de choc d'un vestige de supernova (SNR pour *supernova remnant*). Une description plus détaillée de ce processus d'émission peut être trouvée dans [Ginzburg & Syrovatskii \(1964\)](#).

3.3 Diffusion Compton inverse

La diffusion Compton inverse est un processus qui intervient lorsqu'un électron transmet une partie de son énergie cinétique à un photon de plus faible énergie lors d'une collision élastique (cf. Figure I.6). Ce processus ne nécessite ni d'interaction avec la matière, ni la présence d'un champ magnétique : les électrons diffusent sur les champs de photons ambiants tels que le fond diffus

cosmologique ou CMB, les photons provenant d'étoiles proches ou encore les photons infrarouges émis par des poussières du MIS. Ainsi, ce phénomène est un des processus dominant dans la production de rayons γ en astrophysique, notamment au sein des pulsars et de leurs nébuleuses ainsi que dans les SNR.

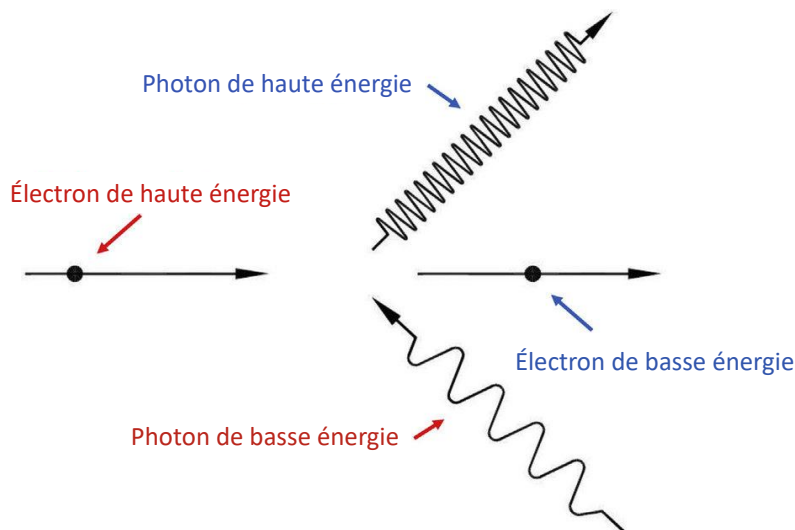


FIGURE I.6 – Représentation schématique de la diffusion Compton inverse.

Si l'énergie E_i du photon incident est bien inférieure à l'énergie de masse de l'électron dans son référentiel ($\gamma E \ll m_e c^2$), l'électron ne transmet qu'une petite partie de son énergie au photon, dont l'énergie sera proche de $\gamma^2 E_i$. L'efficacité de transfert d'énergie dépend de l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron ainsi que de la direction de l'impulsion initiale des particules. Le spectre des photons produit par une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice p va suivre une loi de puissance d'indice $(p-1)/2$. C'est ce qu'on appelle le régime de Thomson.

En revanche, si le photon incident possède une énergie bien supérieure à la masse de l'électron au repos ($\gamma E \gg m_e c^2$), l'électron relativiste va transmettre la quasi-totalité de son énergie à ce photon. Après diffusion, l'énergie du photon sera de l'ordre de $4\gamma^2 E_i$. C'est ce qu'on appelle le régime de Klein–Nishina. Dans ce régime, le spectre des photons produits par une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice p va suivre une loi de puissance d'indice $p+1$. Contrairement au régime de diffusion de Thomson, la surface efficace d'interaction en régime Klein–Nishina est inversement proportionnelle à l'énergie. Cela limite l'énergie maximale des photons γ produit par diffusion Compton inverse à quelques centaines de TeV, ce qui se traduit par l'apparition d'une coupure exponentielle dans le spectre d'émission γ .

3.4 Désintégration du pion neutre

Les collisions inélastiques de protons de très haute énergie, principaux composant des CRs, avec d'autres hadrons (protons ou noyaux atomiques) présents dans le MIS sont à l'origine de la

création de pions suivant les réactions de spallation suivantes :

$$\begin{cases} p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \\ p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \\ p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \end{cases} \quad (\text{I.12})$$

A haute énergie, les trois types de pions π^\pm et π^0 sont produits avec la même probabilité. Les pions chargés π^+ et π^- se désintègrent en neutrinos et en muons. Ces muons se désintègrent en une paire électron/positron, source de photons γ secondaires par les processus d'émission leptoniques décrits précédemment. Le pion neutre π^0 se désintègre en deux photons γ après un temps très court (1.78×10^{-16} s), bien plus court que la durée de vie des pions π^+ et π^- (respectivement $\sim 10^{-7}$ s et 10^{-8} s).

La section efficace d'interaction de la réaction p - p croit rapidement au-delà d'une énergie seuil de 280 MeV, en dessous de laquelle la réaction $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ n'est pas possible. À haute énergie, la surface efficace évolue de manière logarithmique en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les pions produits possèdent une fraction ($\kappa \sim 0.17$) de l'énergie cinétique du proton incident, et les 2 photons γ produits ont une énergie dans le référentiel du pion de ~ 67.5 MeV/ c^2 . L'énergie moyenne d'un photon γ engendré par ce processus est de l'ordre de 10% de l'énergie du proton incident. L'indice spectral des photons produits par la désintégration des pions neutres est le même que celui de la population de protons qui en est à l'origine. Les produits finaux de ces chaînes de désintégration (photons γ , neutrinos ν) sont des traceurs astrophysiques se déplaçant en ligne droite depuis leur source de production, et sont donc primordiaux dans l'étude des sources d'accélération des CRs.

Les processus d'émission décrits dans ce chapitre, combinés à la physique des astres dans lesquels ils prennent place sont les éléments qui permettent d'étudier et d'identifier les sites d'accélération des rayons cosmiques. Les données observationnelles à différentes longueurs d'onde contraignent les modèles théoriques de l'évolution de ces astres, ce qui permet d'identifier ces astres en fonction de leur morphologie et de leur émission, quelle que soit l'étape de leur évolution.

La recherche de la trace de l'accélération des CRs, prédite par les mécanismes de Fermi, est notamment recherchée dans les sources telles que les SNRs, les pulsars et leur nébuleuse, dont les caractéristiques vont être présentées dans le chapitre suivant.

Les sources astrophysiques d'émission γ

Les réactions de fusion nucléaire qui se produisent au cœur des étoiles leur permettent de contrebalancer l'action de la gravité. Cet état d'équilibre stable perdure tant que l'étoile possède du combustible à fusionner. Lorsqu'une étoile de moins de 8 masses solaires (M_{\odot}) a consommé ses éléments les plus légers¹, la pression et la température en son cœur ne sont pas assez importantes pour fusionner les éléments plus lourds. L'étoile se contracte et ses couches extérieures, dans lesquelles subsistent des éléments légers, se dilatent sous l'effet des réactions de fusion qui y ont lieu. Au cours de son évolution en géante rouge, un fort vent stellaire balaie les couches externes de l'étoile, laissant son cœur de Carbone et d'Oxygène à nu. C'est ce qu'on appelle une naine blanche.

La majorité des étoiles cohabitent au sein de systèmes binaires. Lorsqu'une naine blanche est accompagnée d'un compagnon encore dans sa phase principale, cette dernière est susceptible d'accréter le gaz de son compagnon. À l'instant où la naine blanche a accréte suffisamment de matière pour que sa masse dépasse la masse de Chandrasekar de $1.44 M_{\odot}$ (Chandrasekhar 1935), un phénomène de fusion du cœur se met en place et la naine blanche explose intégralement. Cette explosion est ce qu'on appelle une supernova de type Ia ou supernova thermonucléaire. Ce type de supernova se produit également lorsque deux naines blanches entre en collision. L'énergie libérée, de l'ordre de 10^{51} erg, l'est essentiellement sous forme de rayonnement et d'énergie cinétique. Cette explosion est à l'origine d'une onde de choc composé des éjectas en expansion, balayant et choquant la matière interstellaire sur son passage. Cette onde de choc en expansion et son interaction avec le MIS est ce qu'on appelle un SNR.

Lorsqu'une étoile de plus $10 M_{\odot}$ arrive en fin de vie, ses derniers instants sont bien différents de ceux des étoiles moins massives. La pression gravitationnelle qui règne en son centre est suffisamment importante pour fusionner tous les éléments moins lourds que le Fer. La fusion des atomes de Fer nécessitant plus d'énergie qu'elle n'en libère, ces derniers ne sont plus utilisés par les réactions nucléaires et s'accumulent au centre de l'étoile. Lorsque ce noyau de Fer dégénéré dépasse la masse de Chandrasekar, il s'effondre sous son propre poids. Les électrons dégénérés du cœur sont capturés par les protons des noyaux de Fer qui se changent en neutrons. Chaque capture électronique est accompagné de l'émission d'un neutrino qui transporte la majeure partie de l'énergie libérée lors de cette réaction. L'énergie totale dégagée par l'effondrement du cœur, transmise aux neutrinos est de l'ordre de $\sim 10^{53}$ erg. Suite à la contraction rapide du cœur, les couches externes de l'atmosphère stellaire s'effondrent vers le centre de l'étoile à près de $70\,000 \text{ km s}^{-1}$ puis rebondissent sur le cœur de neutrons incompressible. Ce rebond est renforcé par l'intense émission des neutrinos. En effet, même si l'interaction des neutrinos avec la matière est

1. Tous les éléments jusqu'au Carbone.

extrêmement faible, le flux libéré au cours de la capture électronique est extrêmement important. Ainsi, les couches externes de l'étoile absorbent $\sim 1\%$ de l'énergie des neutrinos, conduisant à l'énergie cinétique observée de $\sim 10^{51}$ erg des éjectas pour ce type de supernova. Ce rebond et cette absorption conduisent à la formation d'une onde de choc qui se propage vers le milieu interstellaire, formant par leur expansion et par leur interaction avec le MIS, un SNR. C'est ce qu'on appelle une supernova à effondrement de cœur. L'étoile à neutrons en rotation rapide ainsi formée est appelée pulsar ou bien magnétar si son champ magnétique est particulièrement élevé.

Les objets et les équations décrits dans ce chapitre sont principalement liés à ce phénomène de supernova, plus particulièrement à l'évolution des résidus stellaires, de leur dynamique et de leur interaction avec le MIS après l'explosion. Ils fournissent des informations sur les traces observationnelles que l'on peut attendre en provenance de ces sources et nous aident donc à contraindre les sources d'émission γ . Ces informations seront particulièrement utiles lors de la discussion de l'origine de l'émission γ des deux sources étudiées dans le chapitre IV.

1 Les vestiges de supernovæ

Les supernovæ à effondrement de cœur et thermonucléaires sont à l'origine d'une onde de choc en expansion rapide dans le MIS. La dynamique de ces SNRs et leur évolution sont directement liées au temps écoulé depuis l'explosion de l'étoile progénitrice et à leur interaction avec le MIS. L'évolution des SNRs est découpée en plusieurs phases, initiée par les changements de la dynamique de l'onde de choc. Ces phases peuvent être décrites à l'aide de modèles permettant d'estimer certaines de leurs caractéristiques principales : les temps caractéristiques d'évolution, la vitesse d'expansion du SNR et sa taille (Truelove & McKee 1999). L'évolution d'un SNR peut ainsi être décrite par trois phases principales (Chevalier 1977) : l'expansion libre, la phase de Sedov-Taylor et la phase radiative. Ces phases sont caractérisées par des durées et des processus physiques différents et une description analytique des deux premières phases a été formulée par Truelove & McKee (1999).

1.1 Évolution temporelle des vestiges de supernovæ

I- Expansion libre

La première phase d'un SNR commence juste après l'explosion de l'étoile progénitrice. Après l'explosion, les éjectas de la supernova se déplacent dans le milieu interstellaire à très grande vitesse depuis l'origine de l'explosion. En se propageant dans le MIS à une vitesse bien supérieure à celle du son dans ce milieu, ces éjectas forment une onde de choc non-collisionnelle : ce ne sont pas les collisions entre particules qui sont à l'origine des effets du choc, mais les interactions des particules avec les turbulences électriques et magnétiques générées collectivement par le plasma. La pression du MIS est bien inférieure à la pression dynamique des éjectas en expansion. Ce premier n'a que peu d'impact sur cette première étape d'évolution de l'onde de choc. Pour cette raison, on parle d'expansion libre : l'onde de choc se propage sans contrainte du MIS. Ainsi, le rayon du choc R_c évolue linéairement avec le temps ($R_c \propto t$) et la vitesse du choc u_s est fonction de l'énergie cinétique libérée par l'explosion E_{SN} et inversement proportionnelle à la masse des éjectas M_{ej} :

$$u_s = \sqrt{\frac{2E_{SN}}{M_{ej}}} \text{ km s}^{-1} \quad (\text{II.1})$$

Le gaz interstellaire balayé et choqué par l'expansion du SNR, s'accumule derrière le front d'onde de choc et est séparé des éjectas du SNR par une discontinuité de contact². En aval de cette discontinuité, le MIS n'est pas encore perturbé. Lorsque la masse de gaz interstellaire balayée par le choc devient supérieure à la masse des éjectas, la dynamique d'expansion du SNR change. Ce dernier ralentit et une onde de choc en retour se forme dans les éjectas. Cette onde en retour est similaire à une réflexion de l'onde principale par la matière balayée, maintenant suffisamment dense pour modifier son comportement. Cette onde en retour remonte les éjectas du SNR (cf. Figure II.1) et les chauffe à de très hautes températures. Le SNR entre alors dans sa deuxième phase d'évolution : la phase de Sedov-Taylor, aussi appelé phase adiabatique (Chevalier 1977). Pour des valeurs typiques de masse éjectée ($\sim 10 M_{\odot}$), énergie libérée par la supernova (10^{51} erg) et de densité du MIS (0.1 cm^{-3}), cette phase débute quelques centaines d'années après l'explosion (Baade & Zwicky 1934).

II- Phase de Sedov-Taylor

Lorsque la masse de matière balayée par l'onde de choc est égale à la masse des éjectas de la supernova, la vitesse du choc initial diminue et le choc en retour y chauffe les éjectas interne, entraînant l'apparition d'une émission X thermique. Malgré cela, les pertes d'énergie par rayonnement sont négligeables et n'influencent pas la dynamique du SNR. On parle d'expansion adiabatique : le refroidissement des éjectas est uniquement dû à l'expansion du SNR. L'évolution du SNR au cours de cette phase est gouvernée par l'énergie initiale de l'explosion, par la densité du gaz interstellaire dans lequel elle s'étend et par le temps écoulé depuis l'explosion. Taylor (1950) et Sedov (1959) ont donné une solution pour cette phase, basée sur leurs travaux visant à déterminer les caractéristiques et l'évolution de l'onde de choc provoquée par l'explosion d'une bombe atomique. Cette solution est développée en approximant l'onde de choc par une coquille sphérique géométriquement mince en expansion dans un milieu de plus faible densité et dont la masse est égale à la masse de matière qu'elle balaye. La symétrie d'un tel système appliquée à une explosion stellaire est en étroite corrélation avec la répartition de la densité du MIS autour du SNR. La vitesse du choc principal sera plus lente dans les zones de forte densité, et le choc en retour apparaîtra plus rapidement que dans les zones de densité plus faible.

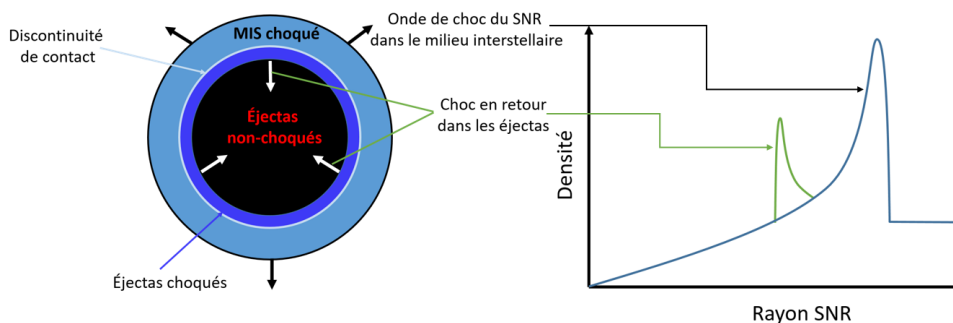


FIGURE II.1 – Schéma d'un vestige de supernova. À gauche sont représentés les différents éléments d'un SNR, avec les différentes ondes de choc et leur direction de propagation. Le schéma de droite est une représentation de l'évolution de la densité depuis le centre du SNR. Le pic de la courbe bleue correspond à l'onde de choc primaire qui balaye le MIS, la courbe verte représente l'onde de choc en retour qui se déplace vers le centre du SNR.

Les équations de Sedov permettent de relier l'énergie de l'explosion, la densité, la pression

2. Surface entre deux gaz possédant la même pression et la même vitesse mais des densités différentes.

des gaz en amont et en aval du choc afin de déterminer la distribution de la vitesse d'expansion du SNR.

Durant cette phase, le rayon du SNR évolue comme $R \sim t^{2/5}$ et l'enveloppe du SNR est soumise à des instabilités de type Rayleigh-Taylor (Chevalier & Klein 1977) : les éjectas se mélangent avec le gaz qui vient d'être choqué par l'onde de choc initiale. Ce mélange est à l'origine d'une augmentation du champ magnétique à l'intérieur de l'enveloppe du SNR, propice à l'accélération de particules. Le calcul analytique détaillé des paramètres physiques décrivant un SNR en phase de Sedov-Taylor peut être trouvé dans Cox & Franco (1981). Cette phase s'étend sur quelques dizaines de milliers d'années.

III-Phase radiative

La vitesse d'expansion du SNR continue de décroître au cours du temps. Lorsque le choc atteint une vitesse inférieure à $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$, la température des éjectas en aval du choc chute jusqu'à une température critique de 10^4 K . À cette température, le plasma ionisé se recombine rapidement en capturant les électrons libres et les atomes recombinés perdent leur énergie en se désexcitant. Le refroidissement radiatif devient alors dominant devant les pertes d'énergie par expansion, et le rayon de la coquille s'étend proportionnellement à la puissance $1/4$ du temps écoulé depuis l'explosion (Cioffi et al. 1988). Le SNR se refroidit et se densifie d'autant plus que les atomes se recombinent, créant un effet boule de neige. Ce refroidissement en chaîne met fin à la phase d'expansion adiabatique du SNR. La coquille du SNR perd alors la majorité de son énergie sous forme d'un rayonnement optique et la coquille du SNR se fragmente. Le SNR se disperse dans le MIS au fur et à mesure que sa vitesse d'expansion diminue jusqu'aux valeurs typiques du gaz interstellaire. Cette phase radiative se termine d'autant plus vite que la densité du MIS autour du SNR est importante.

1.2 Interactions des particules dans un SNR

Au niveau de l'onde de choc, la compression des lignes de champ magnétique du plasma et la formation des instabilités de Rayleigh-Taylor entraînent l'intensification du champ magnétique. Les particules chargées y sont efficacement accélérées par les processus de Fermi du premier et du second ordres. Pour cette raison, les SNRs sont considérés comme les meilleurs candidats en tant qu'accélérateurs de rayons cosmiques jusqu'à des énergies pouvant aller jusqu'au PeV. En effet, un taux de ~ 3 SNRs à effondrement de cœur par siècle (Diehl et al. 2006) serait capable de maintenir le flux de rayons cosmiques galactiques observé si une fraction d'environ 10% de l'énergie de leur explosion est injectée dans les rayons cosmiques (Strong et al. 2010). Les leptons accélérés par l'onde de choc sont à l'origine d'une émission synchrotron radio et d'une émission X et γ par diffusion Compton inverse sur des champs de photons ambiants. Les émissions X et γ peuvent également provenir de processus hadroniques. En effet, si les protons accélérés dans le choc d'un SNR entrent en interaction avec un nuage moléculaire, ils vont être à l'origine d'une émission γ très spécifique par la production puis la désintégration de pions neutres et chargés. Les caractéristiques de ces émissions spectrales nous aident à identifier les accélérateurs de protons. Ainsi, en prenant en compte les observations liées au SNR ou leur environnement proche, il est possible de déterminer l'énergie maximale des protons en son sein et de déterminer s'ils sont susceptibles de reproduire l'émission γ observée (Cristofari et al. 2013). Toutes les équations qui suivent sont tirées de Cristofari et al. (2013) et vont être utilisées au cours de la discussion de l'analyse *Fermi* du chapitre IV. Par des considérations simples liées à la géométrie d'un SNR,

son rayon R peut être estimé par :

$$R_s = \frac{\sigma d}{2} \text{ pc} \quad (\text{II.2})$$

où d est à la distance au SNR, exprimée en parsec et σ le diamètre angulaire du SNR exprimé en radian. La vitesse d'expansion u_s du SNR peut ensuite être estimée en utilisant son rayon R_s et son âge caractéristique τ_c , qui représente le temps écoulé depuis l'explosion de l'étoile progénitrice. La vitesse d'expansion étant directement liée à la phase dans laquelle se trouve le SNR, elle est dépendante du facteur d'expansion α ($R_s \propto t^\alpha$) :

$$u_s = \alpha \frac{R_s}{\tau_c} \text{ km s}^{-1} \quad (\text{II.3})$$

avec $\alpha = 1$ dans la phase d'expansion libre et $2/5$ dans la phase Sedov-Taylor. L'énergie maximale à laquelle les particules présentes dans le choc peuvent être accélérées est calculée en utilisant la longueur de diffusion des particules à l'intérieur du choc. Cette longueur de diffusion l_d dépend directement de la vitesse du choc u_s :

$$l_d = \frac{D(P_{max})}{u_s} \sim \zeta R_s \text{ cm} \quad (\text{II.4})$$

où $D(P)$ est le coefficient de diffusion des particules dépendant de leur énergie. Le coefficient de diffusion est défini comme $D = (\Delta x)^2 / (\Delta t)$ et s'exprime donc en $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$ avec Δx , la distance parcourue, et Δt , l'intervalle de temps pour parcourir cette distance. P_{max} est défini comme la quantité de mouvement maximale pour laquelle la longueur de diffusion des particules est égale à une certaine fraction ζ du choc³. On considère qu'une particule avec $P > P_{max}$ possède une longueur de diffusion suffisamment grande pour s'échapper du choc (et donc de la zone d'accélération). Des modélisations ont montré qu'une valeur de ζ comprise entre [5-10]% du rayon du choc R_s permet de correctement reproduire les observations (Zirakashvili & Ptuskin 2008).

L'énergie maximale E_{max} que peut atteindre un proton accéléré par le choc peut être estimée si l'on considère un régime de diffusion de Bohm. La diffusion de Bohm est définie à l'aide du rayon de Larmor R_L comme :

$$D = \frac{R_L c}{3} = \frac{P_{max} c^2}{3qB} = \frac{C}{3q} \left(\frac{E_{max}}{\text{TeV}} \right) \left(\frac{B}{\mu} \right)^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (\text{II.5})$$

avec q est la charge électrique élémentaire⁴ et B le champ magnétique exprimé en μG . En inversant l'équation II.5 et en y injectant la longueur de diffusion (II.4), le rayon du choc⁵ (II.2) et la vitesse du choc (II.3), on obtient :

$$E_{max} = \frac{3qBD}{c} = \zeta \left(\frac{R_s}{\text{cm}} \right)^2 \left(\frac{\tau_c}{s} \right)^{-1} \left(\frac{B}{\mu G} \right) \times \frac{3q\alpha}{c} \text{ TeV} \quad (\text{II.6})$$

L'énergie maximale que peut atteindre un proton dans l'onde de choc d'un SNR dépend donc de la taille de la zone d'accélération et du champ magnétique B au niveau du choc. Cette énergie permet de contraindre le spectre d'émission d'une source γ en fonction de son flux énergétique.

Dans le cas d'un SNR en interaction avec un nuage moléculaire, il est possible de déterminer si l'émission γ observée peut provenir de l'interaction de protons de haute énergie avec ce SNR.

3. Cette fraction du choc provient de considérations entre l'accélération des particules, l'avancement du choc, l'amplification du champ magnétique au niveau du choc.

4. $1.60217662 \times 10^{-19} \text{ C}$

5. équivalant à la taille de l'accélérateur.

Si l'on considère le flux γ provenant d'une telle interaction, alors l'énergie totale injectée par le SNR dans les protons (W_p) peut être déduite du flux γ détecté via l'expression :

$$\Phi_\gamma \approx \left(\frac{W_p}{\text{erg}} \right) \times \frac{1}{3\tau_{pp}(4\pi d^2)} \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{II.7})$$

dans laquelle d est la distance à la source en cm et

$$\tau_{pp} \sim 5 \times 10^7 \left(\frac{n_{gas}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (\text{II.8})$$

est le temps caractéristique de perte d'énergie des protons via la production de pions (exprimé en secondes dans l'équation II.7), n_{gas} est la densité de gaz interstellaire en interaction avec le SNR. Le facteur trois de l'équation II.7 est dû à la multiplicité des pions produits par l'interaction proton-proton : pion neutre (π^0), positif (π^+) et négatif (π^-). Ces trois types de pions sont produits en quantité égale, mais seul le pion neutre se désintègre en deux photons γ et participe à l'émission observée. Les autres participent à une émission γ secondaire et à une émission de neutrinos pouvant servir à la confirmation d'une interaction proton-proton dans des sources astrophysiques. En isolant W_p de l'équation II.7 et en injectant II.8, on obtient :

$$W_p \simeq 5.9 \times 10^{16} \times \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^2 \left(\frac{\Phi_\gamma}{\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{n_{gas}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ erg} \quad (\text{II.9})$$

On peut ainsi déterminer si la valeur de l'énergie à injecter dans les protons dans le but de reproduire l'émission γ est raisonnable par rapport à la quantité d'énergie que l'on suppose injectée dans les protons par un SNR. Si cette valeur est supérieure au 10% des 10^{51} erg canoniques de l'explosion d'un SNR, il est peu probable que l'émission observée soit d'origine hadronique, car elle nécessiterait un flux de protons trop élevé. Bien sûr, cette équation implique que l'on ait une idée de la densité du nuage moléculaire en interaction avec le SNR. Plus la densité du nuage est importante moins l'énergie à injecter dans les protons devra être élevée pour reproduire un même flux γ . Ainsi, l'origine de l'émission γ doit coïncider avec le pic de plus haute densité du nuage moléculaire. Cependant, l'estimation de la distribution de densité d'un nuage moléculaire peut être difficile dans les régions complexes proches du centre galactique.

Si l'on considère maintenant des protons possédant une énergie proche de E_{max} qui se seraient échappés du choc du SNR au temps t_{ech} et seraient libres de se propager jusqu'à un nuage moléculaire proche, ils auraient diffusé dans une zone d'une taille :

$$l_d = \sqrt{2(\tau_c - t_{ech})Dn} \quad \text{cm} \quad (\text{II.10})$$

Dans cette équation, D est le coefficient de diffusion pour des rayons cosmiques de plusieurs TeV, n est le nombre de dimensions lié au type de diffusion choisie ($n = 3$ pour une diffusion isotrope, $n = 1$ pour une diffusion à une dimension) et τ_c est l'âge caractéristique du SNR. En imposant que $l_d \gtrsim h^6$, on obtient :

$$D \gtrsim \frac{h^2}{2n\tau_c} \quad \text{cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (\text{II.11})$$

6. h est la distance mesurée en pc entre le SNR et le nuage moléculaire.

Ces particules occupent uniformément un volume V_{CR} :

$$V_{CR} = V_{iso} \sim \frac{4\pi}{3} l_d^3 \quad \text{cm}^3 \quad (\text{II.12})$$

pour une diffusion isotrope et

$$V_{CR} = V_{1D} \sim 2\pi R_{ech}^2 l_d = \frac{3}{2} V_{iso} \left(\frac{R_{ech}}{l_d} \right)^2 \quad \text{cm}^3 \quad (\text{II.13})$$

pour une diffusion à une dimension. Si l'on considère la présence d'un nuage moléculaire de masse M_n et d'un volume V_n , présent à l'intérieur du volume V , et que l'on appelle W_{ech} l'énergie des rayons cosmiques qui se sont échappés du SNR, on peut alors estimer l'émission γ provenant de ce nuage moléculaire en interaction avec ces rayons cosmiques à l'aide de l'équation II.7 après la substitution :

$$W_p \longrightarrow W_{ech} \left(\frac{V_n}{V_{CR}} \right) \quad (\text{II.14})$$

qui amène à

$$\Phi_\gamma \sim \frac{W_{ech} M_n}{3 m_p (\tau_{pp}/n_{gas}) V_{CR} (4\pi d^2)} \quad (\text{II.15})$$

$$\Phi_\gamma \sim \frac{2.6 \times 10^{-2}}{m_p \tau_{pp} V_{CR} d^2} \left(\frac{W_{ech}}{\text{erg}} \right) \left(\frac{M_n}{M_\odot} \right) \left(\frac{n_{gas}}{\text{cm}^{-3}} \right) \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{II.16})$$

avec m_p la masse du proton et M_n exprimé en unité de masse solaire M_\odot . Ce flux γ peut être estimé pour les deux types de diffusions 3D et 1D grâce au volume V_{CR} que l'on a défini pour chacun de ces modes (respectivement à l'aide de l'équation II.12 pour la diffusion isotrope et II.13 pour une diffusion à une dimension). Calculer le flux γ pour chacun de ces modes de diffusions permet de contraindre le flux γ maximal (1D) et minimal (3D) attendu en provenance du nuage en fonction du type de diffusion. Ces équations sont donc particulièrement utiles pour déterminer si une émission γ observée est hadronique, ce qui permet d'identifier des potentiels accélérateurs de protons. De plus, seuls les protons de haute énergie sont capables de s'échapper du choc d'un SNR et de diffuser dans les nuages moléculaires. Cela peut se traduire par un spectre dur, sans coupure jusqu'à de très hautes énergies dans le spectre au TeV des sources γ , formant ainsi ce qu'on appelle un PeVatron hadronique.

Comme nous allons le voir dans les deux sections suivantes, les résidus internes des supernovæ de type II comme les pulsars et leur vent de particules sont également susceptibles d'être des sources d'émission γ .

2 Les pulsars

Suite à leur effondrement gravitationnel, les étoiles avec une masse comprise entre 10 et 25 M_\odot sont à l'origine de la formation d'étoiles à neutrons, possédant un rayon de ~ 10 km pour une masse de $\sim 1.4 M_\odot$. Ces astres extrêmement denses sont en équilibre stable avec la force de gravitation en raison de la force de pression de dégénérescence quantique des neutrons, capable de supporter une masse maximale de $3.6 M_\odot$, qui définit la masse de Volkoff-Oppenheimer (Oppenheimer & Volkoff 1939).

Au moment de leur formation, lorsque le cœur de Fer de l'étoile progénitrice se contracte, certaines quantités propres à l'étoile doivent rester constantes par respect des lois de conservation. Ainsi, les étoiles à neutrons possèdent une rotation extrêmement rapide en raison de la conservation du moment cinétique⁷. Leur période de rotation peut ainsi être comprise entre quelques millisecondes et quelques secondes. En se contractant, la densité de lignes de champ magnétique à la surface du cœur augmente d'autant plus que sa surface diminue afin de conserver le flux du champ magnétique. Les particules chargées en interaction avec cet intense champ magnétique sont efficacement accélérées. Une modélisation correcte de la physique des pulsars est donc primordiale pour comprendre comment ces astres sont capables d'accélérer les leptons et jusqu'à quelle énergie. Les propriétés et les équations qui découlent de la modélisation qui va être présentée ici seront utiles pour la compréhension du chapitre IV, notamment lors de la discussion sur l'origine des émissions multi-longueur d'onde des sources étudiées.

Les propriétés physiques d'un pulsar et sa dynamique peuvent être décrites en l'assimilant à un dipôle magnétique en rotation. Le champ magnétique, en corotation avec le pulsar, induit un fort courant électrique qui dépend de sa vitesse angulaire Ω ainsi que de la valeur du champ magnétique \mathbf{B} à une distance \mathbf{r} du pulsar ($\mathbf{E} = \frac{1}{c}((\mathbf{r} \times \Omega) \times \mathbf{B})$). Ce courant électrique, suffisamment important pour contrebalancer la force gravitationnelle, arrache les particules chargées de la surface du pulsar. Ces particules, confinées par les lignes de champ magnétique fermées (cf. Figure II.2), vont créer un plasma à l'intérieur de la magnétosphère du pulsar. À la distance $R = c/\Omega$ du pulsar, les lignes de champ magnétique ne peuvent plus se refermer car leurs vitesses de rotation seraient supérieures à la vitesse de la lumière. La distance à laquelle se trouve la dernière ligne de champ fermée définit ce qu'on appelle le cylindre de lumière. Comme montré sur la Figure II.2, les particules peuvent s'échapper de la magnétosphère du pulsar en suivant une giration le long des lignes de champ magnétique ouvertes situées aux pôles, en émettant des émissions synchrotron et Compton inverse au cours de leur échappement (Rudak et al. 2002).

2.1 Caractéristiques des pulsars

Après sa formation, un pulsar ralentit en dissipant son énergie. La perte d'énergie rotationnelle \dot{E} est définie comme la quantité d'énergie dissipée et injectée par le pulsar dans son environnement proche (champ magnétique, particules). En considérant le pulsar comme une sphère uniforme en rotation, cette perte d'énergie rotationnelle dépend de son moment d'inertie I et de sa vitesse angulaire Ω :

$$\frac{dE}{dt} = \dot{E} = -I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad \text{erg s}^{-1} \quad (\text{II.17})$$

où P et \dot{P} sont respectivement la période du pulsar et sa dérivée à un instant t , déterminés à partir d'observations directes du pulsar. La décroissance de la vitesse angulaire d'un pulsar au cours du temps, résultat de sa perte d'énergie rotationnelle, est décrite par l'indice de freinage p . Cet indice de freinage est similaire à la résistance rencontrée par un dipôle magnétique en rotation. Il est lié à la configuration du champ magnétique du dipôle considéré, et donc de celle du pulsar dans notre cas. Il peut être déterminé à l'aide d'observation des dérivées de la vitesse angulaire du pulsar (Lyne et al. 2013) :

$$p = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \quad (\text{II.18})$$

7. Le produit de la vitesse angulaire par le carré du rayon doit rester constant.

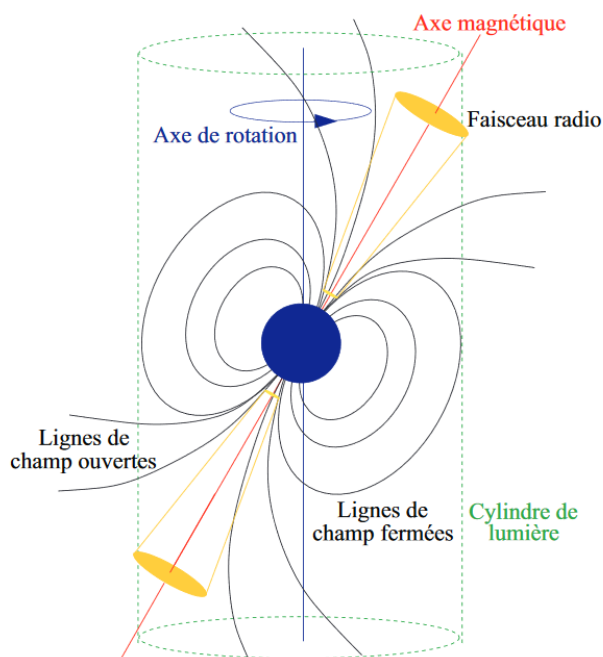


FIGURE II.2 – Schéma représentant la magnétosphère d'un pulsar. Cette figure est adaptée de Lorimer & Kramer (2004).

Cependant, l'indice de freinage est difficile à calculer, car les propriétés intrinsèques du pulsar nécessaire à son calcul sont souvent contaminées par des instabilités de rotation (*glitches*⁸ et *timing noise*⁹). Dans le modèle assimilant un pulsar à un dipôle magnétique dans le vide et possédant un moment d'inertie et magnétique constant, l'électrodynamique prédit une valeur $p=3$ pour l'indice de freinage (Manchester & Taylor 1977). Cette valeur est donc utilisée lorsque aucun indice de freinage n'a été pu être mesuré à l'aide d'observations. Dans des modèles plus réalistes de pulsar et de leur magnétosphère, l'indice de freinage est toujours compris entre 1.8 et 3 (Melatos 1997). Des valeurs inférieures peuvent être obtenues en prenant en compte par exemple l'évolution du champ magnétique (Blandford & Romani 1988), la perte de moment d'inertie due à un vent de particules (Harding et al. 1999), ou des variations d'angle entre l'axe de rotation et l'axe magnétique (Lyne et al. 2013). À l'aide de l'indice de freinage, il est possible de calculer le temps d'amortissement τ_{sd} , défini comme le temps au-delà duquel l'injection d'énergie \dot{E} n'est plus constant au cours du temps (équation 6 de Gaensler & Slane (2006)).

L'âge "réel" d'un pulsar, i.e l'âge auquel il s'est formé, peut être déterminé à partir de τ_{sd} (Pacini & Salvati 1973) :

$$t_{\text{age}} = \left(\frac{2t_{\text{ch}}}{p-1} - \tau_{sd} \right) \text{ s} \quad (\text{II.19})$$

8. Les *glitches* sont des augmentations brusques de la fréquence de rotation, probablement provoqués par une modification de la structure du pulsar.

9. Le *timing noise* est la variation aléatoire de la fréquence de rotation ou d'une de ses dérivées, avec une pseudo-périodicité comprise entre quelques jours et quelques mois.

où t_{ch} est l'âge caractéristique du pulsar :

$$t_{ch} = \frac{P}{2\dot{P}} \quad \text{s} \quad (\text{II.20})$$

qui est une bonne première approximation de son âge, si l'on suppose que la période de rotation actuelle du pulsar est supérieure à celle qu'il possédait lors de sa formation ($P_0 \ll P$). La relation II.19 illustre l'impact de l'indice de freinage et du temps d'amortissement sur l'évolution du pulsar. Au moment de sa formation, un pulsar possède son énergie rotationnelle maximale qui décroît au fil du temps, plus ou moins rapidement en fonction de son indice de freinage. Il est donc possible de déterminer sa luminosité rotationnelle initiale \dot{E}_0 à partir de son âge réel et de ses autres propriétés (Goldreich & Julian 1969; Pacini & Salvati 1973) :

$$\dot{E}_0 = \dot{E} \left(1 + \frac{t_{\text{age}}}{\tau_{\text{sd}}} \right)^{+\frac{p+1}{p-1}} \quad \text{erg s}^{-1} \quad (\text{II.21})$$

\dot{E}_0 est donc une estimation de la quantité d'énergie possédée par le pulsar au moment de sa formation. De la même façon, il est également possible de calculer sa période de rotation initiale en fonction de sa période actuelle, de l'indice de freinage et des différents temps caractéristiques du pulsar (e.g. Goldreich & Julian 1969; Pacini & Salvati 1973) :

$$P_0 = P \left(1 + \frac{t_{\text{age}}}{\tau_{\text{sd}}} \right)^{-\frac{1}{p-1}} \quad \text{s} \quad (\text{II.22})$$

Toutes ces informations permettent de reconstruire l'évolution du pulsar et de son environnement, en retraçant l'évolution de ses caractéristiques mesurées par les données observationnelles. Cela permet de poser des contraintes sur les modélisations possibles d'un pulsar et de sa magnétosphère. Comme on le verra par la suite, ces propriétés vont nous être particulièrement utiles lors de la modélisation d'un objet émettant des γ de haute énergie produit par le pulsar : la nébuleuse à vent de pulsar.

2.2 Processus d'émission des pulsars

Dans la section précédente, le cylindre de lumière a été défini comme la distance au pulsar au-delà de laquelle la vitesse des lignes de champ magnétique du pulsar serait supérieure à la vitesse de la lumière. L'existence de ce cylindre de lumière implique qu'une partie des lignes de champ magnétique du pulsar sont "ouvertes" au niveau de ses pôles. Les particules arrachées à la surface du pulsar par le fort champ magnétique sont confinées dans la magnétosphère, mais sont libres de s'échapper par les pôles en suivant ces lignes ouvertes. Le déficit de charge qui se forme au niveau des pôles est à l'origine d'un fort champ électrique colinéaire aux lignes de champ ouvertes. À l'intérieur de ces cavités, les leptons sont fortement accélérés par ce champ électrique et se déplacent suivant un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique. Au cours de leur giration, ces leptons vont produire des photons par rayonnement de courbure, rayonnement synchrotron et par diffusion Compton inverse sur les photons ambiant (lumière des étoiles, CMB, émission des nuages interstellaire). Ces photons vont être convertis en paires électron-positron par l'action de l'intense champ magnétique, puis vont elles même être à l'origine

de nouveaux photons. Ces conversions successives produisent des gerbes électromagnétiques qui se développent à l'intérieur des cavités accélératrices. En fonction de leur charge et de la direction du champ électrique, les leptons vont être dirigés dans deux directions différentes : vers l'extérieur de la magnétosphère ou vers la surface de l'étoile à neutrons. Les leptons accélérés en direction des pôles vont produire une émission en rayons X thermique en frappant la surface de l'étoile à neutrons. Ces photons X sont également des photons sur lesquels les particules des gerbes électromagnétiques sont susceptibles de diffuser.

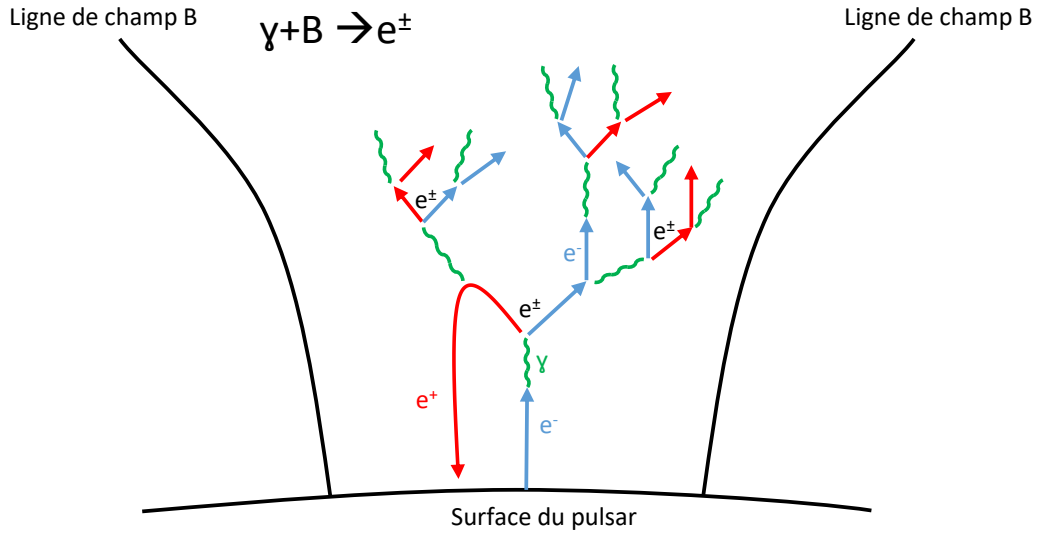


FIGURE II.3 – Schéma de l'échappement et de la formation des gerbes électromagnétiques au niveau du pôle d'un pulsar.

Les particules collimatées par les lignes de champ magnétique ouvertes sont à l'origine d'un faisceau de radiation dont la largeur dépend de la longueur d'onde considérée. Le champ magnétique n'étant généralement pas aligné avec l'axe de rotation du pulsar, ce faisceau balaye le ciel avec un angle équivalent à celui entre l'axe de rotation et l'axe magnétique du pulsar. Si ce faisceau d'émission passe par la ligne de visée entre le pulsar et la Terre, l'observateur terrestre peut détecter un signal périodique, se répétant à chaque rotation du pulsar (Lorimer & Kramer 2004).

La luminosité d'un pulsar reflète sa capacité à convertir son énergie rotationnelle sous la forme de radiation multi-longueur d'onde. Si l'on considère l'émission γ d'un pulsar, cette luminosité, dans une bande en énergie donnée, peut être calculée suivant les conventions utilisées dans le second catalogue de pulsars de *Fermi*¹⁰ (ci-après dénommée *2PC* ; Abdo et al. 2013) :

$$L_{\gamma,2PC} = 4\pi d^2 f_{\Omega} G_{100} \quad \text{erg s}^{-1} \quad (\text{II.23})$$

10. Ce catalogue résume la détection de pulsar γ réalisée à partir de trois années de données du *Fermi*-LAT, ainsi que les études spectrales associées.

où d est la distance à la source en kpc, G_{100} la valeur du flux énergétique du pulsar considéré intégré entre $[0.1-100]$ GeV et f_{Ω} le facteur de correction de son faisceau d'émission (Romani & Watters 2010). Ce facteur de correction permet de rendre compte de la géométrie qui lie la zone d'émission du pulsar à l'orientation de l'axe du champ magnétique et de rotation par rapport à la ligne de visée de la Terre. Dans le *2PC*, toutes les luminosités sont calculées avec $f_{\Omega} \approx 1$, ce qui correspond à un faisceau émanant de l'extérieur de la magnétosphère et balayant tout le ciel comme un phare.

La luminosité γ est nécessairement inférieure à la puissance disponible dans le pulsar à un instant t , c'est-à-dire $\dot{E}(t)$. Si $L_{\gamma} \geq \dot{E}$, c'est que sa distance doit être plus faible que celle utilisée et/ou que la correction du faisceau $f_{\Omega} \equiv 1$ n'est pas correcte. En l'absence d'hypothèse sur la géométrie des faisceaux, la luminosité γ au-dessus de 100 MeV varie à peu près comme $\sqrt{\dot{E}}$. Ainsi, le *2PC* introduit une luminosité empirique, appelée luminosité "heuristique" définie comme :

$$L_{\gamma}^h = \sqrt{10^{33} \dot{E}} \quad \text{erg s}^{-1} \quad (\text{II.24})$$

Combinée avec la luminosité maximale d'un pulsar, elle permet de contraindre la luminosité γ ou l'énergie rotationnelle d'un pulsar.

La description complète d'un pulsar passe par la fabrication de courbes de lumière. Ces dernières permettent de suivre l'évolution de sa luminosité au cours de sa rotation et d'avoir une idée complète des caractéristiques du signal pulsé. En se servant des informations temporelles du pulsar¹¹, l'ensemble des paramètres du pulsar (position, paramètres de rotation, mouvement propre...) permettant de caractériser au mieux la rotation du pulsar observé peut être estimé. Les tables contenant ces paramètres forment ce qu'on appelle les éphémérides. Les éphémérides sont indispensables pour l'étude des pulsars, car elles permettent de prendre en compte les moindres variations de leur rotation au cours du temps. En raison de ces variations, une éphéméride n'est valable que pour une période de temps spécifique. Même lorsque l'éphéméride inclut les dérivées première et seconde de la fréquence (qui permettent de suivre précisément les variations des paramètres rotationnels du pulsar), sa validité est limitée par les instabilités rotationnelles du pulsar et par les incertitudes sur la fréquence et ses dérivées. En utilisant les éphémérides, déterminées à partir des observations en empilant les photons X ou radio en fonction de la fraction de tours, il est possible de mettre en évidence des pulsations dans le signal γ d'un pulsar.

Deux techniques sont utilisées pour déterminer les éphémérides : la recherche de pulsations en aveugle (*blind search pulsation*) à partir des données γ (Saz Parkinson 2009) ou bien l'utilisation des données d'autres longueurs d'ondes dans lesquelles les pulsations sont détectées. La recherche de pulsations utilisée dans cette thèse repose sur une approche en deux étapes décrite dans Pletsch & Clark (2014) et utilisée dans Clark et al. (2017). L'idée de cette recherche "semi-cohérente" est de scanner l'ensemble de l'espace des phases des paramètres d'un pulsar putatif, puis d'affiner la recherche autour des meilleurs paramètres trouvés. Cette méthode consiste donc à rechercher les paramètres optimaux du pulsar en utilisant le signal γ lui-même. Le but est d'optimiser la significativité d'un signal pulsé dans l'émission γ d'un pulsar en testant différentes configurations de valeurs des paramètres de rotation tels que sa position, sa fréquence ν et ses dérivées ($\dot{\nu}$, $\ddot{\nu}$). Comme aucune information sur le pulsar que l'on recherche n'est connue, on parle de recherche "à l'aveugle". Dans le but d'augmenter la sensibilité de la recherche, la contribution de chaque photon est pondérée par rapport à la statistique disponible pour le test de pulsation et par la PSF de l'instrument (Kerr 2011). Le poids statistique de chaque photon représente la probabilité que ce dernier soit émis par la source cible, et non par une source proche ou provenant du fond

11. Aussi appelés chronométrie

diffus. En effet à basse énergie, les photons en provenance d'une source sont contaminés par les photons provenant du fond diffus. Une probabilité basée uniquement sur la direction reconstruite ne permet donc pas de discriminer les nombreux photons de fond à basse énergie. Le poids des photons est calculé en combinant un modèle spectral et leurs énergies reconstruites. Cela permet un puissant rejet du bruit de fond en tenant compte de la résolution angulaire des instruments à l'énergie du photon considéré. Cette pondération permet d'augmenter la sensibilité aux pulsars de plus de 50 % dans un large éventail de conditions observationnelles. Cette méthode de recherche perd de sa sensibilité pour $\dot{\nu} \gtrsim 10^{-22} \text{ Hz s}^{-2}$, rendant la recherche improductive à des valeurs plus élevées de ν ou $\dot{\nu}$. En cas de non-détection de pulsation, cette méthode permet de calculer une limite supérieure sur le pourcentage du flux mesuré qui devrait être pulsé, et donc de contraindre la possibilité que la source observée soit ou non un pulsar γ .

3 Nébuleuse à vent de pulsar

Lorsqu'un pulsar est jeune, il est souvent situé à l'intérieur d'un SNR formé par l'interaction entre le milieu interstellaire et les éjectas provenant de l'explosion de l'étoile progénitrice (e.g., Kennel & Coroniti 1984) (ligne en tiret de la Figure II.4). Lorsque les leptons issus de la création de paires aux pôles du pulsar s'en échappent, ils sont accélérés par d'intenses forces électromagnétiques et forment une bulle magnétisée au-delà de la magnétosphère du pulsar, confinée par les éjectas interne du SNR qui l'entoure. En raison du différentiel de vitesse, un front d'onde de choc se forme à l'endroit où le vent du pulsar (ligne verte sur la Figure II.4) rencontre les éjectas bien plus lents du SNR. Cette structure, appelée nébuleuse à vent de pulsar (PWN pour *Pulsar Wind Nebula*), est en permanence alimentée par le pulsar. Par conséquent, seuls les pulsars possédant un ralentissement \dot{E} suffisamment important (et donc un champ magnétique intense) sont susceptibles de produire et d'alimenter une PWN. L'intense champ magnétique présent au niveau de l'onde de choc est responsable de l'accélération des leptons de la PWN par les processus de Fermi, entraînant une émission multi-longueur d'onde. Confirmées comme des PeVatrons d'électrons depuis la découverte de la nébuleuse du Crabe, la compréhension de leur dynamique est donc très importante pour identifier ces sources dans les données X et γ .

3.1 Dynamique/évolution temporelle d'une PWN

L'évolution dynamique d'une PWN peut être divisée en trois phases distinctes : la phase d'expansion libre, l'interaction avec le choc en retour et la phase de PWN relique (Gaensler & Slane 2006; Gelfand et al. 2009; van der Swaluw 2004).

L'évolution d'une PWN est étroitement corrélée à l'évolution du SNR qui la contient. Lorsque le pulsar est jeune, la PWN s'étend dans un milieu de faible densité formé par les éjectas internes non choqués du SNR. Ces éjectas froids possèdent une pression plus faible que la pression dynamique de la PWN, que l'on peut décomposer en une pression magnétique et en une pression cinétique¹². La PWN s'étend plus rapidement que les éjectas internes, en expansion avec le SNR (Chevalier 1977), et le rayon de la nébuleuse évolue comme $R_{PWN} \propto t^{6/5}$ (Reynolds & Chevalier 1984; Gelfand et al. 2009; Chevalier 2005). Au cours de cette expansion, la densité de flux magnétique dans la nébuleuse décroît, entraînant une atténuation de l'intensité de l'émission synchrotron des leptons accélérés dans la nébuleuse. La pression associée au champ magnétique diminue et la PWN s'étend de moins en moins rapidement. Cette phase est ce qu'on appelle la phase d'expansion libre. Elle correspond à la zone 1 sur la Figure II.5b.

12. La pression cinétique est liée aux particules qui sont injectées continuellement dans la PWN par le pulsar.

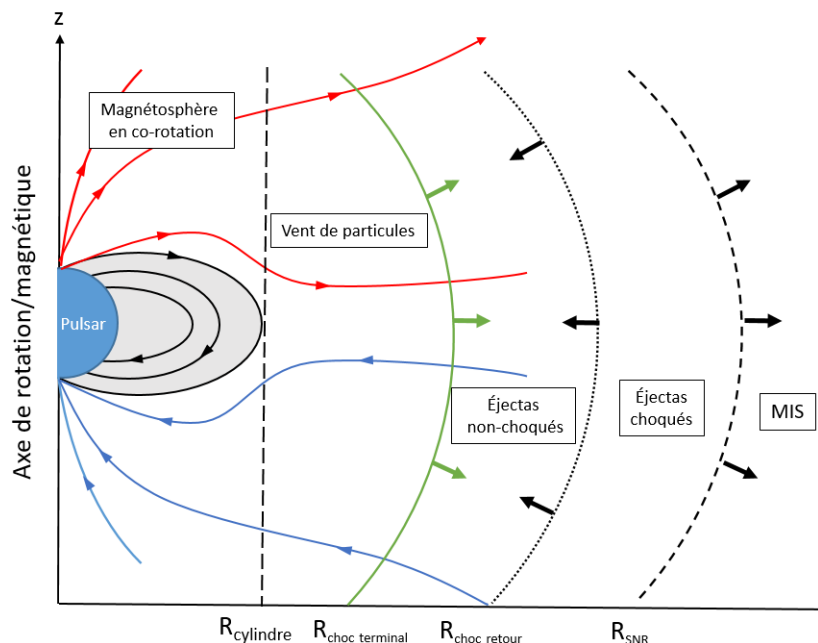


FIGURE II.4 – Schéma d'un système pulsar/PWN. Les courbes noires représentent les lignes de champ magnétique fermées délimitant la magnétosphère du pulsar et le cylindre de lumière. Les courbes rouges et bleues représentent respectivement les lignes de champ magnétique ouvertes respectivement entrantes et sortantes. Sont également représentés le choc terminal (courbe verte), le choc en retour du SNR (pointillées) et l'onde de choc primaire du SNR (tirets). Figure adaptée de [Cerutti & Beloborodov \(2017\)](#).

Après quelques milliers d'années, le SNR entre dans la phase de Sedov. Le début de cette phase d'évolution du SNR s'accompagne de la formation d'un choc en retour. Ce dernier remonte et choque les éjectas jusqu'à entrer en interaction avec la PWN en expansion (ligne pointillée noire sur la Figure II.4). Cette interaction marque le début de la deuxième phase de l'évolution d'une PWN (zone 2 sur la Figure II.5b). En raison du choc en retour, la PWN n'évolue plus dans un milieu de faible pression, mais elle est entourée d'un gaz chaud. Comme l'énergie dynamique totale du SNR dépasse celle de la PWN d'un ou deux ordres de grandeur, la pression des éjectas internes du SNR chauffés par le choc en retour est supérieure à la pression dynamique de la PWN. L'onde de choc en retour comprime la PWN qui se contracte. Au cours de cette contraction, la pression et la densité de ligne de champ magnétique augmentent dans la PWN ([Blondin et al. 2001](#); [van der Swaluw 2004](#); [Bucciantini et al. 2011](#)) jusqu'à de nouveau dépasser la pression du SNR. La différence considérable entre la pression à l'intérieur de la PWN et en dehors est propice à la formation d'instabilités de Rayleigh-Taylor. Ces instabilités sont à l'origine d'un mélange entre la PWN et son environnement externe, entraînant sa déformation et une augmentation locale du champ magnétique. Il s'ensuit un équilibre périodique entre la PWN et le SNR : la PWN subit une succession d'oscillations jusqu'à ce que le SNR rentre dans sa phase radiative. Après cela, la nébuleuse continue de croître à un rythme beaucoup plus lent. La description de la dynamique d'une PWN en interaction avec le choc en retour d'un SNR en phase radiative peut être trouvée dans [Gelfand et al. \(2009\)](#).

Pour les systèmes les plus évolués, le pulsar est susceptible de quitter la PWN qu'il a créée lors de ses jeunes années, en raison de la contraction de cette dernière ou bien par son mouvement propre. Le départ du pulsar provoque alors une diminution de la luminosité synchrotron

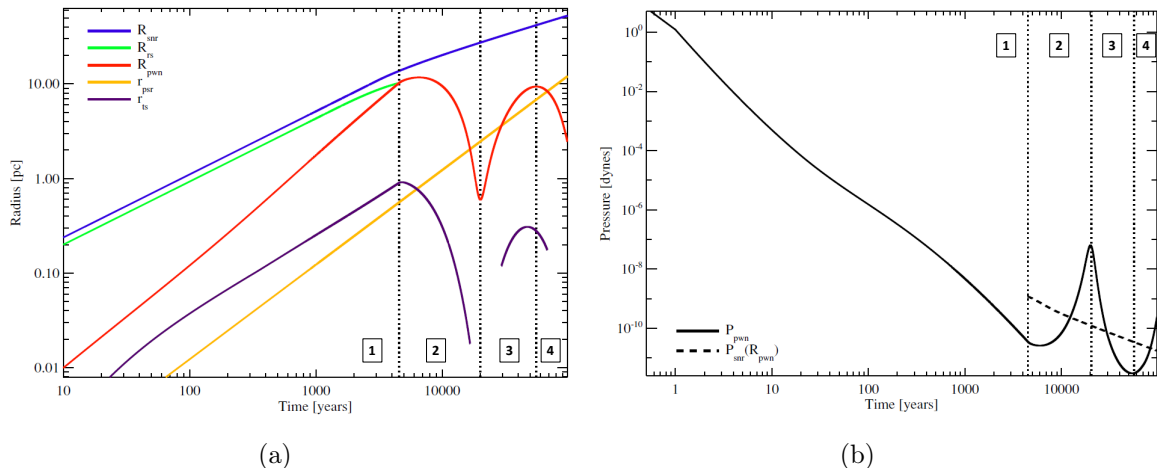


FIGURE II.5 – (a) Évolution du rayon du SNR (R_{snr} , en bleu), du choc en retour (R_r , en vert), de la PWN (R_{pwn} , en rouge), de la position du pulsar (r_{psr} , en orange) et du rayon du choc terminal à l'intérieur de la PWN (r_{ts} , en violet) pour un système pulsar/PWN/SNR en interaction. Les lignes verticales en pointillé indiquent la division entre les trois phases d'évolution de la PWN. (b) Évolution de la pression à l'intérieur de la PWN (P_{pwn} , en trait plein) et celle à l'intérieur du SNR (P_{snr} , en pointillé). Les lignes verticales en pointillé indiquent la division entre les trois phases d'évolution de la PWN. Figures extraites de Gelfand et al. (2009).

et de la pression dans la PWN puisqu'il n'y a plus d'injection de particules de haute énergie et que le champ magnétique diminue. La PWN se décompose alors en deux zones : une zone proche du pulsar en mouvement, où des particules de haute énergie sont fraîchement injectées par le pulsar, et une partie associée aux particules plus âgées et moins énergétiques ayant eu le temps de refroidir. Cette ancienne PWN subsiste encore, sous la forme d'une PWN dite relique, dominée par des émissions Compton inverse de très haute énergie. Lorsque l'expansion de la PWN reprend, elle peut de nouveau englober le pulsar qui va de nouveau alimenter la PWN (transition entre la zone 2 et 3 sur la Figure II.5b). Lorsque la pression de la PWN repasse en dessous de la pression des éjectas, on a une nouvelle contraction (zone 4 sur la Figure II.5b).

La dynamique d'une PWN est en étroite corrélation avec la magnétisation/structure du champ magnétique du pulsar, sa période de rotation P et son énergie rotationnelle à un instant donné $\dot{E}(t)$. Elle dépend également de la population de particules en son sein et son évolution est dépendante de la phase dans laquelle se trouve le SNR associé (Reynolds & Chevalier 1984). En raison de ces dépendances multiples, les propriétés observationnelles d'une PWN telles que son extension spatiale ou encore son émission multi-longueur d'onde, peuvent être utilisées pour contraindre les caractéristiques du pulsar progéniteur à sa naissance. L'étude du SNR et de son environnement permet de contraindre la masse de l'étoile progénitrice et l'énergie cinétique développée par l'explosion de la supernova. Du fait de l'accélération de particules chargées au niveau du choc terminal, une émission multi-longueur d'onde possédant généralement deux composantes est émise par la PWN : le rayonnement synchrotron domine principalement la basse énergie, tandis que la diffusion Compton inverse sur les champs de photons ambiants est responsable de l'émission de haute à très haute énergie. Dans une grande majorité des cas, les émissions multi-longueur d'onde des PWN sont reproduites en utilisant des codes de modélisation comme par exemple *Naima*.¹³ Cependant, une telle modélisation ne permet pas de remonter aux caractéristiques du pulsar progéniteur.

13. Naima est un code Python permettant de modéliser le rayonnement non-thermique d'une source à partir de

téristiques physiques du système étudié.

3.2 Modélisation d'une PWN dans un SNR

La plupart des modèles théoriques de PWN reproduisent soit leur évolution dynamique, soit leur émission multi-longueur d'onde. Le modèle d'évolution temporelle utilisé dans ce manuscrit, décrit dans le papier de [Gelfand \(2017\)](#), essaie d'évaluer ces deux aspects à la fois. Ce modèle a pour objectif de vérifier si un système pulsar/PWN est susceptible de reproduire les données multi-longueur d'onde d'une source quelles en seraient les caractéristiques. Pour ce faire, ce modèle retrace l'évolution de la PWN et du SNR qui la contient, ce qui permet de prendre en compte les différentes phases d'évolution du système PWN/SNR. Ainsi, la dynamique de la PWN avant et après son interaction avec le choc en retour est pris en compte afin de reproduire le plus précisément possible les tailles caractéristiques du système ainsi que ses propriétés spectrales.

Dans cette modélisation, la PWN est délimitée par une coquille mince d'un rayon R_{pwn} possédant une masse M_{pwn} et une vitesse v_{pwn} . Si cette vitesse est supérieure à celle des éjectas internes du SNR $v_{ej}(R_{pwn})$, alors cette coquille est en expansion dans le SNR. En raison de la différence de pression entre l'intérieur de cette coquille (P_{pwn}) et le SNR environnant ($P_{snr}(R_{pwn})$), une force s'applique sur cette dernière. Cette force modifie sa dynamique suivant l'équation :

$$\frac{d}{dt}(M_{pwn}, R_{pwn}) = 4\pi R_{pwn}^2 (P_{pwn} - P_{snr}(R_{pwn})) \quad (\text{II.25})$$

dans laquelle les instabilités susceptibles d'impacter la dynamique du plasma sont négligées. En fonction de la différence de pression entre la PWN et le SNR, la coquille peut être en expansion ou en contraction. La pression à l'intérieur de la nébuleuse P_{pwn} est principalement gouvernée par l'injection des particules par le pulsar et par son champ magnétique :

$$P_{pwn} = P_{pwn,e} + P_{pwn,i} + P_{pwn,B} \quad (\text{II.26})$$

avec $P_{pwn,e}$ la pression associée aux électrons et aux positrons, $P_{pwn,i}$ la pression associée aux ions et $P_{pwn,B}$ la pression du champ magnétique interne de la PWN. Elle est également dépendante des pertes d'énergie par rayonnement synchrotron et Compton inverse. Cette pression interne, couplée à la pression interne du SNR, est donc utilisée afin de déterminer la vitesse d'expansion de la PWN au cours du temps par conservation de l'impulsion. Cette vitesse est ensuite utilisée pour calculer le rayon de la PWN. De ce rayon est déduite la quantité de matière balayée par la PWN, que l'on répercute ensuite sur la vitesse du choc. Par itérations multiples, et en ajustant les pressions interne et externe de la PWN (notamment avec la prise en compte du choc en retour du SNR), la dynamique de la PWN et ses caractéristiques peuvent être entièrement déterminées. Le résultat final de cette modélisation est l'estimation des paramètres initiaux du pulsar alimentant la PWN tout en reproduisant la taille et le spectre multi-longueur d'onde observés. Cette méthode s'est montrée efficace pour de nombreux systèmes pulsar/PWN (e.g., [Chevalier 2005](#); [Bucciantini et al. 2011](#); [Tanaka & Takahara 2011](#); [Torres et al. 2014](#); [Zhu](#)

populations de particules relativistes. Il permet d'ajuster des données multi-longueur d'onde en utilisant différents processus radiatifs comme la diffusion Compton inverse, le rayonnement synchrotron ou encore la désintégration des pions neutres ([Zabalza 2015](#)).

et al. 2018; Gotthelf et al. 2014), et a permis de reproduire avec succès les propriétés d'autres sources γ ayant pour origine une PWN (Gelfand et al. 2015).

Devant la complexité de décrire un système pulsar/PWN, de nombreuses hypothèses sont faites. Une symétrie sphérique est supposée afin de ne considérer que la distance au pulsar lors de la description de l'évolution du système. Suivant cette idée, on suppose que l'expansion du SNR s'effectue dans un milieu de densité uniforme n_{MIS} pour ne pas s'encombrer de problèmes de dissymétrie de l'expansion. Bien qu'il soit évident que différentes supernovæ résultent en différents profils de densité pour les éjectas, cela n'a pas d'impact majeur sur l'évolution de la PWN (Chevalier 2005). On suppose donc la PWN comme une sphère isobare en expansion dans le SNR et en interaction avec lui. La force du champ magnétique et la distribution des particules présentes au sein de la PWN sont supposées uniformes (e.g., Reynolds & Chevalier 1984; Gelfand et al. 2009), et ces particules sont injectées depuis le pulsar et rayonnent lors de leur propagation au sein de la nébuleuse.

La PWN est alimentée en énergie par le pulsar. Cette injection est fonction de l'âge du pulsar : plus le pulsar ralentit, moins il a d'énergie disponible. L'évolution du taux auquel le pulsar injecte de l'énergie dans la PWN dépend donc de son énergie rotationnelle initiale \dot{E}_0 , de son indice de freinage p et de son temps d'amortissement τ_{sd} (cf. équation II.21).

La plupart de ces paramètres sont mesurés grâce à des observations chronométriques du pulsar (Gelfand et al. 2015; Archibald et al. 2016). Une fraction constante η_B ¹⁴ de l'énergie rotationnelle du pulsar $\dot{E}(t)$ est principalement utilisée pour alimenter l'intense champ magnétique. La fraction restante $(1 - \eta_B)$ étant injectée à tout instant sous forme d'électrons/positrons relativistes à proximité du pulsar et dont le spectre est décrit par une loi de puissance brisée dont la cassure est due au refroidissement synchrotron et défini par :

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \begin{cases} \dot{N}_{\text{break}} \left(\frac{E}{E_{\text{break}}} \right)^{-p_1} & E_{\text{min}} < E < E_{\text{break}} \\ \dot{N}_{\text{break}} \left(\frac{E}{E_{\text{break}}} \right)^{-p_2} & E_{\text{break}} < E < E_{\text{max}} \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

dans laquelle les 5 paramètres (E_{min} , E_{break} , E_{max} , p_1 , and p_2) sont supposés constants au cours du temps (condition initiale). Cette loi permet de changer l'indice spectral de la population des électrons à partir de l'énergie E_{break} et permet de prendre en compte le gain maximal en énergie pour ces particules, limité par leurs rayons de giration. Ce spectre a été déterminé pour reproduire au mieux le spectre d'émission observé sur des PWN connue (comme 3C 58; Slane et al. 2008). Comme les paramètres des spectres d'injection sont constants, seule la normalisation \dot{N}_{break} , dépendante du temps, a un impact sur la dynamique de la nébuleuse. Les valeurs de p_1 et p_2 sont fixées de telle sorte que $p_1 - p_2 = 1$, valeur canonique attendu à l'équilibre. On peut relier l'injection de l'énergie à la perte d'énergie rotationnelle du pulsar de telle sorte que :

$$(1 - \eta_B)\dot{E} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E \frac{d\dot{N}}{dE} dE \quad \text{erg s}^{-1} \quad (\text{II.28})$$

14. La fraction η_B est un paramètre du modèle, il est donc différent pour chaque système pulsar/PWN que l'on cherche à reproduire.

valable à tout temps t . L'énergie des particules injectées par le pulsar dans la PWN évolue conjointement avec elle. Ces variations d'énergies sont dues aux pertes adiabatiques, liées au refroidissement des particules par l'expansion de la nébuleuse (Gelfand et al. 2009) :

$$\dot{E}_{\text{ad}}(t, E) = -\frac{\dot{R}_{\text{PWN}}(t)}{R_{\text{PWN}}(t)}E \quad (\text{II.29})$$

où R_{PWN} est le rayon de la nébuleuse en parsec, calculé en estimant la perte d'énergie radiative provenant des émissions synchrotron et Compton inverse des e^\pm relativistes de la nébuleuse. L'émission synchrotron est impactée par la phase dans laquelle se trouve la PWN car son expansion et sa contraction sont responsables d'une variation de l'intensité du champ magnétique dans la nébuleuse. L'émission Compton inverse est, elle, dépendante des différents champs de photons présents dans le milieu interstellaire. Les trois principaux champs de photons utilisés (CMB, lumière des étoiles et émission infrarouge des nuages de poussière) ne sont pas paramètres du modèle. Ils sont déterminés en fonction de la position de la source dans la galaxie, à partir du modèle GALPROP¹⁵ (Porter & Strong 2005). D'autres champs de photons peuvent être par la suite ajoutés afin de mieux reproduire les observations multi-longueur d'onde. Ainsi, à partir de la taille de la PWN, de la connaissance de son champ magnétique, de l'énergie des particules en son sein et des champs de photons environnement, il est possible de reproduire le spectre d'émission de la nébuleuse.

En résumé, les paramètres du modèle sont (Gelfand et al. 2015) :

- $t_{\text{âge}}$ du SNR en année ;
- M_{ej} : Masse des éjectas du SNR en unité de masse solaire M_\odot ;
- E_{SN} : Énergie de la supernova en erg ;
- P_0 : Période initiale du pulsar en s ;
- \dot{E}_0 : luminosité rotationnelle initiale du pulsar en erg s^{-1} ;
- p : indice de freinage du pulsar ;
- τ_{sd} le temps d'amortissement en année ;
- η_B : Fraction d'énergie injectée dans le champ magnétique de la PWN ;
- p_1, p_2 : Indices spectraux de la loi de puissance brisée des particules, fixés dans le modèle.
- $E_{\text{min}}, E_{\text{break}}, E_{\text{max}}$: Énergies caractéristiques du spectre des particules, fixés dans le modèle ;
- D : distance de la source en kpc ;
- η_{ism} : densité du milieu interstellaire en cm^{-3} ;

Les différents objets présentés dans ce chapitre sont les principaux candidats comme sources de CRs galactique au PeV. Ils font chacun l'objet d'études spécifiques dans le domaine de l'astronomie γ . Leur description théorique aide à contraindre la nature de nombreuses sources de hautes énergies qui restent à ce jour non identifiées. C'est par exemple le cas des deux sources γ qui ont été analysées au cours de cette thèse à l'aide des données du satellite *Fermi*, présenté dans le chapitre suivant et du réseau de télescope H.E.S.S. utilisé dans la deuxième partie de ce manuscrit.

15. GALPROP (Moskalenko et al. 2017) est un code numérique permettant de calculer la propagation des particules chargées relativistes et d'estimer l'émission γ produite lors de leur interaction avec le milieu interstellaire. Ce code intègre autant de données astrophysiques que possible ainsi que les derniers développements théoriques.

Le *Fermi* Large Area Telescope

1 L'astronomie γ depuis l'espace

L'étude des objets les plus violents de l'univers comme les SNRs et les PWN a nécessité le développement d'instruments capables d'observer le ciel dans un large domaine des hautes énergies. Avant l'avènement de l'astronomie de très haute énergie au sol, ce sont les missions spatiales qui ont fourni les premières lumières de l'astronomie γ . Les premiers satellites sensibles aux émissions γ ont initialement été conçus dans le but de surveiller les activités nucléaires de l'URSS pendant la guerre froide. Ainsi, les satellites VELA sont à l'origine de la découverte, en 1972, des premiers sursauts γ ¹ détectés en dehors du système solaire (Klebesadel et al. 1973). La détection de ces sources a été le moteur de la mission spatiale suivante CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*, Hartman et al. 1992), construite dans le but de mener des observations astrophysiques. Lancé en 1991, ce satellite embarque à son bord l'instrument EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*), dont la conception est un mélange des derniers développements technologiques de son époque et de la connaissance apportée par les missions spatiales précédentes. Les dix années d'observations ininterrompues de EGRET ont permis une étude préliminaire du ciel de haute énergie. Ainsi, EGRET a détecté 271 sources γ dont quatre nouveaux pulsars, qui s'ajoutent à la liste des deux déjà connus à cette époque (Fichtel et al. 1993). Son relevé du rayonnement diffus de la galaxie est à l'origine de la première carte du ciel en γ dans un intervalle en énergie allant de 20 MeV à plus de 10 GeV. Les observations de l'expérience BATSE, à bord de CGRO, ont permis de montrer que la distribution des sursauts γ est homogène dans le ciel, démontrant que ces flashes brefs et très énergétiques ont une origine extragalactique (Briggs et al. 1996). Sur les 271 sources détectées par EGRET, la moitié n'avait pas été identifiée. Ces différents résultats et les questions associées ont forgé la ligne directrice du programme d'observation et de recherche de la mission spatiale suivante.

La mission *Gamma-ray Large Area Space Telescope* (GLAST) a été initiée dans le but de compléter et d'approfondir les observations d'EGRET. Préparé pendant plus de 10 ans (Atwood & GLAST Collaboration 1994), le satellite fut lancé par la NASA le 11 Juin 2008 depuis la base de Cap Canaveral sur la côte Est de la Floride. GLAST, renommé *Fermi Gamma-Ray Telescope*², est conceptuellement et techniquement l'héritier d'EGRET. Il embarque à son bord deux détecteurs aux objectifs complémentaires : le *Large Area Telescope* (LAT) et le *Gamma*

1. Brèves émissions de rayons gamma d'une durée comprise entre quelques millisecondes et plusieurs minutes.
2. en l'honneur d'Enrico Fermi, précurseur des processus d'accélération des rayons cosmiques par onde de choc.

Burst Monitor ou GBM. Le LAT est dédié à l'observation continue du ciel γ . Il a pour objectif d'effectuer un relevé des sources galactiques et extragalactiques au-dessus de 30 MeV. Le GBM a été spécifiquement conçu spécifiquement pour la détection de sursauts γ (8 keV - 40 MeV). Le LAT (cube blanc sur la figure III.1a) est situé sur le sommet du satellite *Fermi*. Les différents modules du GBM sont situés sur le pourtour du satellite.

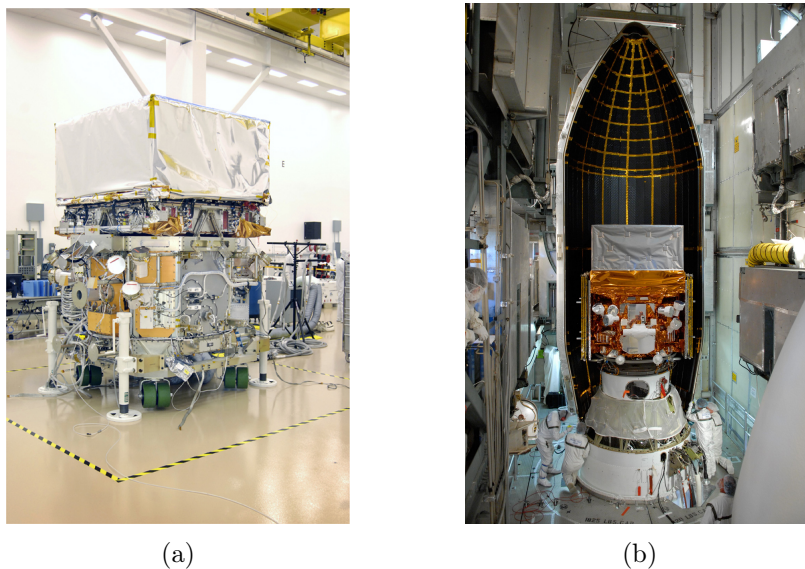


FIGURE III.1 – (a) : Le satellite GLAST lors de sa construction, puis (b) en cours d'installation dans son lanceur Delta II. Le *Large Area Telescope* est le cube blanc situé au sommet du satellite.

Une fois mis en orbite, le satellite a subi une mise à l'épreuve en conditions d'observation réelle pendant une période de deux mois afin de vérifier le bon fonctionnement de ses instruments. En raison de son orbite, le satellite *Fermi* traverse régulièrement l'Anomalie de l'Atlantique Sud³ dans laquelle il subit une forte exposition aux rayons cosmiques. Afin d'éviter une dégradation du matériel, les instruments de *Fermi* sont désactivés à chaque passage du satellite dans cette zone. Ces deux mois ont permis de définir avec une plus grande précision la taille et la forme de cette anomalie afin d'optimiser son temps de fonctionnement avant d'entrer dans cette région. Cette période de test a également permis d'étudier le phénomène d'albédo terrestre (Abdo et al. 2009). Le LAT est officiellement entré en fonctionnement le 4 Août 2008.

Les objectifs scientifiques de *Fermi* sont nombreux. Il a pour but d'approfondir les observations d'EGRET, notamment la détection et l'identification des sources γ ainsi que de réaliser la carte du ciel γ la plus complète possible. L'analyse a posteriori des données du LAT permet d'étudier les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques, ainsi que les sources galactiques et extragalactiques à l'origine de ces accélérations (pulsars, nébuleuses de pulsars, vestiges de supernovæ, les noyaux actifs de galaxie etc). Son balayage perpétuel du ciel est un atout majeur pour l'étude des rayonnements diffus galactique et extragalactique. À l'échelle du système solaire, le LAT permet l'étude du rayonnement γ provenant des éruptions solaires, ainsi que l'effet du bombardement des CRs sur la Lune. Les données observationnelles du LAT sont également utilisées pour apporter des indices quant à l'existence de la matière noire. En effet, certains candidats

3. Située au-dessus du Brésil, l'AAS est une région dans laquelle la ceinture de Van Allen plonge jusqu'à une altitude de 200 km. La forme toroïdale de cette anomalie magnétique piège les particules chargées de haute énergie qui, lorsque qu'un satellite passe dans cette zone, sont susceptibles d'endommager l'électronique des satellites.

à la matière noire tels que les WIMP⁴, ont théoriquement un canal de désintégration menant à l'émission de photons γ (Conrad et al. 2015).

Les données du *Fermi*-LAT sont essentielles dans la recherche d'accélérateur de protons. Une signature directe des protons de haute énergie est fournie par les photons γ produits lors de la désintégration du pion neutre, généré par des collisions proton-proton. Le spectre des photons γ issus de la désintégration du π^0 est symétrique autour de 67.5 MeV dans une représentation logarithmique en dN/dE . La forme caractéristique de la distribution d'énergie des protons parents, souvent appelée bosse de désintégration des pions ou *pion bump*, identifie de manière unique les photons γ de la désintégration des π^0 et donc les protons de haute énergie. Le *Fermi*-LAT est le seul instrument γ qui, grâce à son seuil en énergie de 30 MeV peut nous permettre de détecter la trace observationnelle de ce *pion bump*.

2 Présentation générale du satellite *Fermi*

Le satellite *Fermi* a été mis en orbite autour de la Terre à 565 km d'altitude, dans un plan de 25.6° d'inclinaison par rapport au plan équatorial avec une période orbitale de 95.6 minutes (Atwood et al. 2009). Afin que le LAT puisse couvrir entièrement le ciel en un minimum de temps, *Fermi* suit une procédure d'observation qui combine l'orbite du satellite et des mouvements automatisés prenant avantage de son large champ de vue de 2.4 sr. Le mode de fonctionnement nominal du LAT est le mode "*balayage*". Dans ce mode, le satellite pointe alternativement à $\pm 50^\circ$ par rapport au zénith. Il observe ainsi l'intégralité du ciel avec une exposition globalement uniforme en ~ 3 h, en observant 50% du ciel à chaque révolution. En cas d'alertes provenant d'autres observatoires (tels que RXTE pour les rayons X, INTEGRAL pour les rayons γ de basse énergie, VIRGO et LIGO pour les ondes gravitationnelles), *Fermi* peut basculer en mode "*pointé*", dans lequel il peut se repositionner pour observer la position de l'alerte. Il est également capable de pivoter de manière autonome, en cas de détection d'un sursaut γ par le LAT ou par le GBM.

Les photons γ de haute énergie ne peuvent pas être réfléchis, ni déviés à la manière des photons X par des miroirs multicouches. Le seul moyen que l'on ait d'utiliser les photons γ pour les observations astronomiques est d'utiliser leur interaction avec la matière. Ainsi, le LAT est composé d'un trajectographe, dont le rôle est de reconstruire la direction du photon primaire et d'un calorimètre ayant pour but la mesure de l'énergie du photon. Les rayons cosmiques étant susceptibles d'être confondus avec des photons γ , le LAT est entouré d'un dôme anti-coïncidence dont le but est de rejeter ces événements, bien plus nombreux que les γ (cf. Figure III.2).

Dans les sections suivantes, nous allons décrire la structure du LAT et son principe de fonctionnement. Plus de détails peuvent être trouvés dans Atwood et al. (2009).

3 Structure du détecteur

3.1 Le trajectographe

Lorsqu'un photon γ pénètre dans le LAT, il traverse le trajectographe. Au bout d'une distance caractéristique appelée longueur de radiation⁵, ce photon a une grande probabilité de se

4. Pour le terme anglais *Weakly Interacting Massive Particles*.

5. Définie comme longueur parcourue par un électron avant qu'il ne perde $1-1/e = 63\%$ de son énergie et notée X_0 .

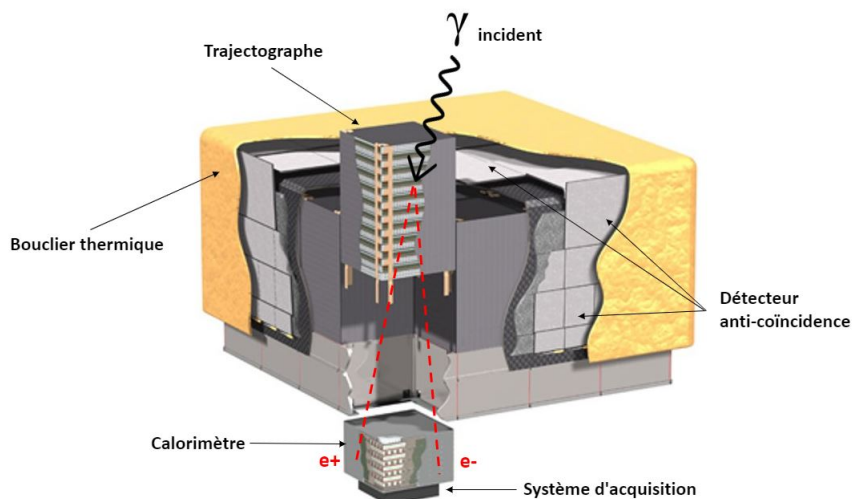


FIGURE III.2 – Schéma de la structure du Large Area Telescope. Figure adaptée de [Atwood et al. \(2009\)](#)

convertir en une paire électron-positron. Lors de cette conversion, la moitié de son énergie est redistribuée sur chaque particule de la paire (cf. Figure III.3). Tant que leur énergie est suffisante, chaque élément de la paire e^\pm va produire des photons, qui vont à leur tour se convertir en e^\pm jusqu'à ce que les particules secondaires de cette gerbe électromagnétique n'aient plus assez d'énergie pour produire de nouvelles particules.

Le trajectographe est conçu de telle sorte que chaque particule de la gerbe puisse être suivie. Pour ce faire, il est composé d'un réseau de 4×4 tours identiques (cf. Figure III.2). Chaque tour est composée de 18 feuilles de Tungstène (W), qui va servir à la conversion du photon incident en une paire électron-positron, intercalé de deux couches de détecteurs micropistes au Silicium (SSD pour *Silicon Strip Detector*) dont les propriétés de fluorescence vont servir à la détection des particules chargées. Les deux derniers plans de Tungstène ont une épaisseur accrue afin d'optimiser les chances que la gerbe se développe dans le trajectographe avant d'atteindre le calorimètre. En effet, la probabilité qu'un photon γ se convertisse au sein du trajectographe augmente avec le nombre de longueurs de radiation traversées. Cependant, une épaisseur accrue de tungstène augmente également la probabilité que les particules chargées ainsi créées diffusent sur les atomes de ce matériau, modifiant alors leur trajectoire. Cette diffusion multiple est à l'origine d'une dégradation de la précision de la reconstruction du photon primaire, notamment à basse énergie où elle est inversement proportionnelle à l'énergie. Cette diffusion multiple varie de $\sim 9^\circ$ à 100 MeV à $\sim 1.8^\circ$ à 500 MeV. Cependant, les algorithmes de reconstruction permettent de corriger en partie cette détérioration. L'alternance de quelques couches du trajectographe est illustrée sur la figure III.3.

La reconstruction de la direction du photon primaire est faite par l'identification des traces laissées par les particules de la gerbe électromagnétique au sein du trajectographe. Un dépôt d'énergie dans le cristal de silicium produit un courant électrique qui est directement lu dans les pré-amplificateurs, puis envoyé vers la chaîne électronique de lecture. L'amplitude du signal lue sur un SSD permet la localisation d'une particule. L'efficacité de détection de chaque SSD au passage d'une particule chargée est supérieure à 99%. Afin de maximiser la surface efficace

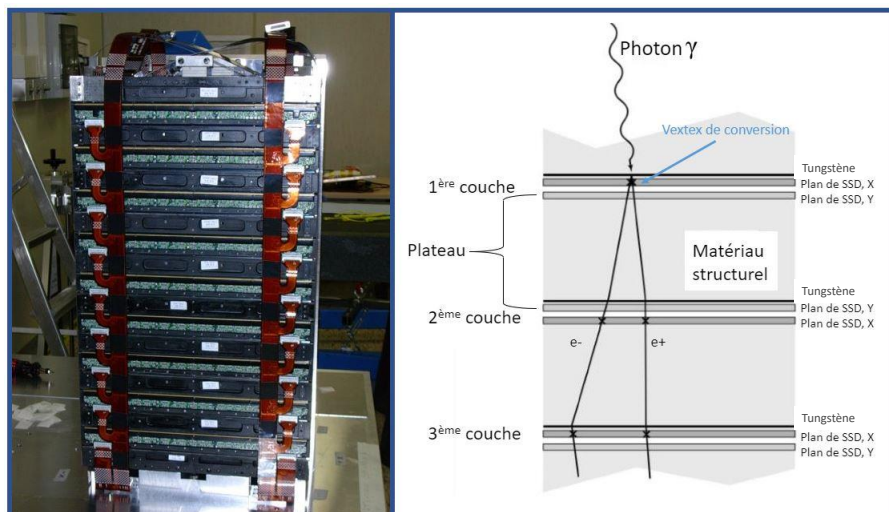


FIGURE III.3 – À gauche : vue de côté d’une tour du trajectographe avec les connexions électroniques. À droite : Schéma de la structure interne du trajectographe. Un exemple de la conversion d’un photon γ en une paire électron-positron dans une couche de tungstène et leurs trajectoires au sein du trajectographe est montré. Figures adaptées de [Atwood et al. \(2009\)](#).

de détection, toute l’électronique de lecture est située sur l’extérieur des plateaux, connectée au SSD au niveau des angles de la tour. Cette conception limite les zones de détection non-actives dans le trajectographe.

3.2 Le calorimètre

À chacune des 16 tours composant le LAT est associé un calorimètre positionné en dessous du trajectographe. Les objectifs du calorimètre sont de mesurer l’énergie déposée par les particules de la gerbe électromagnétique, de déclencher l’acquisition, d’effectuer le rejet du bruit de fond, et de servir d’initialisation aux algorithmes de reconstruction. Chaque calorimètre est composé de 96 barreaux de Iodure de Césium (CsI) arrangés en 8 couches de 12 barreaux. La taille de ces cristaux est un compromis entre l’espace occupé par l’électronique embarquée liée à chacun d’entre eux et un maillage suffisamment fin pour effectuer une reconstruction du développement de la gerbe électromagnétique la plus précise possible.

Le passage d’une particule chargée au sein d’un cristal excite les molécules qui vont ensuite restituer l’énergie ainsi déposée sous forme d’une radiation par un phénomène de fluorescence. À chaque extrémité d’un cristal se situent des photo-diodes servant à mesurer l’intensité lumineuse (cf. Figure III.4). La différence d’intensité mesurée entre les deux extrémités d’un cristal fournit une première indication précise de la position du dépôt d’énergie. Une précision de quelques millimètres peut être atteinte pour un dépôt d’énergie de quelque MeV et inférieure au millimètre pour des énergies supérieures à 1 GeV. Cette différence de précision en fonction de l’énergie est due à l’atténuation de la lumière dans les cristaux de CsI(Tl). Les coordonnées d’une particule sont donc données par la position des cristaux traversés dans l’ensemble du réseau, et leur énergie est donnée par l’intensité mesurée dans chaque cristal.

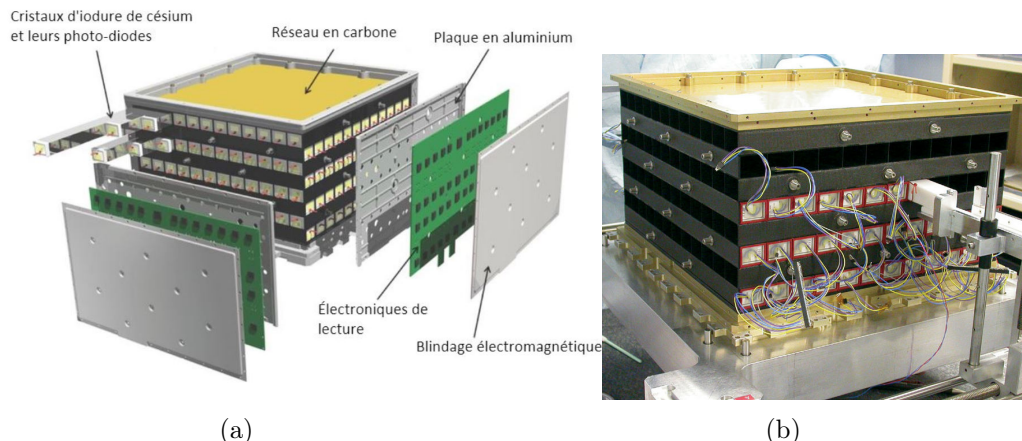


FIGURE III.4 – (a) : Vue éclatée d'un module du calorimètre (Figure adaptée de [Atwood et al. \(2009\)](#)), (b) module de calorimètre sans les protections et l'électronique de lecture.

3.3 Le bouclier d'anti-coïncidence

Le *Fermi*-LAT est très sensible aux rayons cosmiques. En interagissant avec les détecteurs, ils déclenchent leur acquisition comme le font les particules secondaires d'une gerbe électromagnétique. Pour une surface de 1 m^2 , il y a environ 10 kHz de CRs pour quelques Hz de photons γ . Ils constituent donc un bruit de fond important qu'il est indispensable de prendre en compte.

Afin de différencier les photons γ des CRs qui traversent le LAT, ce dernier est entouré d'un bouclier d'anti-coïncidence, appelé "VETO" ou "ACD" (pour *Anti Coincidence Detector*). L'ACD est composé de 89 tuiles de plastique scintillant, sensibles aux particules chargées mais insensibles aux photons γ (cf. Figure III.5). Le passage d'une particule chargée au sein du LAT produit, à l'instar d'un photon, une gerbe électromagnétique amenant une réponse instrumentale quasiment identique. Mais contrairement à un photon, une particule chargée va exciter les molécules d'une tuile, qui vont ensuite se désexciter en produisant de la lumière. La corrélation entre le signal dans le trajectographe et la mesure d'une intensité lumineuse dans une des tuiles de l'ACD conduit alors à l'identification d'une particule chargée. L'ACD rejette un grand nombre d'événements parasites et complète l'identification des particules chargées pour une meilleure discrimination du fond.

L'épaisseur des tuiles est un compromis entre une épaisseur suffisamment importante pour que le passage d'une particule chargée puisse provoquer un phénomène de scintillation, mais suffisamment fine pour que la probabilité qu'un photon γ se convertisse en une paire e^\pm soit faible.

Ce moyen de discrimination entre photons et particules chargées peut s'avérer trompeur. Le développement de la gerbe électromagnétique de photons de haute énergie à l'intérieur du calorimètre peut mener à la rétro-diffusion de particules secondaires de basse énergie par diffusion Compton. Ces particules sont susceptibles de ressortir du LAT, déclenchant à leur passage une scintillation d'une tuile de l'ACD ([Esposito et al. 1999](#)). Ce phénomène, appelé "*backsplash*", conduit à une identification erronée d'un photon comme étant une particule chargée. Pour éviter son déclenchement intempestif, l'ACD du *Fermi*-LAT est segmenté en tuiles. Seules les tuiles à proximité de la direction d'incidence du candidat photon sont considérées. Ce découpage permet de réduire considérablement la surface d'ACD qui contribue à la détection des particules rétro-



FIGURE III.5 – (a) : Tuile courbe appartenant à l'ACD. (b) : L'ACD complet entourant le LAT.

diffusées (Moiseev et al. 2004). L'efficacité de rejet des rayons cosmiques est supérieure à 99% lorsque les sous-systèmes du LAT sont mis en commun avec les procédures de reconstruction. Ainsi, la grande majorité des événements traités par le *Fermi*-LAT sont des photons γ , ce qui est primordial pour la caractérisation des sources observées.

4 Traitement des données à bord du satellite *Fermi*

4.1 Les systèmes embarqués

Bien que le travail de reconstruction des événements soit effectué sur Terre, une étape intermédiaire doit être réalisée avant la transmission des données accumulées par le *Fermi*-LAT. Le LAT est équipé de deux algorithmes embarqués qui effectuent un premier filtrage des données. Appelés EPU pour *Event Processor Units*, ils ont pour rôle de rejeter les événements associés à des rayons cosmiques, en combinant rapidement les informations fournies par les sous-systèmes du LAT. De cette façon, le taux de déclenchement du LAT est réduit de 2-4 kHz à ~ 400 Hz. Ils ont aussi pour rôle la détection et la localisation rapide des sursauts γ enregistrés par le LAT ou le GBM. La transmission des coordonnées de l'évènement aux communautés scientifiques qui les étudient (*Gamma-ray burst Coordinate Network* ou CGN) permet au LAT et à d'autres instruments de se repositionner pour observer la région du ciel contenant le sursaut.

Le déclenchement de l'acquisition du LAT repose sur des critères spécifiques à chacun des sous-systèmes et mis en commun par le *Global-trigger Electronics Module* (GEM). Une demande de déclenchement est envoyée :

- par le trajectographe si au moins 3 plans successifs de SSD ont enregistré le passage d'une particule ;
- par le calorimètre si un des barreaux de CsI(Tl) enregistre un dépôt d'énergie supérieur à une valeur seuil préalablement établie ;
- par l'ACD qui envoie un signal au GEM si au moins l'une des 89 tuiles le composant a détecté le passage d'une particule chargée.

Pour ce faire, la direction de provenance d'un événement enregistré par le LAT est reconstruite en utilisant les données du trajectographe et du calorimètre. Les informations relatives à l'énergie de la particule primaire, son point d'impact, sa direction incidente et son temps d'arrivée sont dispersées entre les différents modules du détecteur. La reconstruction d'un événement consiste

à regrouper et combiner ces différentes informations afin de former des événements uniques et de déterminer les grandeurs physiques caractéristiques associées à chacun de ces événements. Une description complète des principes et algorithmes de reconstruction peut être trouvée dans [Atwood et al. \(2009\)](#).

4.2 Reconstruction de la trajectoire

L'étude de la morphologie des sources γ est essentielle pour contraindre leur nature. Ces études reposent sur l'identification et l'analyse des photons γ en provenance des sources observées. Pour cela, il faut reconstruire avec le plus de précision possible la direction de provenance des photons γ enregistrée par le LAT. Le LAT utilise deux algorithmes de reconstruction combinatoire. Ces derniers utilisent le point d'impact (servant de position initiale), les traces dans le trajectographe et la position du dépôt d'énergie dans le calorimètre afin d'estimer l'axe de développement de la gerbe au travers du détecteur.

Les SSD étant unidirectionnelles, la corrélation entre les coordonnées (x,y) peut être délicate si plusieurs particules traversent un plan au même instant. Pour des événements dont les traces sont confinées dans un seul module, cette ambiguïté est levée dans $\sim 90\%$ des cas en utilisant la position du dépôt d'énergie dans le calorimètre. Ainsi, le premier algorithme, appelé CSPR (*Calorimeter-Seeded Pattern Recognition*), utilise comme initialisation la position des dépôts d'énergie dans le calorimètre. En supposant que le centre du dépôt d'énergie est dans la continuité de la trajectoire, l'algorithme sélectionne une paire (x,y) dans la couche du trajectographe la plus éloignée du calorimètre. L'algorithme associe ensuite à l'axe joignant ces deux points les traces enregistrées par le LAT. La reconstruction se termine lorsque deux plans successifs du trajectographe n'ont pas d'information. Pour des énergies supérieures à 1 GeV, la recherche du point d'impact de la particule primaire dans le trajectographe se limite à un cône autour de la direction indiquée par le calorimètre. Cela permet de s'affranchir des traces laissées par les particules rétro-diffusées. Ce cône est d'autant plus étroit que l'énergie est élevée, reflétant l'efficacité du calorimètre à haute énergie.

Le deuxième algorithme est une reconstruction pour les événements qui n'ont pas déposés d'énergie dans le calorimètre. Le premier point d'impact est sélectionné de la même façon que pour l'algorithme précédent, mais le deuxième point qui va servir à initier une direction, va cette fois être pris dans les couches du trajectographe les plus proches du calorimètre. Les traces suffisamment proches de cet axe sont alors associées à l'évènement. Cette méthode est appelée *Blind Search Pattern Recognition (BSPR)*.

L'étape finale consiste en la reconstitution des vertex d'interaction à partir de la combinaison des meilleures traces sélectionnées pour la reconstruction. Si la distance entre la meilleure trace et une trace secondaire est inférieure à 6mm, un vertex est calculé par la jonction des deux.

4.3 Reconstruction de l'énergie

La caractérisation d'une source γ passe aussi bien par l'étude de sa morphologie que par celle de son spectre qui représente le nombre de photons qu'elle émet en fonction de l'énergie. La reconstruction de l'énergie des photons enregistrés par le *Fermi*-LAT doit donc être la plus précise possible. Cette reconstruction nécessite une bonne connaissance des caractéristiques électroniques et quantiques des cristaux du calorimètre. Une fois ces paramètres pris en compte, les signaux aux extrémités de chaque cristal sont combinés afin d'obtenir l'énergie totale déposée dans chacun d'entre eux. La forme spatiale de la gerbe électromagnétique est ensuite utilisée pour estimer l'énergie perdue par la fuite des particules sur les côtés ou l'arrière du LAT. Comme

la gerbe électromagnétique se propage dans le trajectographe avant d'atteindre le calorimètre, une quantité non négligeable de l'énergie est déposée dans le trajectographe. Cette déperdition d'énergie est d'autant plus importante à basse énergie. À ~ 100 MeV, environ 50% de l'énergie primaire est déposée au sein du trajectographe en raison des diffusions multiples subies par les e^\pm au passage des plans de SSDs et de tungstène. Le nombre de diffusions multiples est estimée à l'aide du nombre de SSDs déclenchés, combiné à des modèles théoriques de développement de gerbe. L'énergie totale d'un évènement est donc la somme entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'énergie déposée dans le trajectographe.

5 Les fonctions de réponses et les classes d'évènements

Dans la section précédente, nous avons passé en revue les différentes caractéristiques du LAT : de la structure des sous-systèmes à leur complémentarité, en passant par la description des algorithmes de reconstruction de la trajectoire et de l'énergie. Cependant, l'efficacité du détecteur ne dépend pas uniquement de sa conception mais aussi de la façon dont le détecteur et ses différents composants réagissent *in situ* au passage d'une particule. Ainsi, les performances du LAT peuvent être décrites comme fonctions de l'énergie, de l'angle d'incidence et de la localisation du point d'interaction du photon primaire. Ces fonctions de réponses (IRF pour *Instrument Response Function*) concernent : la résolution en énergie, la fonction d'étalement de point (PSF pour *Point Spread Function*) et la surface efficace. Ces IRFs sont déterminées à l'aide de simulation Monte Carlo en comparant les paramètres reconstruits aux paramètres simulés.

La dispersion en énergie, que l'on peut associer à la résolution en énergie du détecteur, s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{reco} - E}{E} \quad (\text{III.1})$$

où ΔE est la différence entre l'énergie reconstruite E_{reco} et E l'énergie vraie du photon γ incident. Cette dispersion varie fortement en fonction de l'angle d'incidence et de l'énergie du photon (cf. Figure III.7).

La PSF reflète l'incertitude sur la direction reconstruite du photon incident. Elle correspond à la différence angulaire entre la direction reconstruite par rapport à la direction réelle d'un photon γ . La PSF se dégrade fortement en dessous de 1 GeV (cf. Figure III.7), en raison de la diffusion multiple des particules. À haute énergie en revanche, les diffusions multiples sont peu nombreuses et la taille de la PSF va être déterminée par la résolution angulaire intrinsèque du trajectographe. Une bonne connaissance de la PSF de l'instrument est essentielle pour l'estimation de la morphologie des sources γ .

La surface efficace du détecteur est définie comme sa capacité à détecter le passage d'une particule incidente. Elle est inférieure ou égale à la surface réelle du détecteur et varie avec l'énergie considérée. Cette surface se calcule comme le produit de la surface physique du détecteur, de la probabilité qu'un photon se convertisse en une paire e^\pm et de l'efficacité des coupures d'un jeu de données considéré. Comme le montre la Figure III.6, la surface efficace du LAT est optimale pour des énergies comprises entre 1 GeV et 100 GeV, mais chute considérablement en dessous de 1 GeV avec une forte dépendance en énergie et en angle d'incidence du photon primaire. La connaissance de cette surface efficace est primordiale dans l'estimation du spectre des sources observées avec le LAT.

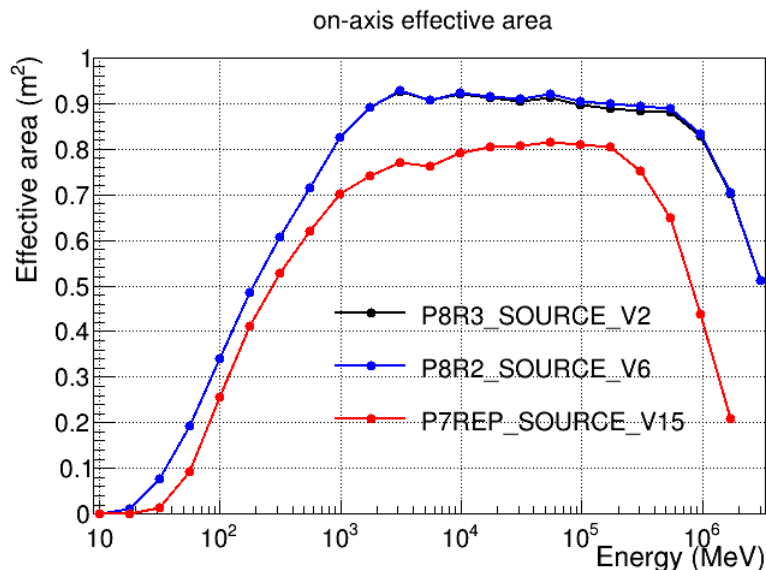


FIGURE III.6 – Surface efficace du détecteur pour la classe *source* pour les versions des reconstructions *Pass 7* et *Pass 8*.

Figure extraite de http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm.

Dans le cadre du processus de reconstruction des événements, des coupures sont effectuées dans les données reconstruites. Ces coupures séparent les événements en fonction de leur probabilité d'être des photons et de la qualité de leur reconstruction. Ces coupures sont ensuite utilisées afin de séparer les événements en classes. Chaque classe est caractérisée par ses propres IRFs. Les trois classes d'événements sont :

- *transient*. C'est la classe la moins restrictive. Elle maximise la surface efficace au détriment d'un fond hadronique résiduel plus élevé. Cette classe est adaptée uniquement à l'étude d'événements transitoires de courte durée.
- *diffuse*. Cette classe est l'opposé de la classe *transient*. Elle possède un excellent rejet du fond mais dégrade la surface efficace. Elle est utilisée pour l'étude des sources faibles/diffuses.
- *source*. C'est la classe intermédiaire. Elle possède un bon compromis entre une bonne efficacité de rejet du fond tout en conservant une bonne statistique.

Les événements d'une classe sont ensuite subdivisés en fonction de la localisation de la première conversion de paire (par exemple, si un événement est converti dans la partie supérieure ("*front*") ou inférieure ("*back*") du trajectographe).

6 *Pass 8*, ultime optimisation des données du LAT

Les fonctions de réponses et les algorithmes de reconstruction du LAT ont été déterminés itérativement grâce à de nombreuses simulations *Monte-Carlo* avant le lancement de *Fermi*. Le fonctionnement du LAT en condition d'observation réelle a permis de mettre en évidence des faiblesses dans le traitement des informations qu'il nous fournit. Ces faiblesses ont nécessité une amélioration itérative des IRFs depuis son lancement en 2008. Chacune de ces améliorations

apportées à la sélection et aux traitements des données du LAT est appelée *Pass*. La dernière version des données du LAT, *Pass 8* (Atwood et al. 2013), basée sur une meilleure connaissance du détecteur, recouvre l'ensemble de la chaîne d'analyse des données et améliore significativement les performances du LAT.

Pass 8 change radicalement la façon dont les événements sont sélectionnés et reconstruits par le LAT. Les nouveautés apportées aux méthodes de reconstructions permettent non seulement d'améliorer les résolutions angulaire et en énergie, mais aussi d'avoir une meilleure prise en compte des événements dits fantômes (*ghost events*; Rochester et al. 2010). La reconstruction de *Pass 8* se base sur une approche globale, dans laquelle la forme tridimensionnelle de la gerbe électromagnétique est utilisée. L'efficacité de cette reconstruction repose sur l'amélioration apportée à la sélection des informations fournies par le calorimètre. En effet, *Pass 8* introduit une différenciation des dépôts d'énergie dans le calorimètre, en regroupant spatialement les cristaux touchés. Si un dépôt d'énergie est localisé à grande distance de la trace reconstruite dans le trajectographe, il n'est pas pris en compte. Des tests effectués grâce à des simulations *Monte-Carlo* ainsi qu'à des données de *Fermi*, ont montré que ces deux améliorations réduisent considérablement la fraction des événements mal reconstruits et améliorent l'acceptance⁶ du LAT de 15 à 20% à haute énergie ($E > 1$ GeV). L'ajout de statistique apporté par cette amélioration de l'acceptance nous aide à mieux caractériser les sources d'émission γ .

Avec *Pass 8*, les contributions des différentes couches du calorimètre sont séparées en dépôts d'énergie individuels dans chaque cristal. Cette modification permet d'étendre le domaine d'énergie du LAT jusqu'à ~ 3 TeV (Bruel & Fermi-LAT Collaboration 2012) (cf. Figure III.7). Ainsi, cette extension du domaine en énergie du LAT autorise une étude plus complète du spectre des sources, jusqu'à la gamme en énergie des instruments aux sols. Le *clustering* du calorimètre permet également d'associer aux dépôts d'énergie le déclenchement des tuiles de l'ACD. La combinaison de ces informations est particulièrement importante pour identifier les rayons cosmiques.

Pass 8 apporte la possibilité de sélectionner les événements en fonction de leur qualité de reconstruction. Le quart des événements considérés comme très bien reconstruits est appelé PSF3, le quart des moins bons événements PSF0, et les événements de qualité intermédiaire PSF1 et PSF2. De la même façon, la classe EDISP sélectionne les données en fonction de la qualité de reconstruction en énergie. La figure III.7 illustre la qualité des événements de chaque type de PSF/EDISP. Comme on peut le voir, les événements de type PSF3 (EDISP3) ont une meilleure reconstruction angulaire (énergétique) que les événements de type PSF0. Ainsi, il devient possible de faire une analyse en combinant des événements de différentes PSF (EDISP), en leur attribuant des poids statistiques différents afin d'obtenir le meilleur ajustement possible des données. De ce fait, les événements de type PSF0, qui souffrent d'une mauvaise reconstruction angulaire, ont un poids bien moindre que celui des événements de type PSF3. Le choix d'utiliser ou de rejeter une catégorie donnée dépend de la volonté de privilégier la statistique ou la qualité de reconstruction.

7 Analyse des données du *Fermi*-LAT

Pour analyser les données du *Fermi*-LAT, la collaboration *Fermi* a mis au point un ensemble d'outils informatiques librement disponibles via le *The Fermi Science Support Center* ou FSSC. Ces outils, portant le préfixe *gt...*, vont être sommairement décrits dans le cadre d'une analyse

6. L'acceptance est l'intégrale de l'efficacité de détection dans un plan perpendiculaire à la direction de visée du télescope. On peut l'estimer à l'aide de simulations MC en évaluant la proportion d'événements qui déclenchent l'instrument.

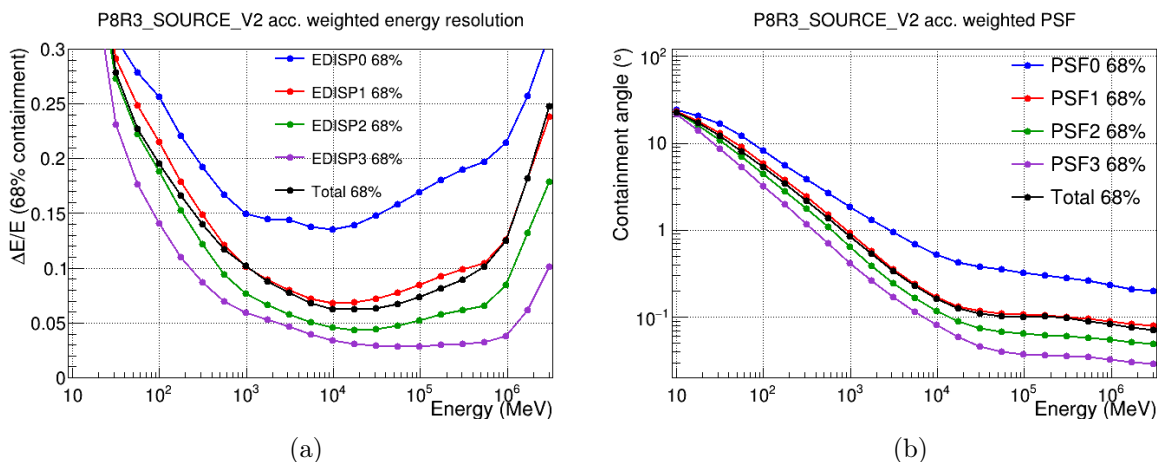


FIGURE III.7 – Dispersion en énergie (gauche) et résolution angulaire (droite) en fonction des différents types d'événements disponibles avec *Pass 8*. Figures extraites de https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm.

standard dans les sections suivantes. Une description plus détaillée peut être trouvée dans la documentation du FSSC.

7.1 Sélection et préparation des données

7.1.1 Sélection des données : *gtselect*

Le LAT enregistre une quantité énorme de données relatives à l'ensemble du ciel dans des fichiers au format FITS⁷. En général, nous ne voulons analyser qu'un nombre restreint de sources localisées dans une zone précise du ciel. La première étape d'une analyse consiste donc en la sélection d'un sous-ensemble de données parmi toutes celles disponibles. L'outil principal de sélection de données est *gtselect*. Il permet d'appliquer des critères de sélection sur les données à partir d'un ensemble de paramètres qui lui sont fournis.

Les photons provenant de la source que l'on souhaite analyser sont susceptibles d'être confondus avec d'autres provenant des sources situées à proximité ou très brillantes. La première étape d'une analyse consiste donc en la sélection de l'ensemble des photons provenant d'une large région du ciel contenant les sources que l'on souhaite analyser. Cette région d'intérêt sera souvent dénommée ROI pour *Region Of Interest*. Afin de sélectionner la région qui nous intéresse et ses événements, il faut fournir à *gtselect* les paramètres suivants :

- les coordonnées du centre de la ROI dans un système de coordonnées (galactiques ou équatoriales) ainsi que son rayon en degrés ;
- les dates de début et de fin de l'observation. Les bornes des intervalles de temps t_{min} et t_{max} sont exprimées au format MET (Mission Elapsed Time), c'est-à-dire le nombre de secondes écoulé depuis le 1^{er} janvier 2001 à minuit précise.
- l'intervalle en énergie (E_{min}, E_{max}) des photons que l'on souhaite conserver. Cela permet par exemple de faire une analyse morphologique d'une source en profitant de l'amélioration de la résolution angulaire du LAT avec l'énergie, tout en s'affranchissant d'une partie

7. Flexible Image Transport System.

des photons de basse énergie provenant des différentes émissions diffuses galactiques et extragalactiques.

Une sélection sur le champ de vue du LAT peut être appliquée afin de ne prendre en compte que les photons possédant un angle zénithal $z \leq z_{max}$ ⁸. On s'affranchit ainsi le plus possible des photons provenant de l'albédo terrestre. Enfin, c'est avec *gtselect* que s'effectue le choix de la classe d'évènements : *transient*, *source* ou *diffuse*, ainsi que le type d'évènement : PSF, EDISP, FRONT, BACK (cf. Section III-5).

Une fois cette sélection effectuée, les données sont enregistrées dans un nouveau fichier FITS et les paramètres de sélection sont stockés dans l'en-tête du fichier afin d'être lus et utilisés par les autres outils d'analyse.

7.1.2 Filtre de qualité : *gtmktime*

Une fois les données qui nous intéressent sélectionnées par *gtselect*, il faut les associer aux intervalles temporels pour lesquels les évènements sont considérés comme de bonne qualité et utilisables pour les analyses. La principale source de nuisance est l'Anomalie de l'Atlantique Sud, dans laquelle le LAT est désactivé. Ces périodes d'inactivité sont exclues afin de calculer correctement la durée au cours de laquelle le LAT a observé cette région. Les périodes pendant lesquelles la Lune et le Soleil sont présentes dans le champ de vue du LAT sont également retirées. Pour finir, les périodes durant lesquelles la région que l'on veut étudier n'est pas présente dans le champ de vue doivent être retirées.

Pour exclure ces intervalles de temps qui ne sont pas pertinents, l'outil *gtmktime* s'appuie sur les informations présentes dans l'en-tête du fichier de sortie de *gtselect*, et dans un fichier FITS contenant les informations liées à la position du satellite et à sa direction de pointé. Les bons intervalles de temps seront ensuite utilisés afin de calculer le temps d'exposition du LAT dans la région d'intérêt.

7.1.3 Calcul du temps d'exposition : *gtlucube*

Le nombre d'évènements enregistrés par le *Fermi*-LAT dans une région donnée dépend du temps d'exposition. Afin d'estimer le flux d'une source, il faut connaître la durée pendant laquelle cette dernière a été observée à une inclinaison donnée par rapport à l'axe normal du détecteur. En effet, les IRFs du LAT, desquelles dépende le taux de comptage, sont fortement dépendantes de l'angle θ entre la direction de la source étudiée et l'axe normal du LAT.

L'outil *gtlucube* calcule le temps d'exposition, pour une durée spécifique d'observation, comme fonction de l'angle θ et de la position dans le ciel de la région d'intérêt. Pour ce faire, *gtlucube* se sert d'un fichier contenant les informations relatives à la position du satellite, ainsi que du fichier contenant les informations relatives aux intervalles de temps sélectionnés par *gtmktime*. Pour effectuer ce calcul, le ciel est découpé selon la méthode *HEALPix* (*Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization*, Górski et al. 2005), qui permet la subdivision d'une surface sphérique en régions de surface identique, dont chacune va être fonction de l'énergie et de l'angle θ des observations. Le fichier de sortie, "*livetime cube*", est utilisé pour la suite de l'analyse.

8. L'angle au zénith est l'angle entre l'axe passant par le LAT et le centre de la Terre, et la position de l'atmosphère terrestre.

7.2 Création d'un modèle

Afin de caractériser au mieux une source donnée, il faut répertorier l'ensemble des sources présentes dans la ROI et connaître la façon dont chacune de ces sources rayonne et contribue à l'émission totale détectée par le LAT. Un modèle de région consiste en une liste, au format XML⁹, contenant les informations spatiales et spectrales sur les sources de cette région.

Chaque source est caractérisée par sa position, sa morphologie, ainsi que sa forme spectrale qui représente le flux de photons de la source en fonction de l'énergie. En raison de la dégradation de la PSF à basse énergie (à 100 MeV, 68% des photons proviennent d'une région de 3.5° autour de la position considérée), une source légèrement en dehors de la ROI à haute énergie peut affleurer dans la ROI à plus basse énergie. Il faut donc prendre en compte les sources situées dans une région plus large que celle de la ROI. De la même façon, la taille de la ROI va dépendre de l'énergie à laquelle l'analyse est effectuée et du type d'évènement utilisé pour l'analyse. Le rayon typique d'une ROI est de 10° pour une énergie seuil de 1 GeV et 20° pour 100 MeV.

La figure III.8 est un exemple de la description d'une source dans le fichier XML. Chaque paramètre de la source est accompagné d'un attribut *free* pouvant prendre la valeur 0 ou 1. La valeur 0 signifie que l'on fixe précisément la valeur de ce paramètre, qui de ce fait ne sera jamais ajusté au cours de l'analyse. Par exemple, si la position de la source est connue avec une grande précision, il n'est pas nécessaire de laisser l'analyse chercher une meilleure position. La valeur 1 quant à elle signifie que le paramètre est laissé libre : c'est un degré de liberté pour notre ajustement. Le paramètre peut alors prendre des valeurs comprises dans un intervalle qui lui est fourni, jusqu'à se fixer à la valeur optimale dans cet intervalle. Les informations concernant la forme géométrique de la source sont données par la dénomination *source type*, qui définit si la source est ponctuelle (*PointSource*) ou étendue (*DiffuseSource*). Dans la section *spatialModel* sont données les informations relatives à la position de la source et, si elle est étendue, à la forme géométrique la représentant.

```
<source type="DiffuseSource" name="4FGLJ1640.6-4632">
- <spectrum type="PowerLaw">
  <parameter name="Prefactor" value="7.052089513" scale="1e-15" min="0.0001" max="10000"
    free="1" error="0.05973695621"/>
  <parameter name="Index" value="1.807855527" scale="-1" min="0" max="10" free="1"
    error="0.004642258069"/>
  <parameter name="Scale" value="19942.09375" scale="1" min="30" max="500000" free="0"/>
</spectrum>
- <spatialModel type="RadialGaussian">
  <parameter name="RA" value="250.1749" scale="1" min="-360" max="360" free="0"/>
  <parameter name="DEC" value="-46.5535" scale="1" min="-90" max="90" free="0"/>
  <parameter name="Sigma" value="0.052649" scale="1" min="0" max="180" free="0"/>
</spatialModel>
</source>
```

FIGURE III.8 – Exemple de la définition d'une source étendue possédant un spectre d'émission en loi de puissance dans le fichier XML .

Depuis son lancement en 2008, le satellite *Fermi* a continuellement observé le ciel dans une très large bande en énergie, permettant à la collaboration *Fermi* de produire plusieurs catalogues de sources γ de haute énergie. La fabrication du modèle d'une région repose sur ces catalogues.

9. *Extensible Markup Language*.

Depuis mars 2020, trois catalogues ont été produits par la collaboration suivant la dénomination 4FGL, 4FGL-DR2 et 4FGL-DR3, correspondant respectivement à l'utilisation de 8, 10 et 12 ans d'observations du rayonnement γ de 50 MeV à plus de 1 TeV (Abdollahi et al. 2020; Ballet et al. 2020). Grâce aux améliorations apportées par *Pass 8*, aux nouvelles modélisations des diffus galactique et extragalactique, la prise en compte de la dispersion en énergie et de la possibilité de faire des combinaisons pondérées des différentes classes d'évènements, le 4FGL possède une exposition deux fois plus importante que celle du catalogue précédent (3FGL¹⁰). Le 4FGL-DR3 contient 6537 sources (dont 78 sont modélisées avec une extension spatiale) observées avec une significativité de 4σ et fournit la position et les propriétés spectrales de chacune d'entre elles. Quand cela est possible, il fournit les associations éventuelles avec des sources connues à d'autres longueurs d'onde.

Ce modèle contient également deux contributions γ particulières mais d'une importance primordiale pour une bonne modélisation d'une région : le fond diffus galactique d'une part, l'émission extra galactique et isotrope d'autre part.

7.3 Le fond d'émission diffuse galactique

L'émission diffuse Galactique ou EDG provient de l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz et la poussière du milieu interstellaire (Feenberg & Primakoff 1948; Hayakawa 1952). Elle participe à près de 60% de l'ensemble des photons détectés par le LAT, avec une contribution dominante à basse énergie ($E < 1$ GeV). L'EDG est particulièrement intense dans le plan Galactique avec un spectre d'émission $\Gamma = 2.7$. Les différentes composantes de cette émission proviennent des nuages d'hydrogène atomique H1 (caractérisé par la raie d'émission de $\lambda = 21$ cm) et moléculaire, l'émission Compton inverse des rayons cosmiques sur les champs de photons ambiants, l'émission provenant des bulles de *Fermi*¹¹ (Su et al. 2010) et la structure locale appelée *Loop I* (Casandjian & Grenier 2009). Pour modéliser les composantes HI et CO, la distribution des composantes a été répartie sur 10 anneaux galactocentriques dans lesquels ont été ajustées une à une les différentes composantes indépendantes du modèle de diffus galactique utilisé. À ces composantes s'ajoute une émission diffuse isotrope, d'origine extra-Galactique et instrumentale.

Le modèle de fond diffus galactique cherche à reproduire le spectre global de l'ensemble des sources galactiques non résolues ainsi que l'émission diffuse due à l'interaction des rayons cosmiques avec la distribution de gaz de la galaxie (Acero et al. 2016). Le fond isotrope quant à lui provient de la population de sources extragalactiques non résolues, ainsi que les photons γ provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec le LAT et enregistrés comme de véritables évènements par les instruments et dont la contribution n'est pas réductible (Abdo et al. 2010).

7.4 Carte d'exposition et *gtsrcmap*

Une carte d'exposition contient les informations relatives au temps d'exposition totale du détecteur pour chaque position donnée dans le ciel. Elle correspond à la surface efficace du détecteur multipliée par le temps d'observation à cette position. Une carte d'exposition dépendante de l'énergie est calculée par l'outil *gtexpcube2* en utilisant le fichier *livetime cube*. Les paramètres de cette carte sont les coordonnées de son centre (x_{ref} , y_{ref}), ses dimensions et la taille de ses pixels (n_{xpix} , n_{ypix} et bin_{sz}). Elle dépend également du domaine en énergie dans laquelle elle est créée (via la surface efficace) et le nombre de sous-intervalles en énergie (E_{min} , E_{max} et $E_{numbins}$)

10. Catalogue de la collaboration contenant les résultats des quatre premières années de données (Acero et al. 2015).

11. Structures sphériques situées de part et d'autre du plan Galactique.

pour lesquels l'exposition du *Fermi*-LAT est calculée.

En fonction de la statistique disponible pour une analyse, deux modes d'analyse sont possibles. Lorsque le nombre de photons à traiter est important (dans le plan galactique par exemple), ils peuvent être regroupés dans des intervalles multidimensionnels (pixels sur le ciel, intervalles en énergie...) en suivant une distribution de Poisson. Le traitement de plusieurs photons dans un même intervalle (*bin*) réduit le temps de calcul, mais conduit à une perte d'informations car les caractéristiques des photons sont moyennées à l'intérieur de chacun des bins. C'est ce qu'on appelle une analyse binnée. En revanche, quand le nombre d'évènements à analyser dans un intervalle de temps est peu important (pour des sources en dehors du plan galactique ou pour de courtes périodes d'observation), il est possible d'utiliser les photons individuellement afin de caractériser une source le plus précisément possible en conservant le maximum d'informations relatives à chacun des photons. On parle alors d'analyse non-binnée.

Dans le cas d'une analyse binnée, la taille des pixels de la carte d'exposition est choisie de telle sorte à avoir suffisamment de statistique dans chacun d'entre eux. Dans le cas d'une analyse non-binnée, la taille des pixels de la carte d'exposition est réduite au maximum de telle sorte qu'il n'y ait au plus qu'un seul photon par pixel de la carte. La carte d'exposition doit être calculée sur une région plus grande que la région d'intérêt afin de prendre en compte la variation de la PSF du LAT avec l'énergie et s'assurer que tous les photons de la source sont bien pris en compte.

Pour finir, chacune des sources d'émission présentes dans le modèle de la région est convoluée avec les IRFs, afin de prendre en compte les variations de surface efficace, de résolution angulaire et d'énergie dans le spectre d'émission de nos sources. C'est l'outil *gtsrcmap* qui effectue la convolution des sources avec les IRFs en fonction du *livetime cube* et de la carte d'exposition.

7.5 Caractérisation du spectre

Afin de comprendre la nature de la source du rayonnement γ ainsi que de comprendre les mécanismes physiques à l'origine de cette émission, il est nécessaire de modéliser le flux d'une source en fonction de l'énergie.

La fonction utilisée pour reproduire le spectre de la majorité des sources γ est la loi de puissance (*PowerLaw*) :

$$\frac{dN}{dE} = k \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}$$

où N est le nombre de photons, E l'énergie, E_0 un facteur d'échelle, k un facteur de normalisation ($\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$) et Γ l'indice de photon. Cette fonction est la première approximation utilisée pour modéliser le spectre d'une source. Cependant, il est parfois nécessaire de faire appel à des fonctions plus complexes pour reproduire, par exemple, un changement d'indice spectral (qui se manifesterait par une cassure dans le spectre), ou modéliser une courbure. Par la suite, nous aurons besoin d'utiliser une parabole logarithmique, utilisée pour tester la présence d'une courbure dans le spectre :

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

où β est un paramètre décrivant la courbure du spectre et E_b est un paramètre d'échelle le plus souvent fixé et α l'indice de photon.

7.6 Méthode de maximum de vraisemblance

L'analyse des sources détectées par le *Fermi*-LAT se fait à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance (*likelihood* ; Mattox et al. 1996). Le maximum de vraisemblance statistique est la probabilité d'obtenir les données observées à partir d'un modèle prédéfini des sources d'une région incluant leurs spectres, leurs intensités et leurs morphologies. L'idée est d'ajuster les paramètres des sources de la région en utilisant la carte d'exposition et la convolution des sources avec les IRFs afin de reproduire le flux de photons dans chacun des bins de la carte pour tous les intervalles en énergie. Les photons sont ainsi répartis sous forme d'une statistique poissonnienne au sein de différents *bins* multidimensionnels (énergie, pixel spatial...). La vraisemblance est définie comme le produit de la probabilité de trouver n_k photons détectés à l'intérieur d'un *bin* k contenant m_k photons prédits par le modèle :

$$\mathcal{L} = \prod_k \frac{m_k^{n_k} e^{-m_k}}{n_k!} \quad (\text{III.2})$$

Cette expression peut être simplifiée en factorisant le produit sur le nombre de photons prédits m_k car les variables sont indépendantes :

$$\mathcal{L} = \prod_k e^{-m_k} \prod_k \frac{m_k^{n_k}}{n_k!} = e^{-N_{pred}} \prod_k \frac{m_k^{n_k}}{n_k!} \quad (\text{III.3})$$

où N_{pred} est le nombre total de photons prédit par le modèle. Dans le cas d'une analyse non-binnée, chaque photon va individuellement participer à la vraisemblance qui s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = e^{-N_{pred}} \prod_i m_i \quad (\text{III.4})$$

La vraisemblance est une indication de la convergence statistique de l'ajustement. Comme le nom de la méthode l'indique, plus ce nombre est grand, meilleur est l'ajustement et donc le modèle utilisé pour reproduire les données. L'outil *gtlike* réalise un ajustement statistique à l'aide d'une maximisation de la vraisemblance sur l'ensemble de l'intervalle en énergie en ajustant tous les paramètres libres de notre modèle. Le principe est d'ajuster les degrés de liberté du modèle de la région afin de reproduire au mieux le spectre (flux et indice) des sources laissées libres à l'aide de statistiques bayésiennes. Ainsi, les paramètres libres s'ajustent à chaque nouveau photon attribué à une source. Plus le nombre de degrés de liberté est élevé, plus la dimension de l'espace des phases à explorer est grande, augmentant le temps de calcul en conséquence. *gtlike* peut fournir d'autres informations telles que le nombre de photons prédits par le modèle pour une source donnée et sa significativité. Pour effectuer son ajustement, *gtlike* a besoin du modèle de la région au format XML, des IRFs, du temps d'exposition du LAT ainsi que le fichier de contenant les données filtrées par *gtselect/gtmktime*.

Il est également possible de faire une analyse de vraisemblance sommée ou *summedlikelihood*. Dans cette méthode, une analyse de vraisemblance est faite pour chaque type d'évènement (PSF, EDISP), ce qui permet par exemple de changer la taille des pixels lors de l'analyse des évènements de type PSF3, afin de refléter la meilleure qualité de reconstruction de ses évènements. Puis les résultats sont fusionnés à la fin de l'analyse. La valeur de vraisemblance fournie par *gtlike* ne suffit pas à elle seule pour savoir si un modèle est meilleur qu'un autre. Pour cela, il faut comparer les valeurs du logarithme de la vraisemblance de chacun d'entre eux.

7.7 Comparaison des modèles

Pour reproduire au mieux les données réelles, il est nécessaire de tester différentes hypothèses pour la forme spectrale et la morphologie des sources. Il est même parfois nécessaire de rajouter des sources supplémentaires dans le modèle pour reproduire l'émission de la région que l'on souhaite étudier. La quantification de l'amélioration apportée par un modèle sur un autre se fait par la comparaison du test statistique (TS) défini comme :

$$TS = 2 \times [\log \mathcal{L}_1 - \log \mathcal{L}_0] \quad (\text{III.5})$$

où \mathcal{L}_1 est le maximum de vraisemblance obtenu pour le modèle que l'on souhaite tester et \mathcal{L}_0 celui obtenu pour un modèle de référence, aussi appelé hypothèse nulle. Pour pouvoir transformer cette valeur en significativité σ , les modèles que l'on teste doivent être inclus l'un dans l'autre¹². Le TS suit une loi de χ^2 avec N degrés de liberté (nombre de paramètres libres qui diffère entre les deux modèles), en supposant un modèle de référence et les N paramètres comme non dégénérés.

L'une des étapes d'une analyse consiste à tester l'hypothèse de sources additionnelles dans le modèle, en plus de toutes les sources présentes dans la région (fournies par le 4FGL). Pour ce faire, le package *Fermipy*¹³ (Wood et al. 2017) permet de tester en chaque point de la ROI la présence d'une source ponctuelle possédant un spectre en loi de puissance d'indice 2. Une carte qui contient le TS pour chacun de ses pixels et qui fournit la significativité de détection au-dessus du fond à une position donnée est ensuite créée. Si le TS d'une source putative, ponctuelle et en loi de puissance (3 degrés de liberté, normalisation et position), est supérieur ou égal à 25¹⁴, la source est alors ajoutée au modèle de la région. Ensuite, l'indice de photon de la source rajoutée est ajusté par *Fermipy*.

Une fois les sources ajoutées au modèle, l'hypothèse d'une extension spatiale est testée en utilisant des modèles morphologiques tels qu'un disque ou une distribution gaussienne. Le TS_{ext} est calculé en utilisant la différence entre la vraisemblance du modèle de source ponctuelle avec la vraisemblance du modèle de source étendue. Si la position et les paramètres spectraux sont optimisés, il n'y a qu'un seul degré de liberté de différence (rayon du disque ou écart-type σ de la gaussienne). La source est considérée comme significativement étendue si le TS_{ext} est supérieur à 16, soit 4σ . Dans le cas où l'on souhaite ré-optimiser la forme spectrale d'une source en utilisant la nouvelle extension, et que le modèle testé est inclus dans le modèle initial (par exemple, un spectre en loi de puissance est l'équivalent d'un spectre en parabole logarithmique dans le cas où la courbure tend vers 0), l'ajout d'un seul degré de liberté est justifié si le TS obtenu est supérieur à 9, ce qui équivaut à 3σ .

7.8 Distribution spectrale en énergie

Dans le but de caractériser avec le plus de précision possible la forme spectrale d'une source, la dernière étape d'une analyse consiste à réaliser une distribution spectrale en énergie ou SED (*Spectral Energy Distribution*). Une SED permet de visualiser l'évolution du flux dN/dE de

12. Par exemple une source ponctuelle est une gaussienne de largeur nulle.

13. La version *0.17.3* sera utilisée dans les analyses présentées dans ce manuscrit.

14. Pour 3 degrés de liberté, un TS de 25 se traduit comme une significativité légèrement supérieure à 4σ , c'est-à-dire que la probabilité que le signal ne soit pas dû à une fluctuation statistique du fond est supérieure à 99.9937%.

la source en fonction de l'énergie. Le domaine en énergie choisi pour l'analyse est découpé en n sous-intervalles logarithmiquement espacés et une analyse de vraisemblance est indépendamment effectuée dans chacun d'entre eux. Le nombre de sous-intervalles dépend de la largeur du domaine en énergie parcouru et de la statistique de photons disponible pour la source. Pour que le flux calculé soit indépendant de la forme spectrale de la source, l'ajustement dans chaque intervalle se fait pour une loi de puissance d'indice spectral fixé à $\Gamma = 2$ et seul le préfacteur est laissé libre pour l'ajustement. Tous les paramètres du modèle sont fixés à leurs valeurs optimales, sauf ceux des sources proches et des diffus galactique et isotrope. Si la valeur du TS dans un bin est inférieure à une valeur seuil, une limite supérieure sur son flux est calculée dans l'intervalle en énergie considéré.

Deux méthodes différentes sont utilisées pour calculer les limites supérieures. La première méthode consiste à suivre l'évolution de la quantité $2 \times \ln(\mathcal{L})$ et d'indiquer la valeur du flux pour laquelle cette quantité a changé d'un facteur correspondant au niveau de confiance recherché (CL pour *confidence level* par la suite). Le flux obtenu est une limite que le flux réel ne peut pas dépasser. Par exemple, un changement du logarithme de la vraisemblance \mathcal{L} de $(2.71/2)$ équivaut à un niveau de confiance à 95% sur la limite supérieure du flux (Rolke et al. 2005). Cette méthode est uniquement applicable si le bin considéré contient un minimum de photons détecté. Dans le cas contraire, il faut utiliser la deuxième méthode basée sur les statistiques bayésiennes. Avec cette méthode, les limites supérieures du flux à 95% sont trouvées en intégrant le profil de vraisemblance (en fonction du flux de la source ϕ) en commençant par $\phi = 0$, sans aucune hypothèse sur sa distribution (Helene 1983).

7.9 Estimation des incertitudes

À chaque paramètre et information fournis par l'analyse de maximum de vraisemblance sont associés des incertitudes reflétant la précision des résultats obtenus. Elles sont de deux types : les incertitudes statistique et systématique.

L'incertitude statistique est liée au nombre de photons considérés dans l'échantillonnage. Si le nombre d'évènements est assez important, cette incertitude est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'évènements analysés. Plus la statistique disponible est importante, plus petites sont les incertitudes liées aux paramètres spectraux et aux paramètres morphologiques de la source. Ces incertitudes sont estimées à l'aide de deux algorithmes, MIGRAD ou MINOS (James & Roos 1975), qui utilisent des matrices de covariance permettant de prendre en compte la corrélation entre les différents paramètres. Contrairement à MIGRAD, MINOS calcule des erreurs asymétriques, en contrepartie d'un temps de calcul plus long.

Les incertitudes systématiques ont pour origine notre connaissance imparfaite des IRFs du *Fermi*-LAT, imposant une limite sur la précision des mesures, notre incertitude sur la morphologie de la source étudiée, et sur le modèle choisi pour représenter les émissions diffuses Galactique et isotrope.

7.9.1 Incertitude systématique liée aux IRFs

La connaissance imparfaite des IRFs se traduit par des incertitudes sur la détermination de la surface efficace du détecteur. Ces incertitudes ont été estimées en comparant les paramètres des simulations MC avec les valeurs obtenues par la reconstruction du *Fermi*-LAT (Ackermann et al. 2012). Elles dépendent de la classe des évènements considérés (PSF, EDISP) et de la prise en compte de la dispersion en énergie, qui réduit fortement cette incertitude.

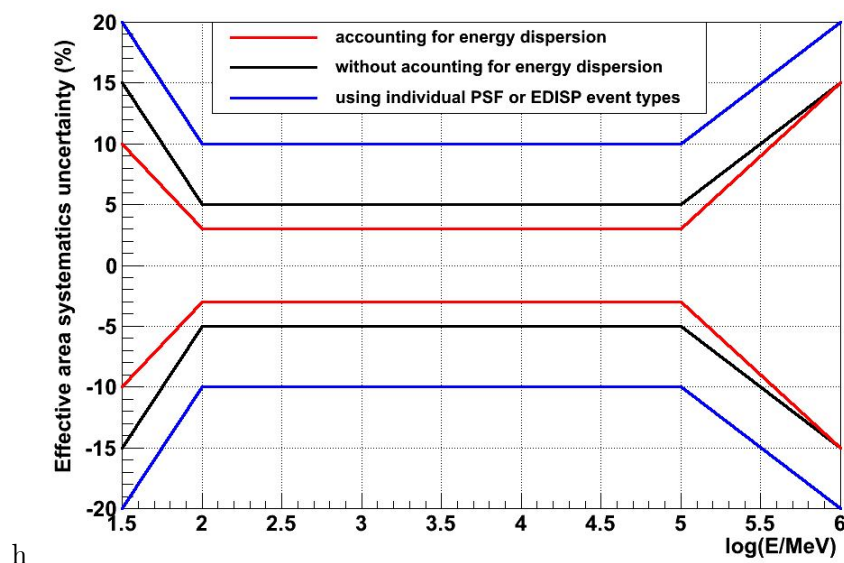


FIGURE III.9 – Évolution de l'incertitude sur la surface efficace du LAT en fonction de l'énergie. Les courbes noire et rouge montrent l'incertitude pour des événements pris sans distinction de classe, avec (rouge) ou sans (noir) la prise en compte de la dispersion en énergie. La courbe bleu montre l'incertitude obtenue si l'on ne sélectionne qu'une partie de la statistique disponible, si l'on sélectionne une classe d'évènement en particulier par exemple (PSF, EDISP). Figure extraite de https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm.

Comme on peut le voir sur la figure III.9, les incertitudes systématiques de la surface efficace du LAT sont de 5% pour des énergies comprises entre 100 MeV et 100 GeV. En dehors de cet intervalle en énergie, elles augmentent symétriquement jusqu'à atteindre ~20%. L'impact de l'incertitude de la surface efficace sur les résultats d'une analyse est estimé en ajoutant une fonction correctrice. Son but est d'augmenter ou réduire la surface efficace suivant les courbes de la figure III.9. Ces fonctions permettent d'encadrer les paramètres pour lesquels on souhaite déterminer l'incertitude systématique due à la surface efficace. On obtient après analyse, deux valeurs extrêmes pour le paramètre considéré, reflétant l'impact de la variation de la surface :

$$Err_{syst}(A_{eff}) = \sqrt{(P_{max} - P_{std})^2 + (P_{min} - P_{std})^2} \quad (\text{III.6})$$

ou P_{min} et P_{max} correspondent aux valeurs extrêmes du paramètre, obtenues en appliquant la fonction de correction, et P_{std} la valeur du paramètre obtenue en utilisant les IRFs nominales.

7.9.2 Incertitude systématique liée au fond diffus galactique

Notre connaissance imparfaite de la distribution de gaz dans la galaxie implique l'existence de différents modèles d'EDG qui ne vont pas tous attribuer de la même façon ces photons de basse énergie. Pour estimer les erreurs systématiques liées à la modélisation de l'EDG, huit modèles d'émission galactique différents ont été développés par de Palma et al. (2013) en utilisant GALPROP. Ces modèles alternatifs jouent sur la combinaison de trois paramètres ayant le plus d'impact sur l'émission diffuse : la température du spin de l'hydrogène, la distribution des sources de rayons cosmiques présentes dans la Galaxie et la taille du halo Galactique.¹⁵

15. Région dans laquelle sont magnétiquement confinés les rayons cosmiques, pouvant mesurer 4 kpc ou 10 kpc.

Ces huit modèles alternatifs sont construits de la même façon que le modèle d'émission standard (cf section III-7.3). Les paramètres spectraux de nos sources sont alors ajustés avec la méthode de maximum de vraisemblance en utilisant indépendamment chacun des huit modèles de diffus Galactique. L'erreur systématique d'un paramètre est alors donnée par :

$$Err_{syst}(EDG) = \sqrt{\frac{1}{\sum_i w_i} \sum_{i=0}^{i=8} w_i (P_i - P_{std})^2} \quad (\text{III.7})$$

où P_i est la valeur du paramètre ajusté par les différents modèles de diffus, P_{std} la valeur du paramètre obtenue par le modèle de diffus standard et w_i la pondération définie comme

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{III.8})$$

où σ_i est l'incertitude statistique du paramètre obtenu avec les différents modèles de diffus.

7.9.3 Incertitude systématique liée à la morphologie

L'analyse morphologique a pour but de tester l'hypothèse de la présence d'une extension spatiale des sources γ étudiées. L'estimation des paramètres spatiaux d'une source est impactée par les incertitudes systématiques liées à l'émission diffuse totale, ainsi que celles des IRFs. Pour une source détectée comme étendue, on peut par exemple comparer le modèle le mieux adapté déterminé par notre analyse avec le modèle morphologique déterminé par une autre expérience ou par une autre longueur d'onde par exemple. On définit alors une erreur systématique pour la morphologie appelée Err_{morpho} .

Les erreurs systématiques sont sommées quadratiquement pour donner l'incertitude systématique totale sur les paramètres d'une analyse :

$$Err_{syst} = \sqrt{(Err_{EDG})^2 + (Err_{Aeff})^2 + (Err_{morpho})^2} \quad (\text{III.9})$$

où Err_{EDG} , Err_{Aeff} et Err_{morpho} sont les erreurs systématiques décrites ci-dessus.

Dans la première moitié de ce chapitre, nous avons décrit la structure du *Fermi*-LAT ainsi que les principes sur lesquels repose le détecteur pour l'étude des sources γ de haute énergie. Dans la deuxième partie, nous avons passé en revue les différentes étapes d'une analyse complète des données *Fermi*-LAT et nous avons décrit et caractérisé les sources d'erreurs statistiques et systématiques ainsi que les moyens de les estimer.

Les données accumulées par le *Fermi*-LAT au cours de ces nombreuses années d'observations sont utilisées pour la mise en évidence et l'étude des sites d'accélération des rayons cosmiques.

Les principes et les méthodes d'analyse présentées dans ce chapitre ont été utilisées pour effectuer l'analyse de deux sources γ de haute énergie : HESS J1640–465 et le candidat PeVatron HESS J1641–463, susceptibles d'être des sites efficaces d'accélération de protons. Le chapitre suivant est dédié à la présentation de cette analyse et aux conclusions quant à la nature de ces sources.

Analyse conjointe des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 à l’aide des observations du *Fermi*-LAT

L’analyse présentée dans ce chapitre utilise les dernières améliorations apportées par la version *Pass 8* des données de *Fermi* pour étudier deux sources de haute énergie localisées dans le plan galactique appelées HESS J1640–465 et HESS J1641–463. L’intérêt pour ces sources est sans cesse renouvelé car HESS J1641–463 est un des meilleurs candidats PeVatron de H.E.S.S. et HESS J1640–465 est potentiellement un accélérateur de protons. L’analyse de ces sources avec les données du *Fermi*-LAT présentée ici, puis avec les données de H.E.S.S. dans la suite de ce manuscrit est donc essentielle pour comprendre leur nature et contraindre les modèles d’émission. Cette analyse a fait l’objet d’un article publié dans *The Astrophysical Journal* (APJ) le 17 mai 2021 (Mares et al. 2021).

Cette analyse n’aurait pu être menée à bien sans la collaboration de nombreux experts. Ainsi, l’analyse des données en rayon X a été réalisée par Fabio Acero du laboratoire AIM du CEA. L’analyse dans le domaine radio a été faite par Dave A. Green du *Cavendish Laboratory* à Cambridge. Josef D. Gelfand de *New York University Abu Dhabi* aux Émirats Arabes Unis, est à l’origine du modèle de PWN utilisé. La discussion sur l’accélération de particules au sein d’un SNR a été menée avec Stefano Gabici de l’APC à Paris Diderot. Finalement, c’est Colin Clark du *Jodrell Bank Centre for Astrophysics*, de l’université de Manchester qui a effectué la recherche de pulsations à l’aveugle sur les données γ .

1 Présentation des sources

1.1 HESS J1640–465

Localisée dans le plan Galactique, HESS J1640–465 est une source γ de haute énergie découverte par le système stéréoscopique de haute énergie H.E.S.S. pendant son sondage du plan Galactique en 2006 (H.E.S.S. Galactic Plane Survey, Aharonian et al. 2006). Initialement détectée comme une source ponctuelle, des observations supplémentaires ont permis de mettre en évidence une extension spatiale significative de cette source. La morphologie spatiale de HESS J1640–465 est ainsi bien modélisée par une distribution gaussienne de largeur $\sigma = 0.^{\circ}072 \pm 0.^{\circ}003$. Son émission γ détectée au TeV est décrite par un spectre en loi de puissance d’indice de photon $\Gamma = 2.11 \pm 0.09$ possédant une coupure super exponentielle $E_c = 6.0^{+2.0}_{-1.2}$ TeV (Abramowski et al.

2014a).

Une étude du milieu interstellaire environnant a montré que la source HESS J1640–465 est en étroite coïncidence spatiale avec le nuage moléculaire G338.4+0.1 recouvrant la partie Nord-Est d’un vestige de supernova en coquille (cf. cercle noir, Figure IV.1). Appelé SNR G338.3–0.0 (Whiteoak & Green 1996), ce SNR radio possède une extension $\sigma = 7'$.

En se basant sur son extension spatiale et sur l’évolution standard d’un SNR (cf section II-1), son âge a été estimé entre 1000 et 8000 ans. La présence d’une importante quantité de gaz et de poussière dans l’environnement proche du SNR rend l’estimation précise de son âge difficile. En effet, même si les SNR passent par les mêmes phases d’évolution, l’extension spatiale d’un SNR va dépendre de la vitesse de l’onde de choc qui se propage dans le MIS. Comme nous l’avons vu dans la section II-1, une onde de choc se propageant dans un milieu de forte densité va balayer une masse de matière très importante et va entrer en phase de Sedov plus rapidement. L’onde de choc va ralentir plus tôt, entraînant une extension moindre du SNR par rapport à son évolution dans un milieu de densité plus faible sur une échelle de temps similaire. Une connaissance précise de la densité du milieu interstellaire autour du SNR est donc nécessaire pour estimer précisément l’âge d’un SNR.

Aucune contrepartie dans le domaine des rayons X n’a été détectée en provenance de la coquille du SNR G338.3–0.0, en raison de la faible température de ses éjectas et de la grande densité de colonne dans la ligne de visée. Cette importante densité de colonne est à l’origine d’une forte absorption, rendant toute détection d’une émission X thermique difficile. Cependant, des observations ultérieures de la région réalisées à l’aide du satellite *XMM-Newton*, ont révélé la présence d’une source d’émission X non-thermique possédant une extension spatiale $\sigma = 27'' \pm 3''$ (Funk et al. 2007). Cette source, localisée dans le SNR G338.3–0.0, coïncide avec l’émission γ de HESS J1640–465.

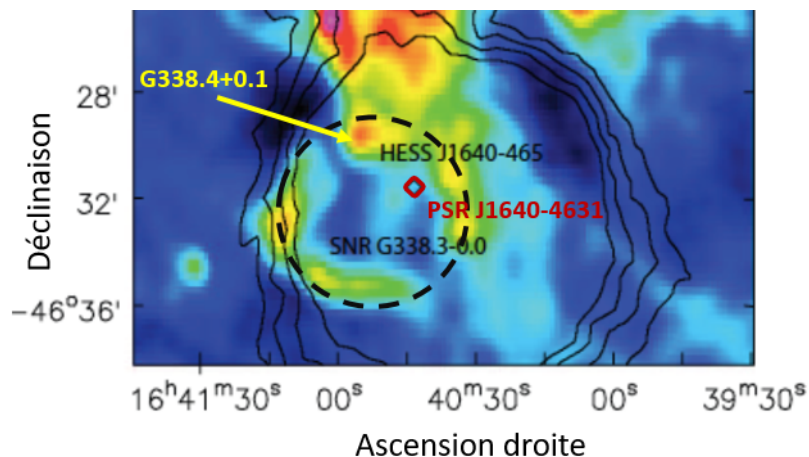


FIGURE IV.1 – Carte radio extraite des données de MOST à 843 MHz de HESS J1640–465. Contours noirs : contours de signification à 6, 7 et 8 σ de l’émission de rayons γ à $E > 4$ TeV de HESS J1640–465. La position et l’extension du SNR G338.3–0.0 sont indiquées par un cercle noir en pointillés, la position du pulsar X associé est indiquée par le diamant rouge. Image provenant du *Sydney University Molonglo Sky Survey*.

En utilisant les données du satellite *Chandra*, Lemièrè et al. (2009) ont mis en évidence la présence d’un objet compact dans le SNR G338.3–0.0. En utilisant l’absorption de la raie d’émission de $\lambda = 21$ cm de l’hydrogène atomique HI, Lemièrè et al. (2009) ont estimé une distance

à la source comprise entre 8 et 13 kpc. Cet objet a été identifié comme un pulsar émetteur de rayons X par [Gotthelf et al. \(2014\)](#) à l'aide des données observationnelles de *NuSTAR* (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array*). La corrélation entre la position de ce pulsar X et celle de la source non-thermique étendue a permis d'identifier cette dernière comme étant la PWN associée à ce pulsar. Avec un âge caractéristique estimé à 3350 ans et une énergie rotationnelle de $\dot{E} = 4.4 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, le pulsar PSR J1640–4631 possède des propriétés similaires à celles des pulsars alimentant des PWN au TeV ([Klepser et al. 2013](#)). Aucune pulsation radio ou γ n'a été détectée en provenance de ce pulsar.

Par la suite, une source ponctuelle spatialement coïncidante avec la source H.E.S.S. a été détectée par le *Fermi*-LAT en 2010 ([Slane et al. 2010](#)). Son émission au GeV détectée par le *Fermi*-LAT est modélisée par une loi de puissance avec un indice spectral mou $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$. En considérant son flux énergétique et sa distance, HESS J1640–465 était à ce moment considérée comme l'une des sources au TeV les plus brillantes de la Galaxie. La bonne connexion spectrale entre son émission au GeV et au TeV, combinée avec une coïncidence spatiale, a naturellement mené à considérer que les émissions observées par H.E.S.S. et *Fermi* étaient originaires d'une source unique. La découverte de la source de haute énergie voisine (HESS J1641–463 ; [Abramowski et al. 2014b](#)), suivie de sa détection au GeV, changea l'indice spectral de HESS J1640–465, de $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$ à un indice spectral plus dur $\Gamma = 1.99 \pm 0.04$ lors d'une analyse simultanée de ces deux sources entre 0.1 et 300 GeV ([Lemoine-Goumard et al. 2014](#)). Cette différence d'indice spectral a été attribuée à la contamination du signal de HESS J1640–465 par de l'émission de basse énergie de HESS J1641–463. HESS J1640–465 voyait alors son flux de basse énergie augmenter de façon artificielle. En utilisant des données radio multi-fréquences de haute résolution de G338.3–0.0, [Castelletti et al. \(2011\)](#) ont dérivé des limites supérieures sur le flux radio de cette source.

1.2 HESS J1641–463

Avec un indice spectral plus dur, mais d'une intensité plus faible que HESS J1640–465 à très haute énergie, HESS J1641–465 n'a pas pu être découverte par H.E.S.S. en utilisant la méthode de détection standard. En raison de sa faible intensité, et malgré un indice spectral au TeV de 2.1, cette source située à 0.25° de HESS J1640–465 était "noyée" dans le rayonnement de sa voisine, bien plus brillante dans ce domaine d'énergie. HESS J1641–463 a été détectée en effectuant une analyse de la région au-dessus d'une énergie seuil de 4 TeV ([Abramowski et al. 2014b](#)). C'est à cette énergie qu'une coupure exponentielle apparaît dans le spectre d'émission de HESS J1640–465, la rendant moins brillante que HESS J1641–463.

Avec son spectre dur au TeV et une détection de photons jusqu'à plus de 30 TeV, cette source sans extension spatiale mesurable coïncidante avec le SNR radio G338.5+0.1 est l'un des meilleurs candidats PeVatron de H.E.S.S. (cf. Figure IV.2). La taille de ce SNR varie entre 16 ou 30 pc selon la modélisation utilisée qui, comme pour HESS J1640-465, est très dépendante de la distribution de matière autour de ce SNR. Son âge est ainsi estimé entre 1.1 et 3.5 milliers d'années (pour une taille de 16 pc) (respectivement 5 et 17 milliers d'années pour 30 pc) pour une même distance. Les données observationnelles à 843 MHz du *Molonglo Observatory Synthesis Telescope* (MOST) ont mis en évidence la présence d'une région dense et brillante d'hydrogène moléculaire HII, qui semble connecter, par projection sur la ligne de visée, les deux SNR G338.3–0.0 et G338.5+0.1 ([Whiteoak & Green 1996](#)).

Une analyse utilisant 5 ans de données du *Fermi*-LAT a révélé la présence d'une source au GeV coïncidente avec la source au TeV de H.E.S.S ([Lemoine-Goumard et al. 2014](#)). Cette analyse

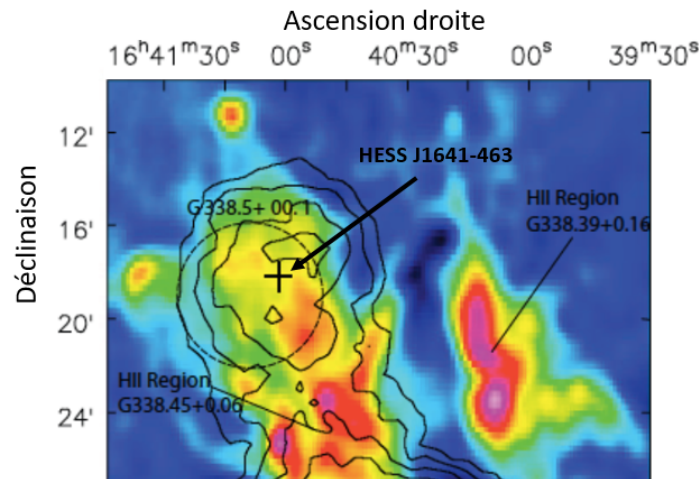


FIGURE IV.2 – Carte radio extraite des données MOST à 843 MHz de HESS J1641–463. La position et l’extension du SNR G338.5+0.1 sont indiquées par un cercle noir pointillé, la meilleure localisation de HESS J1641-463 est représentée par une croix noire.

a montré que l’émission au GeV était bien modélisée par un spectre en loi de puissance d’indice spectral $\Gamma = 2.47 \pm 0.05$ (entre 0.1 et 300 GeV) ce qui diffère fortement de l’indice spectral au TeV observé par H.E.S.S. Des observations multi-longueur d’onde n’ont révélé aucune contrepartie radio, X ou optique compatible avec la position de l’émission γ . Cette absence de contrepartie est la raison pour laquelle l’origine de l’émission γ observée est toujours inconnue : il est difficile d’appliquer des contraintes aux différents scénarios cherchant à comprendre l’émission observée.

1.3 Historique des scénarios envisagés

Lors de sa détection, l’émission au TeV de la source étendue HESS J1640–465 fut interprétée comme le résultat de l’interaction Compton inverse entre les photons du MIS et les électrons/positrons accélérés au sein de la nébuleuse de pulsar coïncidente. Ce scénario a été conforté par la détection subséquente d’une source en rayon X spatialement étendue associée au pulsar X PSR J1640–4631, située dans SNR G338.3–0.0. [Xin et al. \(2018\)](#) ont montré par la suite que l’hypothèse d’accélération d’électrons au sein d’une PWN, appelé scénario leptonique, est un des meilleurs modèles théoriques permettant de reproduire l’émission γ de HESS J1640–465 (Figure IV.3). Dans ce scénario, la coupure exponentielle présente dans le spectre d’émission γ de HESS J1640–465 s’explique par la combinaison entre les pertes par énergie synchrotron des électrons d’une énergie proche du TeV et l’accélération maximale des particules dans la PWN.

Par la suite, la prise en compte des observations radio de la région et des deux SNR a modifié l’hypothèse d’une origine leptonique de l’émission γ pour une hypothèse hadronique liant rayonnement au TeV de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463 au sein d’un même cadre théorique. Dans ce scénario, le rayonnement au TeV des deux sources proviendrait de protons accélérés jusqu’à des centaines de TeV par le SNR associé à chacune des sources. L’émission non thermique observée pour la source HESS J1640–465 pourrait alors provenir de l’interaction entre les protons accélérés par le SNR G338.3–0.0, en coïncidence spatiale avec cette source γ , et le nuage moléculaire G338.4 + 0.1, recouvrant la partie Nord-Est de la coquille de ce même SNR. Ce nuage est visible sur la carte radio IV.1 et représenté sur le schéma de droite sur la Figure IV.4. Cette interaction produirait des pions neutres à l’origine de l’émission γ observée.

Seuls les protons possédant l’énergie la plus élevée seraient capables de s’échapper de la zone

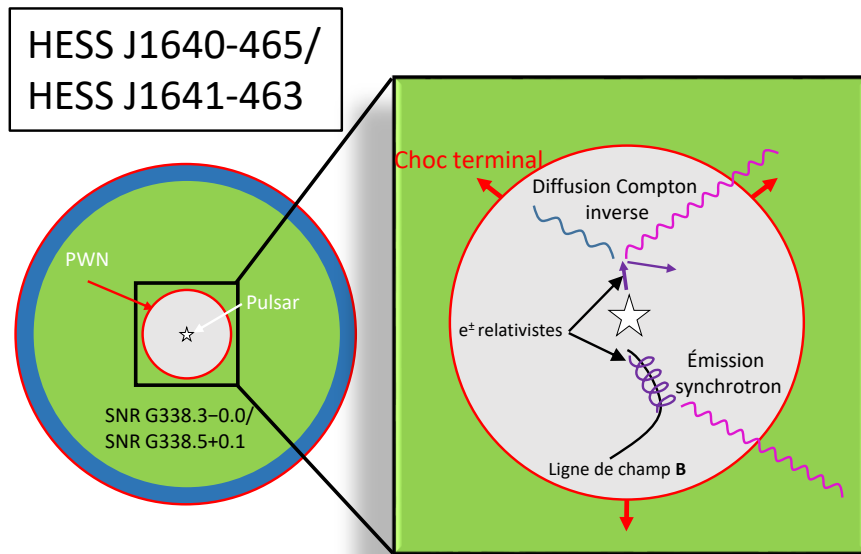


FIGURE IV.3 – Scénario leptonique d’accélération d’électrons/positrons dans une PWN.

d’accélération de l’onde de choc du SNR, de se propager puis d’interagir avec le nuage moléculaire concordant avec la position de la source HESS J1641–463 (à gauche sur la Figure IV.4). Cela expliquerait la luminosité relativement élevée de l’émission γ de HESS J1641–463 par rapport à celle de HESS J1640–465 au-dessus de 4 TeV, ainsi que son indice spectral dur à cette énergie. En dehors des considérations énergétique et spectrale, ce scénario hadronique n’est envisageable que si les deux sources sont spatialement corrélées. Cette hypothèse cruciale se base uniquement sur l’estimation des distances des sources et sur la détection du "pont" radio reliant les deux sources (Whiteoak & Green 1996).

Malgré tout, seule l’émission au TeV de HESS J1641–463 peut être expliquée par ce scénario hadronique. Aucune explication n’est fournie pour son émission détectée au GeV. Dans ce sens, l’émission au GeV pourrait provenir d’un hypothétique pulsar. HESS J1641–463 pourrait également être un système binaire, possédant un spectre semblable à celui d’un pulsar γ au GeV, sans continuité avec le spectre au TeV. Le spectre de haute énergie proviendrait alors du choc entre le vent du pulsar et celui de l’étoile compagne. Néanmoins, aucune variabilité n’a été détectée en utilisant 5 ans de données du *Fermi*-LAT, et aucune étoile n’a été observée à proximité de HESS J1641–463, quelle que soit la longueur d’onde utilisée.

Le travail qui va être présenté dans les sections suivantes est une analyse de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463 en utilisant 8 ans de données *Pass 8* du *Fermi*-LAT. Cette analyse utilise le catalogue de source 4FGL (Abdollahi et al. 2020) en combinaison avec les IRFs et les nouveaux modèles de fonds diffus, Galactique et isotrope.

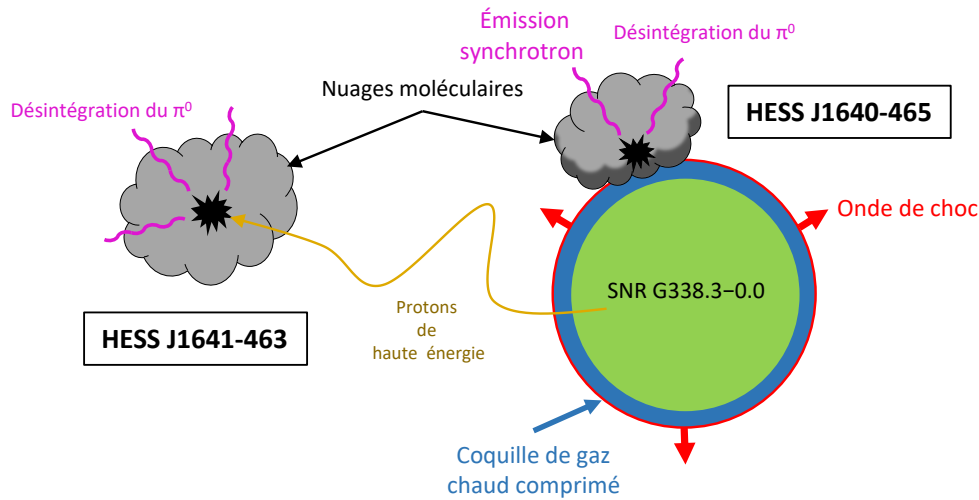


FIGURE IV.4 – Scénario hadronique d’accélération de rayons cosmiques dans un SNR. L’émission γ des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 proviendrait de l’interaction de ces rayons cosmiques avec les nuages moléculaires à proximité.

2 Préparation de l’analyse

2.1 Sélection des données

En raison de leur proximité, l’analyse des sources HESS J1640–465 et de HESS J1641–463 a été faite simultanément. Dans cette analyse binnée, nous avons utilisé 100 mois de données du *Fermi*-LAT et nous avons sélectionné les photons possédant une énergie reconstruite comprise entre :

- 1 GeV et 1 TeV pour l’analyse morphologique, afin de profiter de la meilleure résolution angulaire du LAT à ces énergies ;
- 200 MeV et 1 TeV pour l’analyse spectrale, afin d’avoir le spectre d’émission le plus complet possible.

En utilisant l’outil *gtselect*, présenté dans la section III-7.1.1, nous avons sélectionné les événements de la classe *Source*, provenant d’une région d’intérêt de $15^\circ \times 15^\circ$ centrée sur nos deux sources. Une coupure sur l’angle zénithal de 90° a été appliquée afin de limiter au maximum la contamination des données par l’albédo terrestre, notamment à basse énergie VII.1. Les intervalles de temps durant lesquels le satellite est passé dans l’Anomalie de l’Atlantique Sud ont été retirés grâce à *gtmktime*. Les filtres standards de qualité ($\text{DATA QUAL} > 0$) et ($\text{LAT CONFIG} = 1$) ont été choisis.

Les événements ont été subdivisés dans les quatre qualités de reconstruction angulaire (PSF0-1-2-3) dans le but de réaliser une analyse en *summed-likelihood*. Dans une telle analyse, chaque type de PSF est utilisé indépendamment puis combiné ensemble (cf. Section III-7.6). La version 11-07-00 des *ScienceTools* a été utilisée, ainsi que le package *Fermipy* dans sa version 0.18.0. (Wood et al. 2017).

La taille des pixels utilisés (0.04° est un compromis entre la taille des cartes générées et la résolution nécessaire pour les analyses morphologiques. La bande en énergie choisie pour l’analyse morphologique permet de choisir une taille de pixels plus petite que pour l’analyse spectrale. L’ensemble de l’analyse a été faite avec l’outil *gtlike*, en ajustant les données du *Fermi*-LAT à l’aide du modèle de la région tel que défini ci-après.

Intervalle de temps	04/08/2008 - 01/01/2017 (MET 239556977.6 - 504960000.0)
Angle zénithal	$< 90^\circ$
Filtre de qualité	(DATA QUAL $>$ 0) && (LAT CONFIG==1)
Dispersion en énergie	Oui
Étude morphologique	Intervalle en énergie : 1 GeV - 1 TeV
	ROI : 10°
	Pixel de la carte : 0.04°
Étude spectrale	Intervalle en énergie : 200 MeV - 1 TeV
	ROI : 15°
	Pixel de la carte : 0.1°

Tableau IV.1 – Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour l'analyse morphologique et spectrale des sources HESS J1640–465 et HESS J16401–463.

2.2 Modélisation de la région

Avant de commencer l'étude de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463, l'ensemble des sources d'émission susceptibles de contribuer aux photons γ provenant de la ROI doit être modélisé.

Pour ce faire, les sources de la région répertoriées dans le catalogue 4FGL sont utilisées pour fabriquer le modèle de la région. En raison de la dégradation de la PSF du LAT à basse énergie, toutes les sources présentes dans une région de $20^\circ \times 20^\circ$ centrée sur nos sources ont été prises en compte. Parmi l'ensemble de ces sources, seuls les paramètres spectraux (normalisation et indice spectral) des sources situées à moins de 3.5° du centre de la ROI sont laissés libres pour l'ajustement, les autres étant fixés aux valeurs fournies par le 4FGL.

Cette distance est un compromis entre le nombre de degrés de liberté maximum supporté par l'algorithme de vraisemblance¹, et la contribution des sources. Au-delà de cette distance les sources ont peu de chance de contribuer à l'émission des sources que l'on souhaite analyser. En revanche, les sources brillantes, possédant un TS supérieur à 200, ont leurs préfacteurs laissés libres, afin d'assurer une bonne normalisation de leur flux. Les émissions diffuses, Galactique et isotrope, sont également implémentées dans le modèle de la région et sont respectivement décrites dans les fichiers *gll_iem_v07.fits* et *iso_P8R3_SOURCE_V2_v1.txt*². La version P8R3_SOURCE_V2 des IRFs est utilisée dans cette analyse.

Ce modèle est censé représenter l'émission de toutes les sources γ connues dans la région d'intérêt. Cependant, il est possible que l'ajustement spécifique de ce modèle révèle des zones dont l'émission n'est représentée par aucune source. Pour le vérifier, une carte résiduelle en TS, d'une région de $15^\circ \times 15^\circ$ centrée sur HESS J1640–465, a été réalisée à l'aide de *Fermipy*. Cette carte a été obtenue en modélisant la ROI avec l'ensemble des sources du 4FGL, puis en testant, au centre de chaque pixel de cette carte, la présence d'une source ponctuelle avec un spectre en loi de puissance avec un indice spectral fixé à 2. Cette carte donne pour chaque pixel la significativité de détection d'une source en excès par rapport au fond. Cela permet de mettre en évidence des éventuels excès d'émission dans la région, qui ne sont donc pas décrites par les sources présentes dans le 4FGL.

1. MINUIT ne peut pas gérer plus de 100 paramètres à la fois, ce qui n'est pas le cas de NEWMINUIT.

2. Les deux modèles de diffus sont disponibles sur le Fermi Science Support Center : <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

Une première carte a été réalisée pour une énergie supérieure à 1 GeV. Lorsqu’un pixel de cette carte possède un TS supérieur ou égal à 16, une source est rajoutée à cette position et ses paramètres spectraux sont ajustés. Si cette source putative possède un un TS supérieur à 25³ après ajustement, elle est ajoutée au modèle de la région. De la même manière, une deuxième carte a été réalisée au-dessus de 200 MeV avec pour critère les pixels possédant cette fois un TS supérieur à 25 avant et après ajustement. Ce choix est nécessaire à basse énergie afin de s’affranchir le plus possible des éventuels excès appartenant à des structures artificielles dues à l’émission diffuse de la région. Au total, huit sources ont ainsi été rajoutées dans le modèle de la région. Le nom, l’indice de photon et le TS de ces sources après ajustement sont indiqués dans le Tableau IV.2.

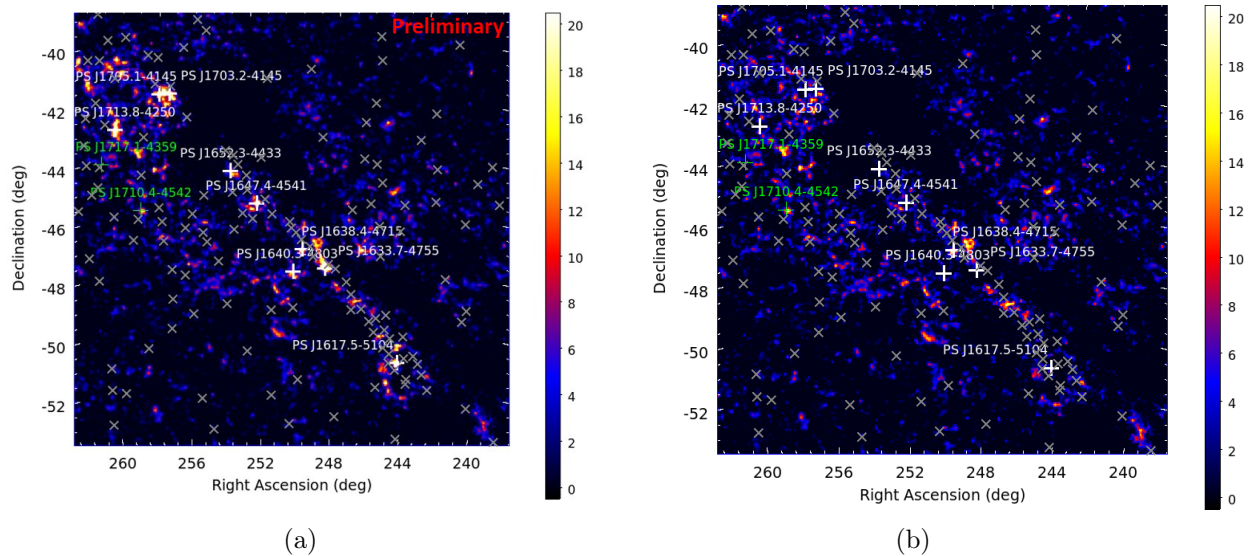


FIGURE IV.5 – Carte en TS résiduelle au-dessus de 1 GeV centrée sur HESS J1640–465. Les croix grises correspondent aux positions des sources présentes dans le 4FGL, les croix blanches aux sources rajoutées au modèle au-dessus de 1 GeV et les croix vertes celles ajoutées au-dessus de 200 MeV. La figure (a) représente la carte résiduelle avant l’ajout des sources, la figure (b) celle obtenue une fois les nouvelles sources prises en compte.

Les figures IV.5 a) et b) sont les cartes en TS résiduel de la région au-dessus de 200 MeV avant et après l’ajout des sources supplémentaires dans le modèle. Comme on peut le voir, l’ajout de ces sources au modèle permet une meilleure représentation de l’émission γ de la région qui nous intéresse. Les paramètres des sources additionnelles situées à plus de 3.5° de nos sources ont été fixés à leur valeur d’ajustement pour le reste de l’analyse. Ces sources portent le préfixe PS pour *PointSource* afin de les différencier des sources initiales du modèle portant le préfixe 4FGL.

La source additionnelle PS J1703.2–4145 est proche d’une source (4FGL J1704.1–4140) détectée dans la deuxième version du catalogue 4FGL (Ajello et al. 2020). Il est important de noter que, contrairement à notre analyse, le 4FGL utilise une pondération qui donne plus d’importance aux photons de haute énergie qu’à ceux de basse énergie. Cela permet de réduire les erreurs systématiques, lié à l’émission diffuse Galactique, mais réduit le TS des sources ayant un spectre mou ($\Gamma > 2$). Pour cette raison, les sources rajoutées par notre analyse ont possiblement été omises dans le 4FGL en raison de leurs indices spectraux $\Gamma > 2$ (voir Tableau IV.2). Il est possible que ces sources soient des structures artificielles issues du modèle d’émission diffuse dans cette région.

3. Un TS de 25 correspond à une détection minimale de 4σ

Nom	Index	TS
PS J1617.5-5104	$\Gamma = 2.02 \pm 0.02$	37
PS J1708.8-4007	$\Gamma = 3.02 \pm 0.02$	55
PS J1633.7-4755	$\Gamma = 2.71 \pm 0.17$	98
PS J1638.4-4715	$\Gamma = 2.62 \pm 0.02$	33
PS J1640.2-4803	$\Gamma = 3.26 \pm 0.34$	34
PS J1647.4-4541	$\Gamma = 2.22 \pm 0.17$	32
PS J1652.3-4433	$\Gamma = 2.84 \pm 0.02$	54
PS J1703.2-4145	$\Gamma = 3.45 \pm 0.40$	59

Tableau IV.2 – Nom, indice spectral et valeur de TS des sources additionnelles trouvées par *Fermipy* dans la région centrée sur HESS J1640–465 au-dessus de 200 MeV (en rouge) et au-dessus de 1 GeV (en noir).

Une analyse plus approfondie serait nécessaire pour confirmer l’existence de ces sources faibles et molles.

Une fois le modèle de la région optimisé pour reproduire l’émission γ observée, l’étape suivante de l’analyse consiste en l’étude de la morphologie spatiale de nos sources.

3 Étude morphologique

L’analyse morphologique de nos sources a été réalisée pour une énergie supérieure à 1 GeV, afin de bénéficier de la meilleure résolution angulaire du LAT à cette énergie tout en gardant une statistique suffisante.

Deux sources sont détectées dans le 4FGL, dont les positions coïncident avec HESS J1640–465 et HESS J1641–463 (4FGL J1640.6–4632 et 4FGL J1641.0–4619). Dans le but de les visualiser, deux cartes en TS d’une région de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ autour de ces sources ont été réalisées dans deux bandes en énergie. Ces cartes ont été obtenues en utilisant le modèle optimisé de la région, à l’exception de nos deux sources qui ont été retirées du modèle. La combinaison de ces cartes est montrée sur la figure IV.6. Le rouge correspond aux émissions $E > 1\text{ GeV}$ et le vert aux émissions $E > 10\text{ GeV}$. Cette carte est une première indication sur le type de spectre auquel on peut s’attendre pour nos sources. Elles montrent que nos deux sources sont brillantes en dessous de ~ 10 GeV mais que HESS J1641–463 n’est plus visible au-delà de cette énergie, suggérant un spectre mou pour cette dernière.

Pour contraindre le type d’objet et les mécanismes à l’origine de l’émission γ de nos sources, il est essentiel de modéliser le plus précisément possible leurs spectres. Pour ce faire, il est indispensable de vérifier si ces sources possèdent des propriétés spatiales particulières. L’analyse morphologique de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463 a été faite à l’aide de *Fermipy* de façon itérative. En utilisant le modèle de la région complété des sources additionnelles, nos deux sources ont dans un premier temps été relocalisées en les considérant comme des sources ponctuelles. Ensuite, la position estimée de HESS J1641–463 est fixée pendant qu’une hypothèse d’extension est testée pour HESS J1640–645 (et relocalisée en conséquence). Pour finir, la nouvelle position et l’extension de HESS J1640–465 sont fixées dans le modèle pendant la relocalisation et la recherche d’extension de HESS J1641–463. En suivant cette méthode, différents modèles d’extensions spatiales sont testés à l’aide d’une méthode de maximum de vraisemblance.

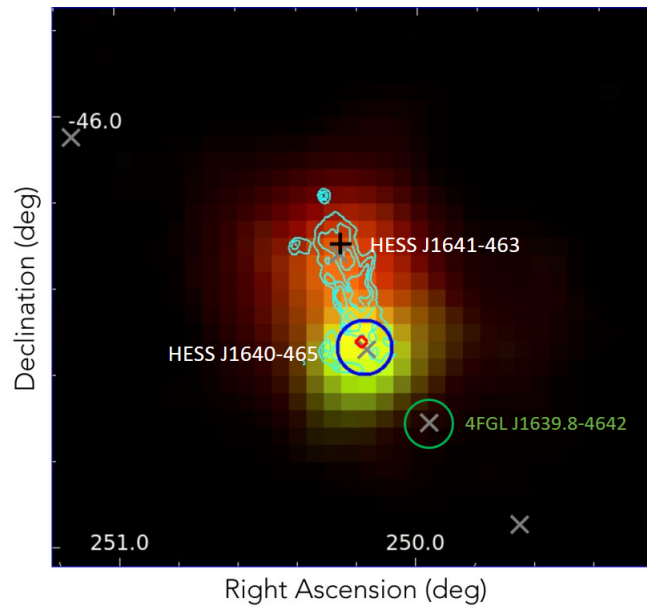


FIGURE IV.6 – Carte en TS d’une région de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$, au-dessus 1 GeV (rouge) et 10 GeV (jaune) centrée sur HESS J1640–465 obtenue à l’aide des données du *Fermi*-LAT. Les croix grises indiquent la position des sources du 4FGL. La meilleure localisation et l’extension gaussienne de HESS J1640–465 sont représentées à l’aide du cercle bleu. Le diamant rouge correspond à la position du pulsar X PSR J1640–4631. La croix noire représente la meilleure position de HESS J1641–463. En cyan sont montrés les contours du "pont" radio à 843 MHz vu par MOST (Whiteoak & Green 1996).

Les paramètres spatiaux de chaque modèle sont déterminés par *Fermipy*, puis les valeurs de TS associés à chaque modèle sont comparés pour déterminer quels modèles morphologiques permettent d’améliorer la qualité de l’ajustement (cf. section III-7.7).

Dans notre analyse, 3 modèles d’extensions spatiales ont été testés :

- (A) deux sources ponctuelles relocalisées par *Fermipy* ;
- (B) les meilleures positions et extensions estimées à l’aide de *Fermipy*, c’est-à-dire une gaussienne pour HESS J1640–465 et une source ponctuelle pour HESS J1641–463 ;
- (C) les meilleures positions et extensions des sources au TeV estimées par H.E.S.S pour les deux sources.

Dans l’ensemble de ces tests, les modèles spectraux des sources sont ceux référencés dans le 4FGL : l’émission de HESS J1640–465 est représentée par une loi de puissance et celle de HESS J1641–463 par une parabole logarithmique.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau VII.4, indiquant les positions et les extensions des différents modèles morphologiques, avec le nombre associé de degrés de liberté et la valeur du TS_{ext} obtenue. Cette analyse est la première à révéler une extension significative au-dessus de 1 GeV pour la source HESS J1640–465 en utilisant les données du *Fermi*-LAT, avec un $TS_{ext} = 35$ équivalent à $\sim 6 \sigma$. La géométrie de HESS J1640–465 est bien modélisée par une gaussienne possédant une largeur $\sigma = 0.053^\circ \pm 0.011^\circ_{stat} \pm 0.008^\circ_{syst}$. L’extension mesurée par H.E.S.S. ($\sigma = 0.072^\circ \pm 0.003^\circ$; Abramowski et al. (2014a)) est consistante avec notre meilleure estimation, en considérant les incertitudes liées à chaque mesure.

		<i>Fermipy</i> ponctuelles (A)	<i>Fermipy</i> (B)	H.E.S.S. (C)
HESS J1640–465	R.A. (°)	$250.18 \pm 0.01_{\text{stat}}$	$250.17 \pm 0.01_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$	250.180
	Dec (°)	$-46.55 \pm 0.01_{\text{stat}}$	$-46.55 \pm 0.01_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$	-46.530
	σ (°)	–	$0.053 \pm 0.011_{\text{stat}} \pm 0.008_{\text{syst}}$	0.072
HESS J1641–463	R.A. (°)	$250.26 \pm 0.01_{\text{stat}}$	$250.25 \pm 0.01_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$	250.26
	Dec (°)	$-46.32 \pm 0.01_{\text{stat}}$	$-46.29 \pm 0.01_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$	-46.30
# de degrés de liberté (N_{Dof})		9	10	5
TS_{ext} (ponctuelle vs modèle)		–	35	34

Tableau IV.3 – Tableau comparatif des différents modèles spatiaux pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463, pour une énergie supérieure à 1 GeV. Les paramètres spatiaux sont fournis avec leurs incertitudes statistiques et systématiques associées.

Malgré l'utilisation de 8 années de la version *Pass 8* des données du *Fermi*–LAT, aucune extension significative n'a pu être mise en évidence pour la source HESS J1641–463, le modèle spatial favorisé reste donc le modèle de source ponctuelle.

Les positions reportées au TeV par H.E.S.S. (modèle C) et celles estimées par notre analyse (modèle B) pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463 sont en accord, justifiant que les sources de H.E.S.S. et *Fermi* sont bien associées. Avec une même valeur de vraisemblance pour cinq degrés de liberté de plus, l'extension et les positions obtenues par *Fermipy* ne sont pas significativement meilleures que la meilleure morphologie de H.E.S.S. extraite de [Abramowski et al. \(2014b\)](#). Pour cette raison, c'est le modèle (C) qui a été utilisé dans la suite de notre analyse afin d'ajuster les modèles spectraux de HESS J1640–465 et HESS J1641–463, et représenter au mieux leurs émissions.

4 Analyse spectrale

Dans le but de caractériser l'émission γ de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463, une étude spectrale des deux sources a été réalisée au-dessus de 200 MeV et jusqu'à une énergie de 1 TeV. Bien que la limite de sensibilité du *Fermi*–LAT soit de ~ 50 MeV, nous avons choisi de commencer l'étude spectrale de nos sources à partir de 200 MeV pour éviter une contamination excessive des émissions des fonds diffus galactique et isotrope, très présents dans la région. Une analyse à plus basse énergie aurait été plus complexe, en raison de la difficulté d'attribuer les photons à nos sources ou aux émissions diffuses. De plus, la dégradation de la PSF à plus basse énergie pourrait être à l'origine d'une confusion entre les sources.

Cette analyse spectrale a été réalisée à l'aide de *gtlike* en utilisant une méthode binnée de "*summed-likelihood*". Les paramètres spectraux de nos sources (normalisation, indice spectral et courbure) ainsi que les normes des émissions diffuses galactique et isotrope ont été simultanément ajustées en utilisant le meilleur modèle de la région. Le modèle morphologique utilisé pour nos sources est celui reporté par l'analyse H.E.S.S. (cf. [Tableau VII.4](#)).

Les formes spectrales de HESS J1640–465 et HESS J1641–463 représentant au mieux leur émission ont été déterminées en testant différentes combinaisons de formes spectrales. Les résultats obtenus sont résumés dans le [tableau IV.4](#).

Le spectre d'émission de HESS J641–463 est bien modélisé par une parabole logarithmique avec $\alpha = 2.7 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$ et une courbure du spectre significative $\beta = 0.11 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.05_{\text{syst}}$.

HESS J1640–465	HESS J1641–463	N_{DoF}	$\Delta TS_{model\ vs\ 2LP}$
Loi de puissance	Loi de puissance	4	–
Loi de puissance	Parabole logarithmique	5	16
Parabole logarithmique	Loi de puissance	5	2
Parabole logarithmique	Parabole logarithmique	6	18

Tableau IV.4 – Comparaisons des différentes combinaisons de modèles spectraux entre 200 MeV et 1 TeV.

L’utilisation d’un spectre courbe pour représenter l’émission de HESS J1641–463 permet, pour l’ajout d’un seul degré de liberté supplémentaire, d’améliorer la vraisemblance de $\sim 4\sigma$ par rapport à l’utilisation d’un spectre en loi de puissance. En utilisant cette forme spectrale, un flux en énergie de $(4.54 \pm 0.31_{stat} \pm 1.53_{syst}) \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ a été calculé entre 200 MeV et 1 TeV. L’émission de HESS J1640–465 est bien décrite par un spectre en loi de puissance avec un indice spectral $\Gamma = 1.8 \pm 0.1_{stat} \pm 0.2_{syst}$ plus dur que celui rapporté par l’analyse précédente $\Gamma \simeq 2$. Ce spectre ne montre aucune courbure significative (cf Tableau IV.4). En utilisant cette forme spectrale, un flux en énergie de $(40.0 \pm 0.5_{stat} \pm 0.33_{syst}) \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ a été calculé entre 200 MeV et 1 TeV. En utilisant la meilleure forme spectrale pour chacune de nos sources, elles sont détectées au-dessus de 200 MeV avec un TS de 232 pour HESS J1640–465 et de 813 pour HESS J641–463.

Nous avons ensuite calculé la distribution spectrale en énergie en subdivisant l’intervalle en énergie [200 MeV - 1 TeV] en 11 intervalles logarithmiquement espacés. La méthode de vraisemblance est ensuite appliquée dans chacun de ces intervalles, en modélisant le spectre de nos sources par une loi de puissance avec un indice spectral fixé à 2. Cela permet de s’affranchir du modèle spectral utilisé sur l’ensemble de la bande en énergie. Seule la norme de notre source, de la source voisine et des émissions diffuses galactique et isotrope ont été ajustées. Si la valeur du TS est supérieure à 1 dans un des intervalles en énergie, un flux est estimé. Dans le cas contraire, une limite supérieure à 95% de niveau de confiance (2σ) sur le flux est calculée.

Les Figures IV.7 et IV.8 représentent respectivement les SED obtenues pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463. Comme aucune émission n’a été détectée entre 0.1 et 1 TeV pour HESS J1641–463, une limite supérieure sur le flux dans cette bande en énergie a été calculée en combinant la statistique des trois derniers sous-intervalles en énergie. La courbe et les points roses proviennent de la dernière analyse de la collaboration *Fermi* (Lemoine-Goumard et al. 2014). Les points et la courbe bleue représentent le spectre obtenu par l’analyse spécifique de ces sources par H.E.S.S. extrait de Abramowski et al. (2014b). Les croix ouvertes sont extraites du HGPS (Abdalla et al. 2018). Dans les deux figures, les incertitudes correspondent respectivement aux incertitudes statistiques (en rouge), et à la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques (en noir) (cf. Section III-7.9). Dans chaque SED, les erreurs systématiques deviennent dominantes en dessous de 5 GeV en raison du fort impact de l’émission diffuse galactique et isotrope à cette énergie. Elles sont moins importantes pour HESS J1641–463 en raison de la forte statistique disponible pour cette source à cette énergie. Les incertitudes systématiques liées à la morphologie spatiale de HESS J1640–465 ont été prises en compte suivant l’équation III.9. Celles-ci ont été obtenues en comparant le flux obtenu en utilisant le modèle morphologique de H.E.S.S. avec celui déterminé en utilisant celle de *Fermi*.

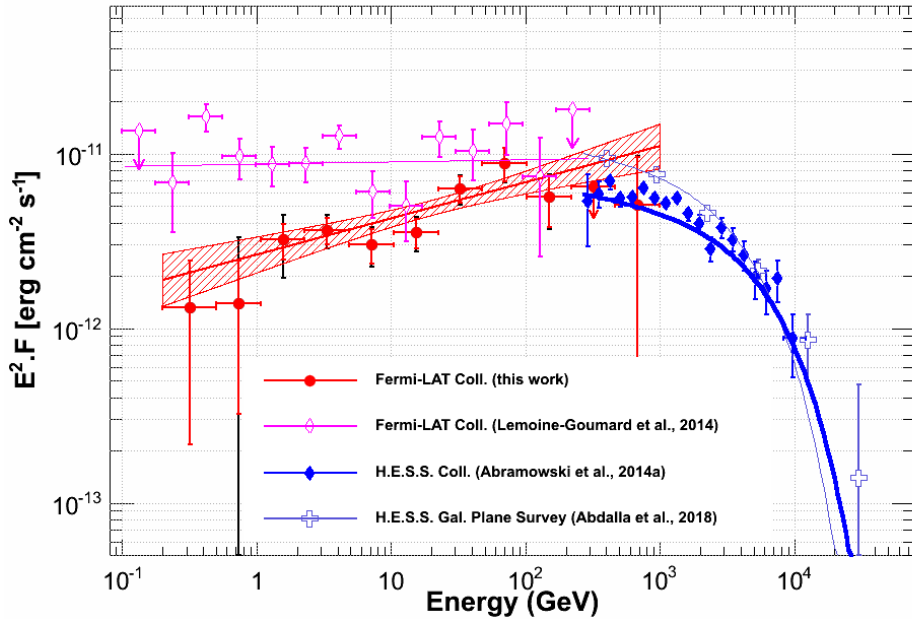


FIGURE IV.7 – Distribution spectrale en énergie (SED) de HESS J1640–465 entre 200 MeV et 1 TeV, utilisant la position et l’extension de H.E.S.S. (Abramowski et al. 2014b). La ligne et la zone hachurée en rouge représentent respectivement le meilleur ajustement et son intervalle de confiance à 68% (1σ). Les points rouges sont les flux estimés dans chacun des sous-intervalles en énergie, combinés avec les erreurs statistiques (rouge) et statistiques plus systématiques (noir). Les points et la courbe bleue représentent le spectre obtenu par l’analyse H.E.S.S. (Abramowski et al. 2014b).

Comme on peut le voir sur la figure IV.7, le spectre au GeV obtenu par notre analyse et le spectre au TeV de H.E.S.S. de HESS J1640–465 sont dans la même continuité. Cela soutient l’hypothèse que les deux instruments observent bien la même source. Pour HESS J1641–463 par contre, le spectre au GeV obtenu par notre analyse et le spectre au TeV de H.E.S.S. sont très différents (cf. Figure IV.8). Les positions estimées au GeV et au TeV nous indiquent que l’on observe bien une source unique. Les émissions observées au GeV et au TeV sont donc probablement produites par des mécanismes différents. Nos résultats diffèrent significativement de l’analyse précédente (points rose ; Lemoine-Goumard et al. 2014). Les différences entre les deux analyses sont nombreuses : l’utilisation de 8 ans de la version *Pass 8* des données du *Fermi*-LAT, l’utilisation d’un nouveau catalogue de sources, une nouvelle modélisation des diffus galactique et isotrope ainsi qu’un changement de la forme spectrale de la source HESS J1641–463 (anciennement modélisée par une loi de puissance).

Pour comprendre quelle est l’origine de ce changement et retrouver les résultats de l’analyse précédente, nous avons testé deux hypothèses. Le premier test a consisté à de nouveau modéliser l’émission de HESS J1641–463 par un spectre en loi de puissance. Ce test a montré que si l’on retire la courbure du spectre de HESS J1641–463, l’indice spectral de HESS J1640–465 n’est pas modifié de manière significative ($\Gamma \sim 1.85$) et ne permet pas de retrouver l’indice de $\Gamma \sim 2$ de l’analyse précédente. Le second test a consisté à comparer les catalogues utilisés dans chacune des deux analyses. Cette comparaison montre qu’une source voisine des nôtres (4FGL J1639.8–4642, voir Figure IV.6) n’était pas détectée dans la liste de sources du 3FGL utilisée dans

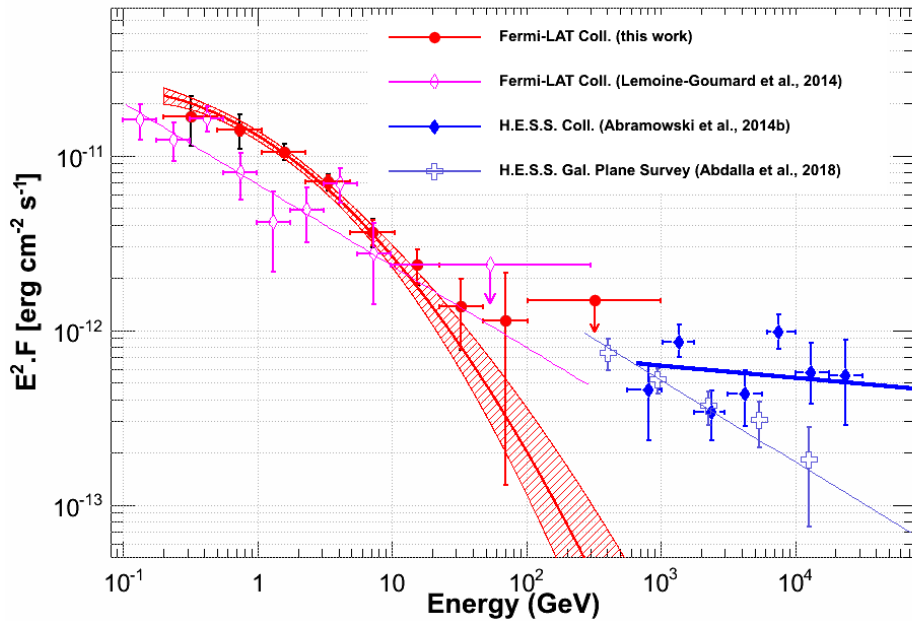


FIGURE IV.8 – SED de HESS J1641–463 entre 200 MeV et 1 TeV utilisant la position de H.E.S.S. extraite Abramowski et al. (2014b). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure IV.7.

l’analyse de Lemoine-Goumard et al. (2014). Cette source, localisée à 0.2° de HESS J1640–465, possède un spectre mou possédant une courbure significative de $\beta = 0.15 \pm 0.06$. En retirant la source du modèle de la région, la qualité de l’ajustement s’est vue dégradée par un $\Delta TS = 102$ et l’indice spectral de HESS J1640–465 est passé à $\Gamma \simeq 2.1$. Il est probable que la forme spectrale de J1639.8–4642 soit à l’origine d’une contamination de l’émission de HESS J1640–465 à basse énergie, ayant pour conséquence une modification de la valeur de son indice spectral. Un effet similaire est observable dans la première analyse *Fermi* de HESS J1640–465 par Slane et al. (2010). Lors de cette analyse, HESS J1640–465 se voyait contaminée par l’émission de basse énergie provenant de HESS J1641–463, non détectée à cette époque. Cette contamination augmentait artificiellement l’indice spectral de HESS J1640–465 jusqu’à la valeur $\Gamma = 2.3$.

5 Observations multi-longueur d’onde

Pour contraindre au maximum l’origine de l’émission γ de HESS J1640–465 et HESS J1641–463, il est nécessaire de prendre en compte les émissions provenant des autres longueurs d’onde. Dans le cas de HESS J1640–465, les informations X et radio utilisées dans les discussions qui suivent proviennent de la littérature. Pour HESS J1641–463 en revanche, peu d’observations dédiées ont été effectuées et analysées. C’est pourquoi nous avons effectué une étude des émissions X et radio de HESS J1641–463 en se servant des observations disponibles dans ces longueurs d’onde.

5.0.1 Recherche de contrepartie en rayon X

La région contenant les sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 a été observée dans le domaine des rayons X par les télescopes *XMM-Newton* et *Chandra*. Ces observations ont permis de mettre en évidence la présence d’un pulsar X accompagné de sa nébuleuse dans le SNR coïncidant avec HESS J1640–465 (Lemiere et al. 2009; Gotthelf et al. 2014). Cependant,

aucune observation dédiée n'a été réalisée sur la source voisine HESS J1641–463. Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé les observations X contenant la source HESS J1641–463 dans leur champ de vue, dans l'optique de contraindre les modèles d'émission de cette source.

Pour prendre en compte toute émission X pouvant être attribuée à HESS J1641–463, il faut prendre en compte la région susceptible de contribuer à cette émission. C'est pourquoi malgré sa morphologie ponctuelle, nous avons pris une région d'intégration correspondant à la limite supérieure sur son extension de $3'$ estimée par H.E.S.S.. Dans l'observation (ObsID 0302560201 ; avec une exposition de 22×10^3 s) de *XMM-Newton*, la source HESS J1641–463 n'est pas entièrement contenue dans le champ de vue, rendant toute estimation d'un flux en rayons X en provenance de cette source difficile. En revanche, parmi les données de *Chandra*, l'observation (ObsID 12508 ; avec une exposition de 19×10^3 s) contient entièrement HESS J1641–463 dans son champ de vue (cf. Figure IV.9). L'estimation du flux en rayons X qui suit a donc été réalisée uniquement à partir des données de cette observation.

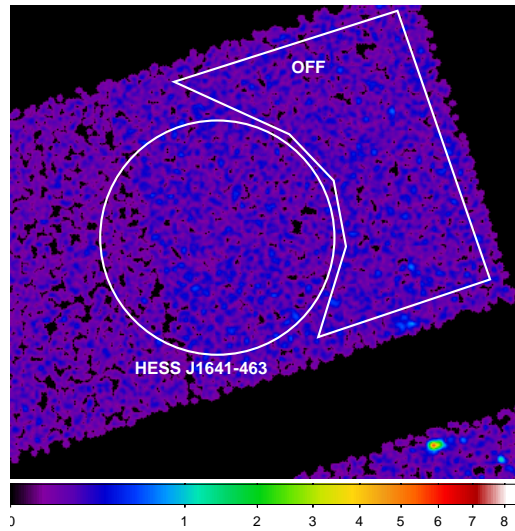


FIGURE IV.9 – Carte de photons de l'observation (ObsID 12508) de *Chandra* dans l'intervalle en énergie 0.5 – 6 keV. Le cercle représente la limite supérieure sur l'extension de HESS J1641–463 centré sur sa meilleure localisation. La région OFF utilisée afin de calculer le fond astrophysique et instrumental est également montrée.

Comme on peut le voir sur la Figure IV.9, aucune source X n'est détectée de manière significative en coïncidence avec HESS J1641–463. À partir de ces données, nous avons donc calculé une limite supérieure sur le flux en rayons X de HESS J1641–463. Afin de pouvoir comparer les flux mesurés dans différentes longueurs d'onde, la limite supérieure calculée doit prendre en compte l'absorption X (N_H) le long de la ligne de visée. Comme la valeur de N_H est inconnue, la limite supérieure sur le flux a été déterminée au-dessus de 2 keV car les effets de l'absorption sont négligeables à partir de cette énergie. La borne supérieure de l'intervalle en énergie considérée est quant à elle limitée par la dominance du bruit de fond instrumental. Ce bruit de fond est importante au-dessus de 6 keV, c'est donc l'énergie maximale choisie pour le calcul de la limite supérieure.

Les bruits de fond astrophysiques et instrumentaux ont été estimés en utilisant une région OFF, représentée sur la figure IV.9, ne contenant aucune source X. Dans cet intervalle en énergie, la région OFF est bien modélisée par un modèle à deux lois de puissance. La région ON est quant à elle modélisée par une loi de puissance dite absorbée d'indice spectral fixé à 2, avec la valeur

de la densité de N_{H} prise à la valeur du N_{H} galactique à cette position ($2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$).

La valeur choisie n’a que peu d’impact sur la limite supérieure du flux non absorbé en raison du domaine en énergie que l’on a choisi (au-dessus de 2 keV). La limite supérieure sur le flux X a été estimée en modélisant conjointement le flux de la région ON et de la région OFF puis en calculant le profil de vraisemblance de cet ajustement.

La limite supérieure du flux à 95 % de confiance qui en résulte est $1.58 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette valeur est très contraignante et va nous servir à assujettir au mieux les processus d’accélération à l’origine des émissions multi-longueur d’onde de HESS J1641–463.

5.0.2 Recherche de contrepartie en radio

Concernant les observations radio de la région, l’étude du plan Galactique Sud (*The Southern Galactic Plane Survey* ou SGPS, [Haverkorn et al. 2006](#)) couvre le SNR G338.5+0.1 coïncidant avec HESS J1641–463, à 1.4 GHz, avec une résolution de $100'$ avec les instruments *Australia Telescope Compact Array* et le radio télescope Parkes. Les observations du SGPS ne montre aucune émission radio significative en provenance de ce SNR. Dans le but de contraindre toute émission radio qui pourrait être associée à HESS J1641–463, des modèles de distributions gaussiennes d’amplitudes variables, chacune avec une largeur à mi-hauteur de $3'$, ont été ajustés sur l’image SGPS. À partir de ces modèles, une limite supérieure sur le flux de toute émission radio qui proviendrait de cette source a été estimée à $\sim 2 \text{ Jy}$.

6 Natures des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463

L’objectif de toute analyse est de comprendre les processus d’accélération des particules, à l’origine des émissions multi-longueur d’onde observées. Comme nous avons pu le voir dans l’historique de ces sources, les analyses successives ont fait évoluer les paramètres morphologiques et spectraux des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 et ont entraîné des scénarios multiples cherchant à expliquer les observations. Les scénarios envisagés dans ce manuscrit sont :

- une émission provenant des particules accélérées dans les SNRs coïncidant avec chaque source ;
- l’illumination des nuages moléculaires environnant par les rayons cosmiques provenant des SNRs proches (soit du SNR G338.3–0.0 pour HESS J1640–465 ou du SNR G338.5–0.1 pour HESS J1641–463) ;
- une PWN (détectée en rayons X pour HESS J1640–465 et hypothétique pour HESS J1641–463) ;
- un noyau actif de galaxie (AGN) pour HESS J1641–463.

Dans les sections qui suivent, nous allons discuter de la viabilité de chacun de ces scénarios au vu des résultats obtenus par notre analyse.

6.1 Origine de l’émission de HESS J1640–465

La détection de l’extension de HESS J1640–465 en utilisant les données du *Fermi*-LAT et le nouveau spectre obtenu au cours de notre analyse peuvent nous permettre de contraindre l’origine de son émission. Lors des précédentes analyses, l’émission de haute énergie de HESS J1640–465 était interprétée comme provenant de leptons accélérés dans la PWN associée au pulsar X PSR J1640–4631 ([Slane et al. 2010](#); [Abramowski et al. 2014b](#)) ; ou comme l’interaction de protons de haute énergie avec des nuages moléculaires. L’étude de cette source est donc très intéressante car elle pourrait permettre d’identifier ces sources comme sites d’accélération de

protons. Dans un premier temps, nous étudierons les propriétés morphologique et spectrale de cette source en supposant une origine leptonique associée à un pulsar puis à une PWN. Puis dans un second temps, nous étudierons l’hypothèse selon laquelle l’émission γ observée puisse provenir de l’interaction avec le MIS de protons ou d’électrons accélérés dans le SNR coïncidant.

6.1.1 Hypothèse d’un pulsar

HESS J1640–465 est en coïncidence spatiale avec le pulsar X PSR J1640–4631 détecté au KeV à l’aide des données du satellite *NuSTAR*. Il est judicieux de supposer que son émission γ puisse provenir de ce pulsar. Cependant, notre analyse défavorise cette hypothèse. Tout d’abord, aucune pulsation γ ou radio n’a été détectée en provenance de ce pulsar X. Ces types de pulsar (*radio quiet pulsar*) sont généralement localisés dans le plan galactique. En raison de la forte présence du fond diffus dans ces régions, ils sont en dessous du seuil de détection du LAT (Johnston et al. 2020), rendant leur mise en évidence difficile. De plus, la mesure d’un signal pulsé est dépendant de la géométrie du pulsar. Si le faisceau de haute énergie n’est à aucun moment dirigé vers la Terre, aucune pulsation ne peut être détectée. Dans notre cas, le pulsar X PSR J1640–465 est localisé en coïncidence avec la source brillante HESS J1640–465, ce qui complexifie encore la détection d’un signal γ pulsé. Pour finir, l’éphéméride de 2.3 ans utilisée pour le pulsar PSR J1640–4631 est loin de celle de plus de 10 ans nécessaire pour les pulsars les plus faibles (Smith et al. 2019).

Le fait qu’aucune pulsation γ n’ait été détectée n’est pas suffisant pour rejeter l’hypothèse d’un pulsar. Cependant, notre analyse ajoute des arguments supplémentaires contre cette hypothèse. Tout d’abord, la morphologie spatiale de l’émission γ provenant d’un pulsar est attendue comme ponctuelle. Or une extension spatiale est mesurée dans le domaine du TeV par H.E.S.S. et maintenant confirmée par notre analyse dans les données au GeV de *Fermi*. Le spectre au GeV des pulsars détectés par *Fermi* est modélisé par un spectre mou ($\Gamma > 2$) avec une courbure significative, or aucune courbure n’a été favorisée dans la modélisation de l’émission au GeV de HESS J1640–465, qui est bien modélisée par un spectre en loi de puissance d’indice $\Gamma = 1.8$ (cf. Section IV-4).

Ainsi, notre analyse permet de poser de fortes contraintes sur la possibilité que l’émission γ de HESS J1640–465 puisse provenir du pulsar X. Cependant, ce pulsar est accompagné d’une source non thermique étendue, identifiée comme une PWN (Gotthelf et al. 2014). Depuis la première détection d’une émission γ en provenance de la nébuleuse du Crabe (Fazio et al. 1972), de nombreuses sources γ de très haute énergie ont été associées à des PWN (Klepser et al. 2013; Abdalla et al. 2018). Dans ces systèmes, l’émission γ serait produite par la diffusion Compton inverse de particules ultra-relativistes sur les photons du milieu interstellaire. Ce scénario leptonique, proposé pour la première fois lors de la détection de HESS J1640–465 par Slane et al. (2010), puis repris par la suite par Abramowski et al. (2014b), est l’un des scénarios privilégiés pour expliquer l’émission γ de HESS J1640–465 observée au GeV et au TeV.

6.1.2 Scénario leptonique : nébuleuse à vent de pulsar

Pour explorer cette hypothèse, nous avons modélisé les données observationnelles de HESS J1640–465 à l’aide d’un système pulsar/PWN, en utilisant le modèle d’évolution dynamique de Gelfand (2017) décrit dans la section II-3. L’idée de ce modèle est d’estimer les caractéristiques du pulsar en reproduisant les propriétés dynamiques et radiatives de la PWN en interaction avec son SNR. Cette méthode a déjà été utilisée avec succès sur HESS J1640–465 lors de la détection du pulsar X coïncidant par Gotthelf et al. (2014).

Pour cette modélisation, l’hypothèse de symétrie sphérique pour la PWN a été conservée malgré la complexité du MIS à proximité de HESS J1640–465 (cf. Section II-3). Cela permet de simplifier le modèle et de limiter le nombre de degrés de liberté qu’il nous faut ajuster. La taille de la nébuleuse est sensible à la pression et à la densité des éjectas internes du SNR. Pour caractériser la dynamique d’expansion de la PWN, il faut considérer aussi bien la pression interne du SNR que la pression du milieu interstellaire en aval du choc. En effet, c’est cette dernière qui impacte l’évolution du SNR et dont dépend l’apparition du choc en retour. Par conséquent, deux paramétrages différents sont nécessaires en fonction de la zone que l’on considère.

La grande taille de la PWN par rapport à l’extension du SNR dans ce système ($\theta_{\text{PWN}} \sim 0.75 \times \theta_{\text{SNR}}$) suggère que cette dernière pourrait déjà être en interaction avec le choc en retour. Si c’est bien le cas, l’évolution de la nébuleuse est sensible à un certain nombre de paramètres comme le moment auquel la collision a eu lieu ou encore la pression des éjectas internes chauffés par le choc en retour (Gelfand et al. 2009). Bien que notre modèle suggère que cette collision n’ait pas encore eu lieu, il n’y a aucune raison, a priori, de rejeter cette possibilité. Les observables utilisées pour cette modélisation sont notamment l’énergie rotationnelle \dot{E} , l’âge caractéristique du pulsar τ_{ch} et l’indice de freinage p du pulsar PSR J1640-4631 (cf. Section II-2). Ces paramètres vont servir à suivre l’évolution énergétique du pulsar et donc la pression cinétique et magnétique de la PWN. Les observables que l’on cherche à reproduire grâce à l’évolution conjointe du SNR et de la PWN sont leurs tailles respectives ainsi que les points de la SED multi-longueur d’onde de HESS J1640–465. L’âge auquel le pulsar à l’origine de la PWN s’est formé est un paramètre fondamental du modèle, car il donne la période durant laquelle la PWN a évolué. Cet âge est calculé suivant l’équation II.19. À partir de cet âge et du taux d’injection énergétique, on peut remonter à la luminosité rotationnelle initiale du pulsar (équation II.21). Dans les équations II.19 et II.21, l’indice de freinage est supposé constant dans le temps, ce qui permet de retirer deux degrés de liberté au modèle.

L’émission γ de HESS J1640–465 provient de la diffusion Compton inverse de leptons accélérés dans la PWN. Afin de reproduire cette émission γ , nous avons supposé que les leptons diffusent sur les photons du CMB, ainsi que sur des champs de photons optique et infrarouge possédant un spectre de corps noir avec une normalisation K_{ic} , de telle sorte que :

$$u_{ic} = K_{ic} a_{bb} T_{ic}^4 \quad \text{erg cm}^{-3} \quad (\text{IV.1})$$

où u_{ic} est la densité d’énergie d’un champ de photons donné et $a_{bb} \approx 7.5657 \times 10^{-15} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{K}^4}$.

Une méthode de Monte Carlo par chaîne de Markov est utilisée pour estimer les 15 autres paramètres restants du modèle (Gelfand et al. 2015). Le meilleur jeu de ces paramètres est celui qui possède le χ^2 le plus faible, défini comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=35} \left(\frac{\mathcal{D}_i - \mathcal{M}_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (\text{IV.2})$$

où \mathcal{M}_i est la valeur du paramètre prédit par le modèle et σ_i l’incertitude sur le paramètre \mathcal{D}_i . Le calcul du χ^2 s’effectue sur les 5 caractéristiques du système que l’on souhaite reproduire (en haut du tableau A.1) et sur les points de la SED multi-longueur d’onde de HESS J1640–465.

Le meilleur ajustement de notre modèle nous donne un $\chi_{\text{réduit}}^2 \sim 1.9$, étant donné les 20 degrés de liberté dans cet ajustement. La figure IV.10 montre le résultat de notre modélisation sur la SED multi-longueur d’onde de HESS J1640–465, dont les paramètres sont donnés dans le tableau IV.5. Comme on peut le voir, cette modélisation fait un excellent travail de reproduction de l’émission γ de HESS J1640–465.

PARAMÈTRES	VALEURS
Énergie de la supernova E_{sn}	1.4×10^{51} erg
Masse des éjectas M_{ej}	$11 M_{\odot}$
Densité du milieu interstellaire n_{ism}	0.009 cm^{-3}
Temps d’amortissement τ_{sd}	4.15 ans
Magnétisation de la PWN η_{B}	0.10
Énergie minimum injectée e^{\pm} , E_{min}	270 GeV
Énergie de coupure de l’injection e^{\pm} , E_{break}	16 TeV
Maximum d’énergie injectée e^{\pm} , E_{max}	0.3 PeV
Indice spectre d’injection (basse énergie) e^{\pm} p_1	1.94
Indice spectre d’injection (haute énergie) e^{\pm} p_2	2.94
Nombre de champs de photons additionnels	$\equiv 2$
Température des champs de photons additionnels	5.4 K, 27000 K (UV)
Normalisation des champs de photons additionnels	0.16, 5.2×10^{-13}
Distance d	12.1 kpc

Tableau IV.5 – Meilleur ajustement des paramètres du modèle reproduisant au mieux les propriétés observées de HESS J1640–465 présentées en Annexe (cf. Tableau A.1).

Bien que l’ajustement statistique donne un bon résultat, il faut s’assurer de la réalité physique d’un tel système en considérant les propriétés physiques prédites par notre modélisation et listées dans le tableau IV.6.

Âge t_{age}	3094 ans
Période de rotation initiale P_0	9.5 ms
Dérivée initiale de la période \dot{P}_0	$3.38 \times 10^{-11} \frac{\text{s}}{\text{s}}$
Champ magnétique initial B_{s0}	1.8×10^{13} G
Perte d’énergie \dot{E}_0 initiale	$1.5 \times 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$
Densité d’énergie des champs de photons IC additionnels	$0.64 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}, 1.3 \frac{\text{keV}}{\text{cm}^3}$

Tableau IV.6 – Propriétés physiques de HESS J1640–465 prédites par notre modèle en utilisant les paramètres listés dans le tableau IV.5.

Les valeurs estimées de la masse des éjectas et de leurs énergies cinétiques sont proches des valeurs standards attendues pour un SNR ($M_{\text{ej}} \approx 10 M_{\odot}$ et $E_{\text{sn}} \approx 10^{51}$ erg) (e.g. Baade & Zwicky 1934).

L’énergie rotationnelle initiale prédite par notre modélisation est très importante ($\dot{E}_0 \approx 1.55 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) : elle est ~ 100 fois supérieure à celle estimée dans les analyses des autres PWNe connues (Torres et al. 2014). Cependant, l’énergie rotationnelle totale transférée depuis le pulsar vers le SNR dans les premiers instants de son existence $\dot{E}_0(\tau_{\text{sd}}) \approx 2.0 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$ est considérablement moins élevée que l’énergie libérée par l’explosion du SNR ($\gtrsim 10^{51}$ erg).

Le rapport important entre l’énergie rotationnelle initiale estimée par notre modélisation et l’énergie rotationnelle actuelle du pulsar PSR J1640–4631 ($\dot{E}_0/\dot{E} \sim 3 \times 10^7$), combiné à son âge de ~ 3000 ans implique que son taux d’amortissement est bien plus court que ceux prédits pour la majorité des PWN (Bucciantini et al. 2011; Tanaka & Takahara 2011; Torres et al. 2014; Gelfand et al. 2015; Zhu et al. 2018). En effet, son temps d’amortissement serait $\tau_{\text{sd}} \approx 4$ ans au lieu de $\tau_{\text{sd}} \sim 1000$ ans, ce qui implique que ce pulsar serait né avec une période de rotation initiale très courte de ≈ 9.5 ms (équation II.22) pour une période de rotation actuelle de $P \approx 206$ ms

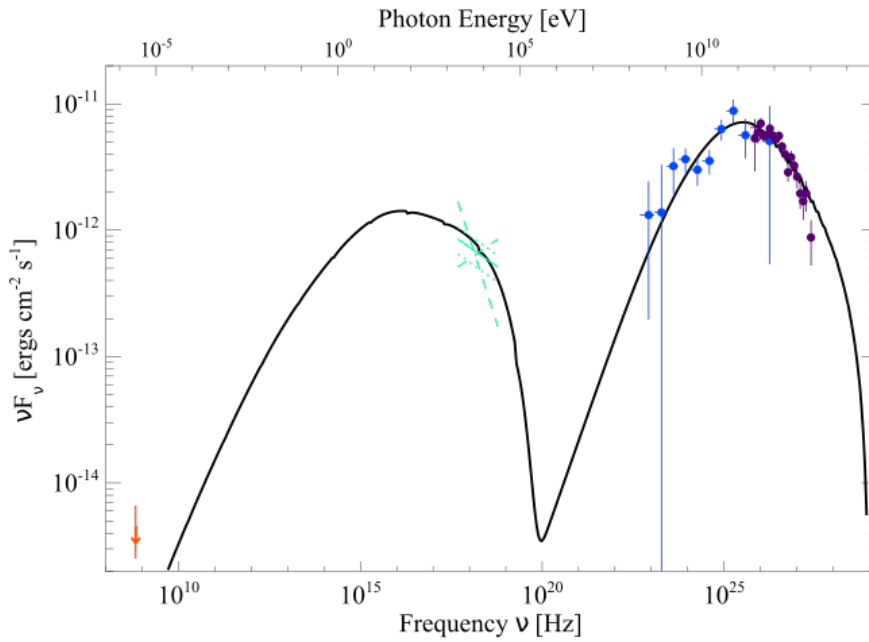


FIGURE IV.10 – SED observée (points de couleur) et prédite (ligne noire) de la PWN de HESS J1640–465. Les paramètres que le modèle cherche à reproduire sont énumérés en Annexe dans le tableau A.1

(Gotthelf et al. 2014). Malgré cela, il est important de noter que le pulsar PSR J1640–4631 est l’un des seuls possédant un indice de freinage mesuré ($p=3.15 \pm 0.03$), et le seul à avoir un indice de freinage $p>3$. L’indice de freinage pouvant être assimilé à une résistance dipolaire, cet indice élevé indique que le pulsar dissipe son énergie très vite. Il n’est donc pas surprenant que la période de rotation du pulsar P_0 et sa luminosité rotationnelle initiale \dot{E}_0 soient respectivement plus courte et plus haute que pour la plupart des pulsars.

La dérivée de la période initiale de ce pulsar \dot{P}_0 prédite par notre modélisation est :

$$\dot{P}(t) = -\frac{P_0}{\tau_{\text{sd}}(p-1)} \left(1 + \frac{t}{\tau_{\text{sd}}}\right)^{-\frac{2-p}{p-1}} \quad (\text{IV.3})$$

$$\dot{P}_0 = \frac{P_0}{\tau_{\text{sd}}(p-1)} \approx 3.38 \times 10^{-11} \frac{\text{s}}{\text{s}}, \quad (\text{IV.4})$$

L’estimation de la période initiale P_0 et de sa dérivée \dot{P}_0 nous permettent d’avoir une idée de la valeur du champ magnétique dipolaire initial B_0 de la PWN :

$$B_0 \equiv 3.2 \times 10^{19} \sqrt{P_0 \dot{P}_0} \approx 1.8 \times 10^{13} \text{ G} \quad (\text{IV.5})$$

ce qui est seulement $\sim 30\%$ supérieur à la valeur déduite de ces propriétés rotationnelles actuelles ($B_0 \approx 1.4 \times 10^{13} \text{ G}$) (Gotthelf et al. 2014).

Outre ces considérations propres au pulsar, notre modélisation donne des informations sur le milieu environnant le système pulsar/PWN. Ainsi, notre modèle requiert que le SNR qui confine la PWN soit en expansion dans un environnement de faible densité ($n_{\text{ism}} \sim 0.01 \text{ cm}^{-3}$) avec la présence d’un champ de photons UV extrêmement intense.

Ces deux spécificités peuvent être expliquées par la présence d’un amas de jeunes étoiles massives (Mc81) localisé à 0.13° de HESS J1640–465 (Davies et al. 2012). Situé à $d=11\pm 2 \text{ kpc}$,

la lumière de cet amas est soumise à une forte absorption ($A_V \sim 45$) en raison de la densité $N_H \sim (1 - 2) \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ le long de la ligne de visée⁴ (Gotthelf et al. 2014). La distance entre cet amas et HESS J1640–465 est de ~ 30 pc, ce qui le rend suffisamment proche pour fournir l’intense champ de photons requis par notre modèle.

Si l’étoile à l’origine du pulsar PSR J1640–4631 a été éjectée de cet amas avant son explosion, comme suggéré par Davies et al. (2012), il s’agissait probablement d’un des membres les plus massifs car elle a été la première à exploser. D’après Davies et al. (2012), cette étoile était probablement une étoile de type Wolf-Rayet⁵, avec une masse initiale de $\gtrsim 65 M_\odot$. La masse des éjectas déterminée par notre modèle ($M_{\text{ej}} \sim 11 M_\odot$) est en accord avec l’idée que cette étoile aurait perdu la plus grande partie de sa masse avant d’exploser. Le puissant vent produit par cette expulsion de masse pourrait avoir créé une bulle de faible densité autour de l’étoile. C’est dans cette bulle que se produirait l’expansion initiale du SNR, en accord avec la faible densité du milieu interstellaire ($n_{\text{ism}} \sim 0.01 \text{ cm}^{-3}$) requis par notre modèle. La courte durée de vie de ces étoiles massives implique qu’elles explosent généralement à proximité de leur nuage moléculaire de naissance. Cela est cohérent avec la présence et l’interaction entre la coquille du SNR et les nuages moléculaires à proximité de ce SNR.

Le spectre γ et les flux multi-longueur d’onde associés à HESS J1640–465 sont bien reproduits par un modèle d’accélération de leptons au sein d’une PWN. Cette modélisation prédit des valeurs des paramètres physiques de cette PWN cohérentes avec ce qui a déjà été observé pour d’autres PWN γ . Cependant, il dépend d’un certain nombre d’hypothèses vraisemblables mais dont on ne peut être certain.

Les modèles d’accélération de leptons dans une PWN ne sont pas les seuls scénarios qui ont été envisagés pour tenter de reproduire l’émission γ de HESS J1640–465. En effet, en raison de sa coïncidence avec un SNR, un scénario d’accélération de rayons cosmiques dans le choc d’un SNR a également été envisagé. Dans la section suivante, nous allons discuter de l’hypothèse selon laquelle l’émission γ de HESS J1640–465 puisse être produite par l’interaction avec le milieu interstellaire des particules accélérées dans l’onde de choc du SNR G338.3–0.0. Cette approche a été proposée par plusieurs auteurs (Abramowski et al. 2014a,b; Tang et al. 2015; Lau et al. 2017; Supan et al. 2016), et nous limiterons ici la discussion à quelques questions essentielles qui ont émergé des nouveaux résultats de notre analyse.

6.2 Accélération de particules dans un vestige de supernova

6.2.1 Accélération de leptons

En considérant son extension spatiale, la coïncidence entre HESS J1640–465 et la PWN en rayons X alimentée par le pulsar PSR J1640–4631 ou avec la coquille du SNR G338.3–0.0, ne peut être aisément établie. En effet, l’émission γ associée à HESS J1640–465 est spatialement coïncidente avec la position du pulsar X PSR J1640–4631 mais aussi avec le nuage moléculaire en interaction avec le SNR radio G338.3–0.0 (cf. Figure IV.11).

Dans le domaine du TeV, l’émission γ de HESS J1640–465 est bien décrite par un spectre en loi de puissance avec un indice spectral $\Gamma = 2.11 \pm 0.09$ et une coupure exponentielle $E_c = 6.0 \pm_{1.2}^{2.0}$ TeV (Abramowski et al. 2014a). Ce spectre au TeV est similaire (Figure IV.12) au spectre du SNR RX J1713.7–3946 (Abdo et al. 2011), dont l’émission γ est interprétée comme le résultat de l’émission Compton inverse d’électrons accélérés au niveau du choc d’un SNR.

4. déduit du spectre X de cette source.

5. Une étoile Wolf-Rayet est une étoile de plusieurs dizaines de masses solaires, qui après sa séquence principale, se met à expulser la matière entourant son noyau sous forme de vents stellaires à haute vitesse, laissant celui-ci à nu, avant d’exploser en supernova.

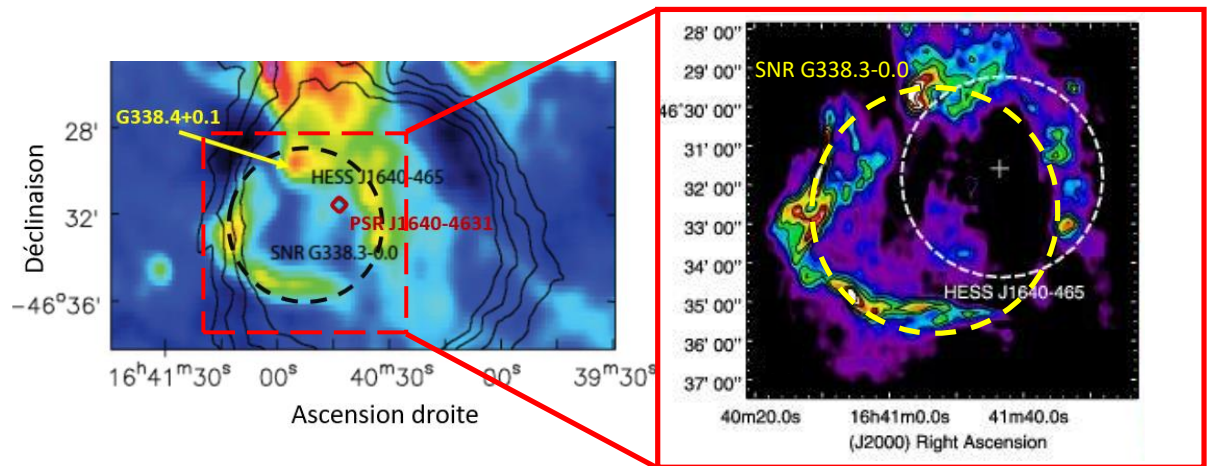


FIGURE IV.11 – Carte radio de la source HESS J1640–465 et du SNR G338.3–0.0

Pour reproduire l’émission γ observée, une estimation de l’énergie requise dans les électrons accélérés peut être obtenue par analogie avec RX J1713.7–3946.

Porter et al. (2006) ont montré que la modélisation du spectre de RX J1713.7–3946 nécessite une énergie injectée par le SNR dans les électrons d’environ 5×10^{47} erg, soit une faible fraction ($\sim 2 \times 10^{-3}$) de l’énergie typique injectée dans les éjectas par l’explosion d’une supernova (10^{51} erg).

L’analogie entre notre source et RX J1713.7–3946 se base sur la forme de leur spectre d’émission. Mais comme le montre la figure IV.12, le flux énergétique des deux sources sur l’ensemble du domaine en énergie considéré n’est pas le même. Le flux intégré de HESS J1640–465 est environ dix fois plus faible que celui de RX J1713.7–3946, mais son éloignement est dix fois plus important. Si l’on considère la même origine pour l’émission de ces deux sources, cela implique que le SNR coïncidant avec HESS J1640–465 doit injecter un total de $\gtrsim 5 \times 10^{48}$ erg dans les électrons.

En d’autres termes, si le choc du SNR convertit la fraction canonique $\sim 10\%$ de l’énergie de l’explosion dans les protons, alors le ratio électron/proton serait de l’ordre de $K_{ep} \gtrsim 5 \times 10^{-2}$. Cette valeur du rapport électron/proton est nettement plus importante que ce qui est généralement supposé dans la modélisation de l’émission multi-longueur d’onde des SNRs ($K_{ep} \sim 0.01$, (e.g. Cristofari et al. 2013)). Il faut noter toutefois qu’une valeur similaire de $K_{ep} \approx 0.1$ a également été trouvée par Abramowski et al. (2014a). Cette valeur élevée, bien que peu commune, n’est pas un critère suffisant pour rejeter l’hypothèse d’accélération de leptons dans le choc du SNR. Cette hypothèse reste envisageable, mais elle requiert une valeur très spécifique d’énergie injectée dans les électrons.

6.2.2 Accélération de hadrons

Les électrons ne sont pas les seuls à être accélérés dans le choc des SNR. Les théories modernes considèrent le choc des SNRs comme des accélérateurs de protons efficaces. Cependant, les preuves observationnelles de cette accélération sont rares. Or, il se trouve que le rayonnement au TeV observé pour HESS J1640–465 et son spectre dur peuvent être expliqués par l’interaction de protons avec la matière interstellaire (Zirakashvili & Aharonian 2010; Inoue et al. 2012). Si l’émission de HESS J1640–465 est d’origine hadronique, alors l’énergie maximale des protons à l’origine de cette émission devrait s’étendre jusqu’à une énergie $E_p^{max} \approx 40 - 60$ TeV.

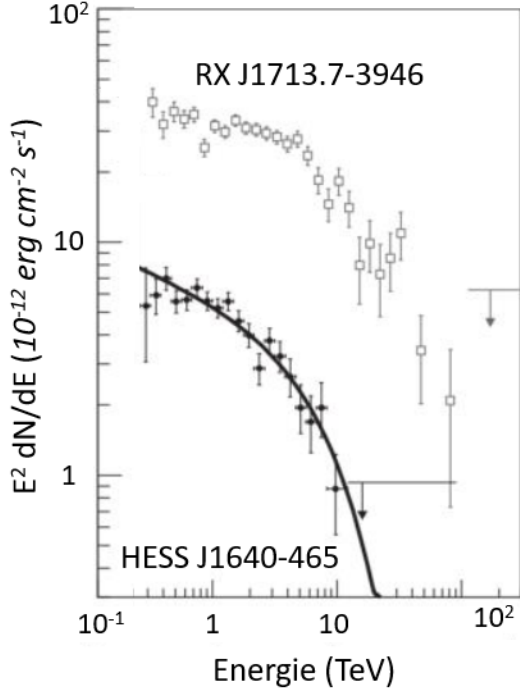


FIGURE IV.12 – Comparaison des spectres γ de très haute énergie de HESS J1640–465 (cercles pleins) et de RX J1713.7–3946 (carrés ouverts). Les données de RX J1713.7–3946 sont extraites de [Abdo et al. \(2011\)](#) et [Aharonian et al. \(2011\)](#), les données TeV de HESS J1640–465 proviennent de [Abramowski et al. \(2014a\)](#).

En utilisant les caractéristiques observationnelles du SNR G338.3–0.0 telle que son extension spatiale, son âge et sa distance, il est possible de déterminer l'énergie maximale à laquelle les protons peuvent être accélérés par le choc de ce SNR. En effet, ces caractéristiques vont nous permettre, à l'aide des équations présentées dans la section II-1.2, de déterminer la phase dans laquelle se trouve le SNR ainsi que la vitesse de son choc. La coquille du SNR G338.3–0.0 a un diamètre estimé de $\sigma \sim 8' - 9'$ dans le domaine radio. Le diamètre du choc qui lui est associé est donc (équation II.2) :

$$R_s = 12 \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right) \text{ pc} \quad (\text{IV.6})$$

où d est la distance à la source en kpc. Si le SNR G338.4–0.0 est bien associé au pulsar X PSR J1640–4631, alors il a approximativement le même âge que ce pulsar $\tau_c = 3350$ ans. La vitesse du choc peut alors être estimée en utilisant sa taille et son âge (équation II.2 et II.3) :

$$u_s \sim 1.4 \times 10^3 \left(\frac{\alpha}{0.4} \right) \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right) \text{ km s}^{-1} \quad (\text{IV.7})$$

en considérant que le SNR est en phase de Sedov-Taylor ($\alpha = 2/5$).

L'énergie à laquelle les protons peuvent être accélérés par le SNR dépend de plusieurs paramètres :

- la vitesse du choc u_s ;
- la taille de la zone d'accélération ξ qui, associée au rayon de Larmor, permet de déterminer le moment où les particules s'échappent de la zone d'accélération ;

- l’intensité du champ magnétique B au niveau du choc ;
- l’âge du SNR, qui fournit une indication sur la durée maximale de l’accélération.

En prenant en compte ces informations, l’énergie maximale à laquelle les particules présentes dans le choc peuvent être accélérées par le SNR G338.3–0.0 peut être estimée suivant l’équation II.6, dans laquelle est injectée l’équation II.2 :

$$E_p^{max} \sim 80 \left(\frac{\zeta}{0.05} \right) \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right)^2 \left(\frac{B_{up}}{10 \mu\text{G}} \right) \text{ TeV} \quad (\text{IV.8})$$

avec B_{up} le champ magnétique en avant du choc. Cette énergie est comparable à celle estimée pour d’autres SNRs lorsque le champ magnétique en avant du choc est de l’ordre de $B_{up} \approx 10 \mu\text{G}$. Ainsi, en considérant des zones d’accélération ξ de taille standard⁶ et un champ magnétique moyen de $10 \mu\text{G}$, le SNR G338.3–0.0 serait capable d’accélérer des protons jusqu’à une énergie maximale de $\sim 80 \text{ TeV}$. Cette valeur est proche de ce qu’on attendrait pour reproduire le spectre γ de HESS J1640–465.

Cependant, il faut aussi considérer l’énergie totale qui doit être injectée dans les protons par le SNR dans le but de reproduire le flux observé. Le flux γ de HESS J1640–465 entre 200 MeV et 1 TeV est de l’ordre de $\Phi_\gamma \lesssim 10^{-10} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$. Cette valeur, couplée à la densité du MIS en interaction avec le SNR va nous aider à contraindre la quantité d’énergie injectée dans les protons.

La coquille du SNR G338.3–0.0 est en interaction avec un nuage moléculaire. Par le passé, [Abramowski et al. \(2014a\)](#) ont calculé que ce nuage moléculaire aurait une densité maximale de $n_{h,max} \simeq 600 \text{ cm}^{-3}$. Mais d’après les mesures de l’absorption HI et de l’émission thermique radio de cette région, la densité d’hydrogène gazeux (neutre et ionisé) serait cohérente avec une densité de $n_h = (100 - 150) \text{ cm}^{-3}$. Si le volume occupé par le gaz est au moins aussi large que celui occupé par le SNR, alors sa masse est $M_{cl} \gtrsim 2 \times 10^4 (n_{gas}/100 \text{ cm}^{-3}) M_\odot$. Une masse de l’ordre de $\approx 10^5 M_\odot$ sous forme d’hydrogène moléculaire et atomique a été rapportée dans cette région. C’est pourquoi nous allons utiliser cette valeur $n_h = (100 - 150) \text{ cm}^{-3}$ dans le calcul d’injection énergétique. À partir de l’équation II.9 et en prenant le flux γ de notre source et la densité du MIS on obtient :

$$W_p \approx 10^{50} \left(\frac{n_{gas}}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right)^2 \left(\frac{\Phi_\gamma}{10^{-10} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1}} \right) \text{ erg} \quad (\text{IV.9})$$

ce qui est proche de la valeur canonique des 10% de l’énergie de l’explosion d’une supernova ($E_{snr}^{tot} \sim 10^{51} \text{ erg}$) que l’on suppose injectée dans les protons. Ainsi, cette valeur nécessaire pour reproduire le flux γ est consistante avec ce qui est usuellement attendu, à condition que la densité du MIS soit suffisamment élevée.

L’indice spectral $\Gamma=1.8$ peut lui être expliqué par la diffusion des protons. En effet, en raison de l’âge fini du SNR, seuls les protons de haute énergie ont eu le temps de diffuser dans le nuage moléculaire et d’interagir avec lui. L’absence d’interaction par les protons de plus faible énergie donne lieu à un spectre γ très dur ([Gabici & Aharonian 2014](#); [Celli et al. 2019](#)), qui pourrait correspondre au spectre observé pour HESS J1640–465.

L’émission γ de haute énergie de la source étendue HESS J1640–465, en coïncidence spatiale avec un SNR radio contenant une PWN X peut être expliquée à l’aide de deux modèles très différents. Son émission multi-longueur d’onde est bien modélisée par l’interaction de leptons accélérés au sein d’une PWN. Cette hypothèse est très plausible car chacune des spécificités

6. Environ 5 à 10% du rayon du choc.

du modèle théorique peut être expliquée par des données observationnelles. D'un autre côté, il est aussi possible que son émission puisse provenir de l'accélération de particules au niveau du choc du SNR. Bien que l'accélération d'électrons par le choc soit défavorable en raison du ratio électrons/protons qu'elle requiert, son flux γ intégré entre 200 MeV et 1 TeV et son indice spectral dur $\Gamma=1.8$ peuvent être expliqués par l'accélération de protons au sein d'un SNR, en interaction avec un MIS de forte densité, ce qui ferait de cette source l'un des rares accélérateurs de hadrons identifiés dans la galaxie. Nous allons maintenant discuter des différents scénarios pouvant expliquer l'émission γ de la source de haute énergie voisine : HESS J1641–463.

7 Origine de l'émission de HESS J1641–463

Aucune hypothèse simple ne permet d'expliquer l'émission γ de cette source détectée comme ponctuelle par *Fermi* et par H.E.S.S.. Son spectre au GeV est similaire à celui des pulsars détectés par *Fermi*, avec un spectre mou possédant une courbure significative $\beta = 0.11 \pm 0.03_{stat}$. En revanche, le spectre au TeV détecté par H.E.S.S. est un spectre dur ($\Gamma = 2.1$) ne recoupant pas avec le spectre au GeV.

Les hypothèses que nous allons considérer pour HESS J1641–463 sont les suivantes :

- un Noyau Actif de Galaxie (AGN) ;
- l'accélération de particules dans le choc du SNR G338.5+00.1 ;
- un système pulsar/PWN.

Tout d'abord, nous allons brièvement discuter de l'hypothèse AGN car elle est la plus simple à écarter.

Un noyau actif de galaxie est une région de petite taille au centre d'une galaxie dont la luminosité est beaucoup plus élevée que celle de l'ensemble de la galaxie hôte. La théorie veut que le rayonnement non stellaire d'un AGN résulte de l'accrétion de matière par un trou noir supermassif au centre de sa galaxie hôte, certain à l'origine de deux jets relativistes. Un AGN peut devenir une source transitoire si le trou noir en question accrète et accélère la matière d'un nuage stellaire ou d'une étoile, résultant alors en une brusque augmentation de sa luminosité par compression et échauffement. De nombreuses sous-classes d'AGN ont été définies en fonction de leurs caractéristiques. En raison de leur distance, ces objets brillants ont souvent une morphologie ponctuelle et possèdent généralement (mais pas tous) un spectre d'émission courbe.

Étant donné sa morphologie ponctuelle et son spectre observé au GeV, il est possible que HESS J1641-463 soit un AGN. S'il s'agit d'un blazar⁷, son indice spectral de 2.7 (pour un spectre en parabole logarithmique) indique qu'il devrait s'agir d'un FSRQ (*Flat Spectrum Radio Quasar*). Parmi les nombreuses informations disponibles dans le 4FGL, ce dernier fournit ce qu'on appelle l'indice de variabilité, reflétant la probabilité qu'une source détectée par *Fermi* ait un flux variable dans le temps. Pour obtenir cet indice, l'intervalle de 8 ans d'observations utilisé pour la fabrication du 4FGL est tout d'abord divisé en sous-intervalles de temps égaux. Ensuite, l'indice de variabilité est obtenu en sommant la différence de vraisemblance entre le flux ajusté dans chaque sous-intervalle de temps et le flux moyen sur l'ensemble de l'intervalle. Si l'indice de variabilité d'une source est supérieur à 18.48⁸, alors la probabilité que la source soit variable est supérieure à 99% (Ajello et al. 2020). Dans la deuxième version du catalogue 4FGL, l'indice de variabilité de HESS J1641–463 est de ~ 7.4 . Par conséquent, aucune variabilité n'est détectée dans le 4FGL-DR2 en utilisant 10 ans de données du *Fermi*-LAT. De plus, HESS J1641–464

7. Les blazars sont des AGN dont l'un des jets est pointé vers l'observateur.

8. Ce nombre est calculé sur 12 d'intervalles de temps.

est détectée avec un TS de 316 dans le 4FGL. Avec une telle détection, un FSRQ aurait une probabilité supérieure à 95% d’être détecté variable dans le 4FGL, et une probabilité de 90% de présenter un spectre de loi de puissance au lieu d’un spectre courbe (cf. Figures 8 et 12 dans [Ajello et al. 2020](#)). Si l’hypothèse d’un FSRQ ne peut être totalement écartée, elle est donc peu probable.

7.1 Scénario hadronique (SNR ou nuage moléculaire illuminé)

L’origine de l’émission γ de HESS J1641–463 est plus difficile à expliquer que celle de HESS J1640–465, car il est inhabituel d’avoir à la fois un spectre courbe au GeV, et un spectre dur au TeV. Les limites supérieures sur le flux en rayons X et radio vont nous permettre de contraindre les scénarios envisageables sur l’origine des émissions observées. Dans les sections suivantes, nous allons dans un premier temps tenter d’expliquer l’émission au GeV de HESS J1641–463 par un processus d’accélération de particules au sein du SNR spatialement coïncidant avec elle, puis l’émission au TeV comme provenant de l’illumination d’un nuage moléculaire par des protons accélérés puis échappés du SNR proche, coïncidant avec HESS J1640–465.

7.1.1 Émission au GeV

La source HESS J1641–463 est localisée dans une région HII complexe dans laquelle sont détectés de nombreux nuages moléculaires, mais également un SNR radio G338.5+00.1. Le spectre courbe observé dans le domaine en énergie de *Fermi* pourrait donc résulter : soit d’une ré-accélération des rayons cosmiques du MIS, notamment si le choc du SNR est en interaction avec un nuage moléculaire (*cloud crushed model*, [Uchiyama et al. 2010](#)), soit de l’accélération directe de rayons cosmiques au choc de ce SNR ([Lau et al. 2017](#)). Dans le présent cas, le SNR serait entré dans sa phase radiative et le choc comprimerait simultanément le gaz environnant et les rayons cosmiques accélérés.

La compression du nuage moléculaire par l’onde du choc du SNR aurait deux effets majeurs. Le premier serait une augmentation locale du champ magnétique par compression des lignes de champ magnétique du choc, responsable d’une ré-accélération des rayons cosmiques ambiants. Le deuxième effet serait un échauffement du nuage par compression du gaz par l’onde de choc. La combinaison de ces deux effets serait à l’origine d’une augmentation considérable des émissions γ et radio au niveau du choc. Toutefois, les limites supérieures que l’on a estimées pour HESS J1641–463 jettent un sérieux doute sur la viabilité de ce premier scénario. En effet, la limite supérieure radio, qui reflète la valeur maximale du flux radio, est très faible. Cela entraîne un ratio entre le flux γ et le flux radio très important, ce qui rend peu probable l’augmentation des flux radio et γ par compression.

Si l’on considère maintenant que l’émission multi-longueur d’onde observée puisse provenir de l’accélération de rayons cosmiques dans l’onde de choc du SNR, alors le ratio entre la limite supérieure du flux radio et le flux au GeV est en accord avec ce qui est observé pour d’autres SNR (Figure 12 dans [Acero et al. 2016](#)). Malgré cela, le large rapport entre la limite supérieure de l’émission X (cf. Figure IV.13) et le flux γ au GeV ($\Phi_{GeV}/\Phi_X \sim 100$) est défavorable à une émission purement hadronique. En effet, le SNR G338.3+00.1 est entouré d’une région HII dense. Si ce SNR est à l’origine d’une accélération de protons, ces derniers seraient à l’origine d’une émission γ par interaction proton-proton. Cependant, [Katz & Waxman \(2008\)](#) ont suggéré que les SNRs propices à l’accélération de protons présentent une émission de rayons X thermique, suffisamment intense pour ne pas être absorbée même avec une forte densité de colonne. Or, une telle émission n’est pas observée en provenance de ce SNR.

Bien que ne pouvant pas être formellement rejetés, les scénarios d’accélération de rayons cosmiques dans le SNR coïncidant avec HESS J1641–463 ne sont pas favorisés pour expliquer

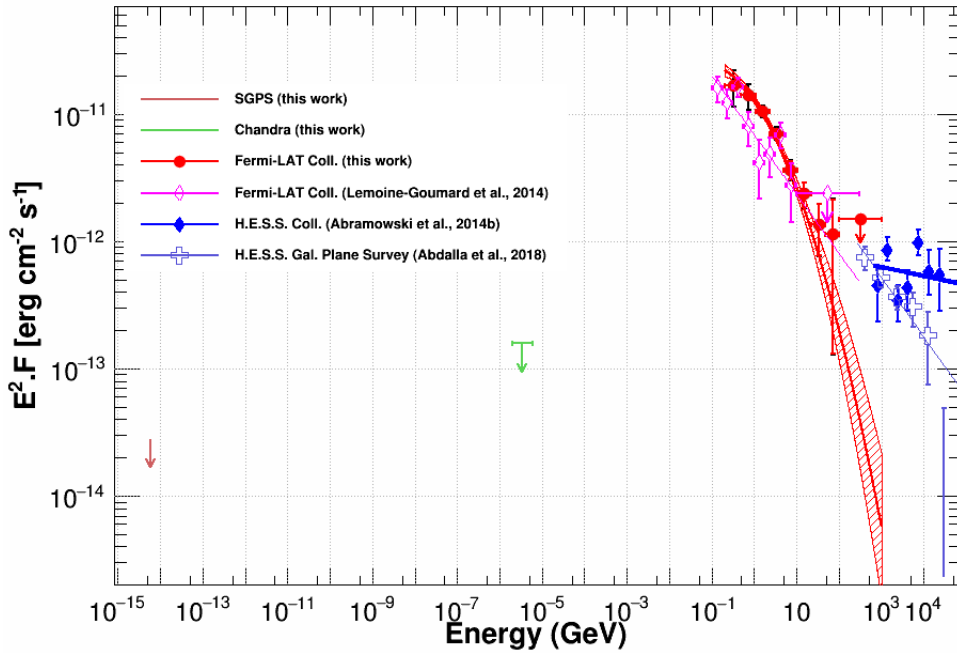


FIGURE IV.13 – SED multi-longueur d'onde de HESS J1641–463. Les conventions sont les mêmes que celles de la Figure IV.8. La limite supérieure du flux de rayons X estimée à 95% de confiance entre 2 keV et 6 keV et la limite supérieure du flux radio à 1.4 GHz (cf sections IV-5.0.1 et IV-5.0.2) sont également montrées.

l'émission au GeV de cette source.

7.1.2 Émission au TeV

Considérons maintenant le spectre au TeV de HESS J1641–463. Cette émission a souvent été interprétée comme le résultat de l'illumination de nuages moléculaires environnant par des rayons cosmiques qui se sont échappés du SNR G338.3–0.0, coïncidant avec la source voisine HESS J1640–465 (Abramowski et al. 2014b; Tang et al. 2015; Lau et al. 2017; de Wilt et al. 2017). Comme observé dans la SED de la Figure IV.13, une telle source posséderait une émission γ de haute énergie, sans coupure apparente dans son spectre. Ce scénario permet à lui seul d'expliquer l'émission au TeV de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463.

Cette hypothèse est fortement dépendante de paramètres liés au SNR et à son environnement. Tout d'abord l'âge du SNR G338.3–0.0 est primordial car il a un fort impact sur l'énergie maximale des particules accélérées. Ensuite, la diffusion va conditionner si les rayons cosmiques de haute énergie ont eu le temps depuis leur échappement d'atteindre le nuage moléculaire associé à HESS J1641–463. Pour finir, il faut que la densité des nuages moléculaires soit suffisamment élevée pour que des interactions proton-proton produisent le spectre observé au TeV.

La distance angulaire entre les sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 est de l'ordre de $\sim 0.24^\circ$, ce qui correspond à une distance physique de $\sim 40(d/10 \text{ kpc}) \text{ pc}$. La détection d'une coupure dans le spectre au TeV de HESS J1640–465 suggère que seules les particules possédant une énergie proche de $E_p^{max} \sim 80 \text{ TeV}$ seraient susceptibles de s'échapper de la zone d'accélération du SNR.

Le coefficient de diffusion de ces particules, calculé suivant l’équation II.11 est alors :

$$D \sim 8 \times 10^{28} n^{-1} \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right)^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.10})$$

ce qui est en accord avec le coefficient de diffusion Galactique usuel des rayons cosmiques multi-TeV. La coupure observée à haute énergie dans le spectre au TeV de HESS J1640–465 suggère que les rayons cosmiques possédant une énergie excédant quelques dizaines de TeV se sont déjà échappés du SNR G338.3–0.0. Ces rayons cosmiques ont alors eu le temps de diffuser dans le MIS dans un volume V_{CR} qui dépend de leur coefficient de diffusion D et de l’âge caractéristique du SNR, selon les équations II.12 et II.13. Si un nuage moléculaire est localisé à l’intérieur de ce volume (ici le nuage coïncident avec HESS J1640–463), cela signifie que les protons ont des chances d’interagir avec ce dernier en produisant des photons γ par interaction proton-proton. Dans ce cas, suivant le raisonnement de la section II-1.2 on peut utiliser l’équation II.16 pour estimer le flux γ qui serait ainsi produit. En utilisant l’ensemble des variables, le flux γ attendu est :

$$\begin{aligned} \Phi_\gamma &\approx 2 \times 10^{-13} \left(\frac{W_{ech}}{10^{49} \text{ erg}} \right) \left(\frac{M_{cl}}{10^5 M_\odot} \right) \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{l_d}{100 \text{ pc}} \right)^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ &\approx 10^{-11} \left(\frac{W_{ech}}{10^{49} \text{ erg}} \right) \left(\frac{M_{cl}}{10^5 M_\odot} \right) \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{l_d}{100 \text{ pc}} \right)^{-2} \left(\frac{R_{ech}}{10 \text{ pc}} \right)^{-1} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

dans le cas respectivement d’une diffusion isotrope et d’une diffusion à une dimension (cf. équation II.16). Ces deux modes de diffusion nous permettent d’estimer les extrema du flux γ au TeV attendu pour HESS J1641–463 dans le cas d’un nuage illuminé par des rayons cosmiques multi-TeV. Le flux γ en énergie de HESS J1641–463 mesuré par H.E.S.S. est (Abramowski et al. 2014b) :

$$\phi([1 - 10] \text{ TeV}) = (7.2 \pm 0.4_{stat} \pm 0.7_{sys}) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.12})$$

Cette valeur est légèrement supérieure au flux minimal attendu pour une diffusion isotrope et inférieure au flux maximal défini pour une diffusion à une dimension. Le flux γ au TeV de HESS J1641–463 peut donc être reproduit par un modèle dans lequel des protons de haute énergie, échappés du SNR coïncidant avec HESS J1640–465, interagissent avec la région HII coïncidente.

Afin de tester la validité de cette description, une connaissance détaillée de la distribution tridimensionnelle du gaz dans la région est nécessaire (e.g. Pedalletti et al. 2015). En effet, dans un tel scénario, le pic d’émission au TeV devrait correspondre à l’endroit où le nuage moléculaire est le plus dense. de Wilt et al. (2017) ont réalisé une étude précise de divers traceurs gazeux pour contraindre la distribution de gaz dans ce nuage. Dans leur étude, le pic de l’émission au TeV n’est pas corrélé avec le pic de densité de la distribution du gaz.

Une autre contrainte de ce modèle est l’absence d’émission en rayons X en provenance de HESS J1641–463. En effet, dans les modèles d’illumination, les électrons de haute énergie ayant

diffusé jusqu'à HESS J1641–463 devraient être à l'origine d'une faible émission X par rayonnement synchrotron (Gabici et al. 2009). Cependant, cette émission devrait être faible et pourrait être absorbée en raison de la grande densité de colonne dans cette région. De ce fait, un ratio important entre le flux γ et le flux en rayons X est attendu, indépendamment du choix des paramètres du modèle (voir la discussion dans Gabici et al. 2009). La limite supérieure des rayons X rapportée ici (cf. Figure IV.13) est donc cohérente avec ce modèle d'illumination.

Un des points les plus importants de ce scénario autoconsistant est l'hypothèse d'une interaction possible entre HESS J1640–465 et HESS J1641–463. Si les deux sources ne sont pas spatialement corrélées (i.e à la même distance), les rayons cosmiques échappés du SNR coïncidant avec HESS J1640–465 ne peuvent pas diffuser et interagir avec le nuage moléculaire coïncidant avec HESS J1641–463. Cette hypothèse de corrélation est seulement appuyée par la détection d'un "pont" radio à 43 MHz (Whiteoak & Green 1996) qui semble, par projection sur la ligne de visée, connecter les deux sources.

Ainsi, le flux au TeV de HESS J1641–463 est compatible avec le flux attendu dans le cas d'une illumination de nuage moléculaire par l'échappement de rayons cosmiques depuis la SNR G338.0–0.0. Malgré l'absence d'une émission en rayons X et malgré le désaccord entre la position du pic d'émission γ et le pic de densité du nuage moléculaire, ce scénario est plausible compte tenu des distances estimées de HESS J1640–465 et HESS J1641–463. Cependant, ce scénario permet uniquement d'expliquer l'émission au TeV des deux sources. Il ne permet pas d'expliquer l'émission au GeV très spécifique de HESS J1641–463. Une autre hypothèse consiste en l'interprétation de l'émission au GeV et au TeV de HESS J1641–463 comme provenant d'un système pulsar/PWN. Dans ce scénario, le spectre courbe au GeV proviendrait d'un hypothétique pulsar alors que le spectre dur au TeV proviendrait de la PWN associée.

7.2 Système pulsar/PWN

7.2.1 Propriétés du pulsar

La courbure du spectre au GeV de HESS J1641–463 montrée dans la section IV-4 est similaire aux spectres de pulsars γ observés par *Fermi* (Abdo et al. 2013).

Dans le but de tester l'hypothèse d'une émission γ provenant d'un système pulsar/PWN, nous nous sommes basés sur les résultats obtenus par notre analyse pour calculer les spécificités d'un tel système, notamment au regard de la relation empirique reliant la luminosité γ d'un pulsar et son énergie rotationnelle. Pour cela, nous avons utilisé les paramètres obtenus par notre analyse afin de calculer la luminosité γ de HESS J1641–463 au GeV en supposant que cette source puisse être un pulsar.

Pour ce calcul de luminosité, nous avons ajusté l'émission au GeV de HESS J1641–463 par une loi de puissance avec coupure exponentielle habituellement utilisée pour caractériser le spectre d'un pulsar :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma_1} \times \exp\left(-\left(\frac{E}{E_{\text{cutoff}}}\right)^{\Gamma_2}\right) \quad (\text{IV.13})$$

Les nouveaux paramètres spectraux obtenus sont : des indices spectraux $\Gamma_1 = 2.1 \pm 0.1$ et $\Gamma_2 = 0.34 \pm 0.12$ et une énergie de coupure de $E_{\text{cutoff}} = 573.4 \pm 15.1$ MeV.

En utilisant la valeur du flux intégré ente 0.1 et 100 GeV (G_{100}), nous avons estimé la luminosité du pulsar putatif, en suivant l’équation II.23 de la section II-2 :

$$L_{\gamma,2PC} = 9 \times 10^{35} \left(\frac{d}{11 \text{kpc}} \right)^2 \text{ erg s}^{-1}. \quad (\text{IV.14})$$

calculé avec l’hypothèse que $f_{\Omega} = 1$. Comme expliqué dans la section II-2.2, la luminosité γ d’un pulsar ne peut pas dépasser sa puissance disponible. La perte d’énergie rotationnelle ne peut donc pas être inférieure à la luminosité estimée de $9 \sim \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

En utilisant cela et limitant la valeur maximale de \dot{E} à l’aide de la luminosité heuristique (diagonale inférieure sur la Figure IV.14), nous avons estimé que l’énergie rotationnelle du pulsar putatif est comprise entre $\sim 10^{35}$ et $\sim 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ pour une distance comprise entre 8 et 13 kpc (cf. Figure IV.14).

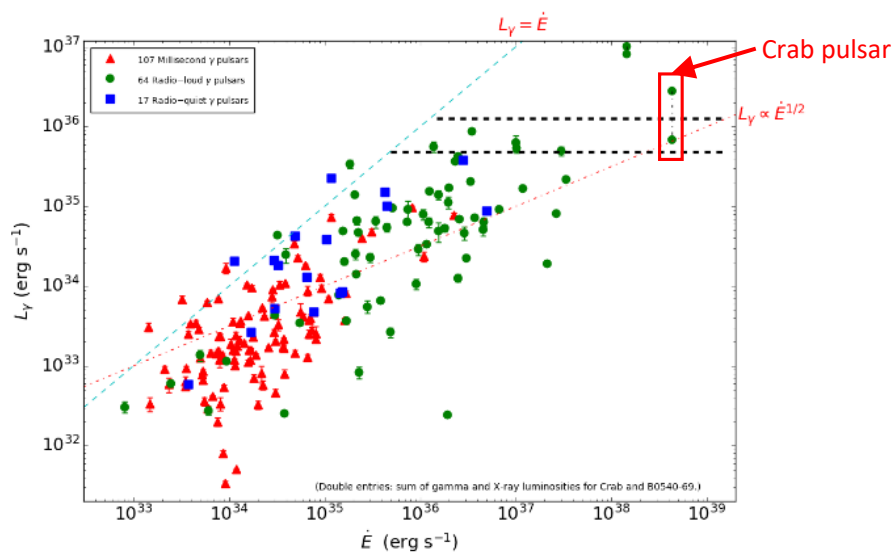


FIGURE IV.14 – Luminosité $L_{\gamma} = 4\pi f_{\Omega} d^2 G_{100}$ entre 0.1 et 100 GeV en fonction de l’énergie rotationnelle \dot{E} pour les pulsars détectés par *Fermi* (Abdo et al. 2013). La diagonale supérieure indique une efficacité de conversion de 100% de l’énergie rotationnelle en flux γ . La diagonale basse montre la luminosité "heuristique" (cf. Section II-2.2). Les lignes noires en pointillés montrent la dispersion des valeurs possibles pour l’énergie rotationnelle de HESS J1641–463 basée sur le calcul de luminosité γ pour une distance de 8 kpc (en bas) et 13 kpc (en haut).

La luminosité γ de HESS J1641–463 est du même ordre de grandeur que celle du pulsar du Crabe, tandis que son énergie rotationnelle varie entre la valeur du Crabe et quelques ordres de grandeur plus faibles ($L_{\gamma, \text{Crab}} = 1.96 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ et $\dot{E}_{\text{Crab}} = 4.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$). Les caractéristiques du pulsar à l’origine de l’émission observée n’auraient donc rien d’exceptionnel.

En dehors des considérations énergétiques de ce pulsar hypothétique, une mise en évidence de pulsation γ en provenance de la source HESS J1641–463 serait une preuve de son existence. Cependant, aucune pulsation γ n’a pu être mise en évidence en 2014 en utilisant cinq ans de données du *Fermi*-LAT à la position de HESS J1641–463 (Gotthelf et al. 2014). En utilisant les 8 ans de données à notre disposition et en se servant des meilleurs paramètres spectraux et morphologiques que l’on a déterminés, nous avons réalisé une recherche de pulsations à l’aveugle. Cette recherche repose sur la méthode semi-analytique décrite dans la section II-2. Les poids

attribués aux photons de HESS J1641–463 dans cette recherche ont été calculés en utilisant les meilleurs paramètres spectraux estimés par notre analyse.

Tous les photons en provenance d'une zone de 3σ autour de la position estimée HESS J1641–463 (cf. Tableau VII.4) ont été pris en compte. Cette recherche a été faite pour des signaux d'une fréquence $\nu < 48$ Hz, avec une dérivée de la fréquence $\dot{\nu} > -10^{-10}$ Hz s⁻¹.

Aucun signal pulsé n'a été détecté de manière significative en provenance de la source HESS J1641–463 en utilisant cette méthode. Il est cependant important de noter que le spectre au GeV de HESS J1641–463 décroît significativement moins rapidement à haute énergie que ce qui est usuellement observé pour les pulsars γ ($\Gamma_2 = 0.34$ vs. $\Gamma_2 = 0.667$ supposée pour les pulsars dans le 4FGL⁹). Si un pulsar est bien associé à cette source, il est probable qu'il contribue seulement à une fraction de l'émission γ totale, le reste provenant d'une contribution supplémentaire d'une PWN supposée, en particulier à très haute énergie. Cette absence de détection nous permet de contraindre la fraction d'émission pulsée en provenance du pulsar, à condition de poser des contraintes restrictives sur les caractéristiques de ce dernier. En utilisant une méthode plus sensible décrite dans Clark et al. (2017), nous avons estimé une limite supérieure à 95% de confiance de la fraction de flux de photons pulsés de HESS J1641–463 de 42%.

Cette estimation suppose que le pulsar présumé a une période de rotation constante, et sans dérivée seconde significative de la fréquence sur de longues périodes. On suppose également que le pulsar est stable, c'est-à-dire qu'il n'est pas sujet à des instabilités rotationnelles (*timing noise*, *glitches*) qui entraînerait une perte de sensibilité importante. Malheureusement, pour un jeune pulsar, ces phénomènes sont susceptibles d'être présents au cours des 8 ans de données utilisées pour cette recherche. Les valeurs limites déterminées par cette méthode correspondent à une luminosité rotationnelle maximale de $\dot{E} \sim 2 \times 10^{38}$ erg s⁻¹.

Ainsi, l'absence de détection d'un signal pulsé dans les données du *Fermi*-LAT n'exclut pas la possibilité que l'émission au GeV de HESS J1641–463 puisse provenir au moins en partie d'un pulsar γ . Mais dans ce cas, on s'attend à ce que son signal pulsé contribue au plus à 42% du flux total mesuré.

La valeur élevée de l'énergie rotationnelle de ce pulsar, contrainte par la luminosité au GeV, le rend susceptible d'alimenter une PWN. Cette PWN serait susceptible d'être à l'origine de l'émission au TeV de HESS J1641–463.

7.2.2 Nébuleuse à vent de pulsar

Le désaccord entre le spectre courbe au GeV et le spectre dur au TeV suggère que deux mécanismes sont à l'origine de l'émission de HESS J1641–463.

Dans l'hypothèse où l'émission au GeV est produite par un pulsar, l'émission au TeV de HESS J1641–463 pourrait être expliquée par la diffusion Compton inverse d'électrons relativistes à l'intérieur d'une PWN.

Dans le but de vérifier si cette hypothèse est plausible, nous avons utilisé le flux d'énergie intégré entre 1 et 10 TeV provenant du HGPS (Abdalla et al. 2018) afin de s'assurer que le pulsar putatif serait à même de générer une PWN. La luminosité au TeV de HESS J1641–463 est $L_{\gamma, \text{HGPS}} = 1.05 \times 10^{34}$ erg s⁻¹ pour une distance de 11 kpc, obtenue à l'aide de l'équation II.23.

Une luminosité rotationnelle $10^{35} \leq \dot{E} \leq 10^{39}$ erg s⁻¹ du pulsar telle qu'estimée dans la section précédente est suffisante pour alimenter une PWN possédant cette luminosité au TeV.

9. Il n'y a aucune raison théorique à cela. Tous les pulsars brillants ont un ajustement de $\Gamma_2 < 1$. $\Gamma_2 = 0.667$ est une valeur mathématiquement simple et se trouve vers le milieu de la distribution.

Cela est en accord avec la présélection de cette source comme candidat PWN dans [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2018\)](#), qui recense la population des PWNs au TeV dans le plan Galactique.

La valeur supérieure de l’intervalle \dot{E} de ce pulsar ne peut être associée qu’à un jeune pulsar. Cela est possible si le SNR est jeune, en accord avec la limite inférieure de l’âge estimé du SNR associé (1.1 - 3.5 kyr). Cependant, les jeunes PWN sont très énergétiques et possèdent généralement un fort champ magnétique responsable d’une intense émission radio ou X par rayonnement synchrotron. Or, aucune émission significative en provenance de HESS J1641–463 n’a été détectée dans aucune de ces deux longueurs d’onde (cf. Section IV-5).

Cette absence d’émission radio et X est similaire à ce qui observé pour les sources HESS J1303–631 ([Beilicke et al. 2005](#)) ou HESS J1825–137 ([Grondin et al. 2011](#)) qui sont des PWN reliques et donc âgées. En effet, lors de cette phase d’évolution de la PWN, le pulsar est susceptible d’être sorti de la PWN originelle qui voit son champ magnétique décroître fortement. Les processus d’émission par diffusion Compton inverse sont alors dominants devant les émissions synchrotron.

Le champ magnétique d’une PWN peut être estimé suivant la formule (1) de [Aharonian et al. \(2009\)](#). Dans cette équation une limite supérieure sur la valeur du champ magnétique est estimée en prenant le rapport entre le flux γ entre 1 et 10 TeV, produit par diffusion Compton et la limite supérieure du flux X entre 2 et 6 keV, produit par rayonnement synchrotron.

Le champ magnétique estimé pour la PWN hypothétique de HESS J1641–463 est $B \sim 4.3 \mu\text{G}$, ce qui est similaire aux valeurs mesurées pour des PWNs reliques. Si c’est le cas, cela signifie que le pulsar associé à HESS J1641–463 serait âgé, en accord avec l’estimation la plus haute de l’âge du SNR (17 000 ans ; [Abramowski et al. 2014b](#)).

8 Conclusions

Avec plus de 8 ans de données *Fermi*-LAT, notre analyse morphologique et spectrale nous a permis d’apporter des contraintes supplémentaires sur l’origine de l’émission γ des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463. L’analyse de HESS J1640–463 a permis de mettre en évidence pour la première fois une extension significative dans la bande d’énergie du GeV, ainsi qu’un spectre d’émission suivant une loi de puissance avec un indice spectral $\Gamma = 1.8 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$, qui rejoint bien le spectre H.E.S.S. En comparaison avec l’analyse de [Lemoine-Goumard et al. \(2014\)](#), notre analyse montre le fort impact de la confusion des sources à basse énergie (cf. Section IV-4). Deux origines à l’émission multi-longueur d’onde de cette source ont été étudiées : une émission leptonique d’une nébuleuse à vent de pulsar, associée au pulsar X PSR J1640–4631 ; et un scénario dans lequel des protons ou des électrons seraient accélérés dans le choc du SNR radio G338.3–0.0. Les deux hypothèses peuvent être utilisées pour reproduire l’émission détectée, bien que le scénario impliquant des électrons accélérés dans le choc du SNR nécessite un rapport électron/proton élevé.

Le candidat PeVatron HESS J1641–463 est détecté comme une source ponctuelle et son spectre GeV est similaire à celui d’autres pulsars γ détectés par le *Fermi*-LAT. Des limites supérieures en X et en radio ont été estimées en utilisant les observations X de *Chandra* et le SGPS. Les résultats obtenus par cette analyse imposent de sérieuses contraintes sur les scénarios étudiés. En supposant qu’un pulsar produise l’émission au GeV détectée par *Fermi*, on obtient des contraintes sur son énergie rotationnelle, ainsi que sur la valeur maximale du champ magnétique de la PWN présumée détectée au TeV. Le scénario hadronique dans lequel les protons seraient accélérés jusqu’à des centaines de TeV par le SNR G338.5+0.1 (HESS J1641–463) ou par la ré-accelération des rayons cosmiques ambiants ne peut être rejeté. Cependant, l’important ratio

entre la limite supérieure sur le flux radio et le flux γ jette des doutes sur la viabilité de ce scénario. Enfin, le spectre dur détecté au TeV par H.E.S.S. peut être reproduit par l'illumination du gaz dense ambiant par des rayons cosmiques qui se seraient échappés du SNR G338.3–0.0 coïncidant avec HESS J1640–465, ce qui en ferait une des rares accélérateurs de protons identifiés de la galaxie. Des observations futures dans le domaine radio (recherche de pulsations) et γ (morphologie et courbure spectrale) par CTA, futur observatoire au sol pour les très hautes énergies, sont essentielles pour démêler la nature de ces deux sources intrigantes et émettrices à très haute énergie.

L'astronomie γ de très haute énergie

Dans le but d'étudier et de caractériser les sites d'accélération des rayons cosmiques, il est nécessaire d'observer les sources d'émission γ dans le plus grand domaine en énergie possible. Comme nous avons pu le voir au chapitre III, le *Fermi*-LAT est capable de mesurer des énergies comprises entre 50 MeV et jusqu'à plus de 3 TeV. La surface efficace du LAT est dépendante des contraintes imposées par la mise en orbite d'un satellite telles que sa taille et sa masse. En raison du flux extrêmement faible des photons de très haute énergie ($E > 100$ GeV), la surface efficace nécessaire à leur détection doit être la plus importante possible. En raison de sa petite taille, la probabilité qu'un tel photon traverse la surface du LAT est minimale. De plus, la probabilité de conversion d'un photon γ de haute énergie en une paire e^\pm et la qualité de sa reconstruction dépendent fortement de la longueur de radiation disponible, qui se doit d'être d'autant plus grande que l'énergie à mesurer est élevée. En effet, plus un photon est énergétique, plus il doit traverser un grand nombre de longueurs de radiation pour être converti. Dans le cas où un photon de haute énergie traverserait le LAT, il a de grandes chances de le traverser entièrement sans laisser de trace ou bien des traces lacunaires (dans les dernières couches du trajectographe ou dans le calorimètre) laissant très peu d'informations exploitables pour les algorithmes de reconstruction.

Avec l'incapacité technique d'envoyer un satellite suffisamment grand et massif, ce sont les techniques de détection depuis le sol qui se sont développées pour l'étude des sources γ de très haute énergie. Ces méthodes de détection indirectes utilisent l'atmosphère et ses 27 longueurs de radiation comme calorimètre électromagnétique. Lorsqu'un photon γ de très haute énergie interagit avec le champ coulombien des noyaux de l'atmosphère, il va rapidement se convertir en une paire e^\pm . Tant que leur énergie est assez élevée, ces e^\pm secondaires vont produire des photons par rayonnement de freinage, qui vont eux même se convertir en de nouvelles paires e^\pm et ainsi de suite. L'interaction entre les particules secondaires de ces gerbes atmosphériques avec les atomes de l'atmosphère sont à l'origine de flashs de lumière Tcherenkov détectables au sol. Toute la difficulté de la détection depuis le sol est la capacité d'observer et de différencier les événements associés à des photons γ ou à des hadrons, car ils sont aussi à l'origine de gerbes électromagnétiques.

La technique d'imagerie Tcherenkov atmosphérique présentée ici est à l'origine du développement d'une nouvelle astronomie γ aux énergies supérieures à 10 GeV, voire dizaines, ou même centaine de TeV. Le télescope pionnier fut le télescope de 10 m de l'observatoire Whipple mis en service en 1968. Il détecta en 1989 la première source γ (la nébuleuse du Crabe) dans ce domaine d'énergie (Weekes et al. 1989a). Les télescopes à imagerie Tcherenkov utilisent leur grande surface réfléchissante afin de former l'image Tcherenkov des gerbes atmosphériques dans

des caméras possédant une fine pixellisation ainsi qu'une électronique rapide afin d'imager le flash Cherenkov, très court. Afin de reconstruire au mieux les caractéristiques d'un photon γ , une gerbe atmosphérique doit être observée sous différents angles d'observation. C'est ce que l'on appelle la stéréoscopie. La multiplicité des images permet de caractériser au mieux les gerbes atmosphériques en estimant leur éventuelle dissymétrie, ainsi qu'une mesure précise de leur développement latéral. Les informations combinées de chaque télescope permettent une différenciation γ /hadron bien meilleure qu'avec un seul télescope. De surcroît, la précision de la reconstruction de la trajectoire du photon γ incident et de son énergie est d'autant plus importante que les télescopes sont éloignés les uns des autres, mais doit être suffisamment petite pour assurer une bonne multiplicité des images. Comme nous allons le voir, cet espacement est optimisé en fonction des caractéristiques des télescopes qui forment le réseau stéréoscopique. Les instruments de détection au sol sont les seuls capables de mesurer des énergies au-delà de la dizaine de TeV. Ils sont donc indispensables pour la détection et l'étude des PeVatrons. Ainsi, les données observationnelles de ces instruments nous permettent de caractériser ces sources et de comprendre les sites et les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques les plus énergétiques.

1 Physique des gerbes atmosphériques

1.1 Modèle de Heitler

Lorsqu'un photon γ de haute énergie pénètre l'atmosphère, la probabilité qu'il interagisse avec les champs Coulombiens des atomes qui la composent augmente avec l'épaisseur d'atmosphère qu'il traverse. Cette interaction va se traduire par la conversion du photon γ en une paire e^\pm . Chaque particule de cette paire, qui se partage la moitié de l'énergie du photon γ initial, va produire de nouveaux photons γ par interaction Coulombienne, selon le processus semblable à celui décrit dans la section III-3.1. Ces photons vont à leur tour générer des paires e^\pm et ainsi de suite, ce qui produit une gerbe électromagnétique se développant dans l'atmosphère. L'énergie du photon γ incident est redistribuée sur les nombreuses particules secondaires au fur et à mesure que la gerbe se développe. Chacune des particules de cette gerbe est soumise à différentes interactions et perdent principalement leur énergie par :

- rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) lors de leur passage dans le champ Coulombien des molécules de l'atmosphère ;
- diffusion multiple des e^\pm , à l'origine d'une extension latérale de la gerbe : les particules chargées sont diffusées par les champs Coulombiens, et s'éloignent de plus en plus de l'axe principal de développement de la gerbe ;
- ionisation et excitation des molécules qui composent l'atmosphère par les e^\pm ;
- conversion des photons de haute énergie en paires e^\pm au voisinage des champs Coulombiens des molécules de l'atmosphère.

La modélisation de la production et de la diffusion des particules des gerbes atmosphériques nécessite une connaissance très fine des processus qui en sont à l'origine et de leur section efficace d'interaction. De plus, les simulations numériques de ces gerbes sont un challenge en raison du nombre extrêmement important de particules qu'elles contiennent et de la connaissance imparfaite des sections efficaces d'interaction pour les particules de très haute énergie. Le modèle de Heitler est une description simplifiée du développement des gerbes atmosphériques tenant compte uniquement des processus de créations de paires e^\pm et de photons par émission Bremsstrahlung (Heitler 1954). Ce modèle prédit le taux de perte énergétique des électrons par Bremsstrahlung en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées. En effet, à l'exception des pertes

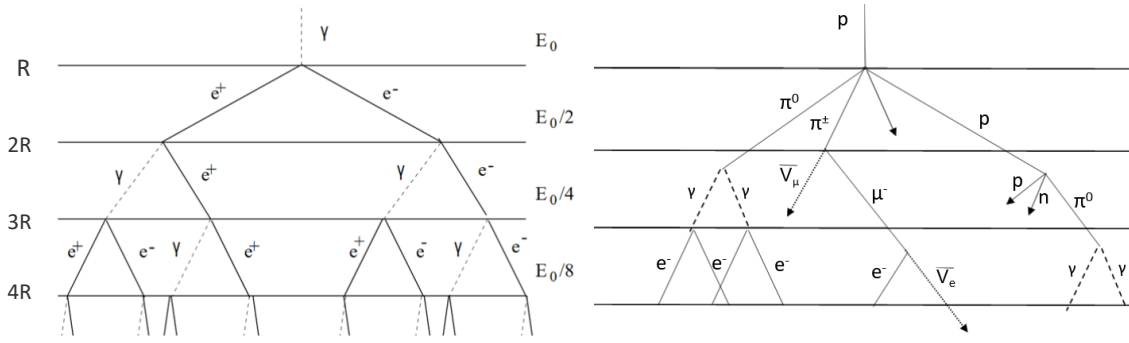


FIGURE V.1 – Représentation schématique du modèle de Heitler. Le schéma de gauche montre le développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un photon γ . Le schéma de droite représente le développement plus complexe d'une gerbe initiée par un proton.

d'énergie par excitation et ionisation, tous les processus responsables de la création et de propagation des particules d'une gerbe atmosphérique dépendent de la longueur de radiation X_0 de l'atmosphère. L'énergie d'un électron ayant traversé une distance X dans l'atmosphère est :

$$E = E_0 \times \exp\left(-\frac{X}{X_0}\right) \text{ eV} \quad (\text{V.1})$$

où E_0 est l'énergie initiale de l'électron. Chaque e^\pm perd la moitié de son énergie au bout d'une longueur R :

$$E = \frac{E_0}{2} = E_0 \times \exp\left(-\frac{R}{X_0}\right) \rightarrow R = X_0 \ln(2) \text{ g cm}^{-2} \quad (\text{V.2})$$

À partir de la probabilité qu'un photon produise une paire e^\pm , on peut montrer qu'un photon va se convertir en une paire e^\pm au bout de la même longueur R .

Le développement de la gerbe cesse brusquement lorsque les énergies individuelles des e^\pm tombent en dessous d'une énergie seuil E_s ¹ et lorsque l'énergie des photons secondaires est insuffisante pour qu'ils puissent se convertir en une paire e^\pm . Les e^\pm en deçà de cette énergie perdent toute leur énergie et sont rapidement arrêtés. Dans l'atmosphère, cette énergie seuil pour des électrons est $E_s \sim 83 \text{ MeV}$.

La description de Heitler conduit à une modélisation simple des gerbes atmosphériques que l'on peut représenter comme montré à gauche sur la figure V.1. Au bout d'une distance R , les photons se convertissent en paires e^\pm et les e^\pm sont à l'origine de photons Bremsstrahlung .

Le nombre final d'électrons, de positrons et de photons dans la gerbe entièrement développée est proportionnel à l'énergie du γ primaire E_0 :

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_s} \quad (\text{V.3})$$

1. E_s est l'énergie pour laquelle les pertes d'énergie des e^\pm par ionisation et par rayonnement Bremsstrahlung sont égales et dominantes devant tous les autres processus de dissipation énergétique.

Si l'on définit la profondeur normalisée t comme :

$$t = \frac{X}{R} \quad \text{et} \quad t_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_s}\right) \quad (\text{V.4})$$

alors le nombre total de particules dans la gerbe atmosphérique est 2^t .

La profondeur à laquelle le nombre de particules de la gerbe est maximal est appelé maximum du développement de la gerbe X_{max} (Longair 2011). À cette profondeur, les particules ont leur énergie égale à E_s . Le maximum de gerbe X_{max} est donc proportionnel au logarithme du rapport de ces énergies :

$$X_{max} \approx X_0 \ln\left(\frac{E_0}{E_s}\right) \approx X_0 t_{max} \quad \text{g cm}^{-2} \quad (\text{V.5})$$

où $X_0 = 37.15 \text{ g cm}^{-2}$ est la longueur de radiation pour de l'air sec (Linsley 1985). La profondeur du maximum de développement de gerbe est généralement comprise entre ~ 5 et ~ 15 km pour des photons γ .

Tout comme les γ , les rayons cosmiques de haute énergie sont aussi à l'origine de gerbes atmosphériques. L'interaction d'un hadron de haute énergie avec l'atmosphère provoque une réaction de spallation, à l'origine de la production d'une multitude de particules secondaires : protons, pions ou encore des mésons K (cf. schéma de droite sur la figure V.1). Les pions chargés π^\pm interagissent avec les molécules de l'atmosphère jusqu'à ce que leur énergie passe en dessous de leur énergie seuil. On considère alors que tous ces pions chargés se désintègrent, produisant des neutrinos et des muons, possédant une durée de vie suffisante pour atteindre le sol. Les mésons K et les pions neutres π^0 possèdent une courte durée de vie et se désintègrent rapidement en deux photons γ (cf. Section I-3.4). Si ces photons ont une énergie suffisante, ils vont initier des gerbes électromagnétiques secondaires, à une distance de l'axe de développement principale correspondant à la distance parcourue par le π^0 . Ce morcellement est propre aux gerbes initiées par des hadrons. L'énergie du hadron primaire est répartie d'une manière plus complexe : un tiers de l'énergie du hadron primaire est utilisé dans la production des nouvelles particules par la désintégration des pions chargés, le reste étant distribué sur les nombreuses particules initiées dans les gerbes électromagnétiques secondaires.

Au cours du développement d'une gerbe atmosphérique, les particules chargées s'éloignent de plus en plus de l'axe principal de développement. Cette ouverture latérale des gerbes atmosphériques est produite par la diffusion multiple des e^\pm secondaires. Cette diffusion multiple est modélisée par la théorie de Molière qui donne l'angle moyen de diffusion θ_d d'une particule chargée en fonction du nombre X de longueur de radiation traversée (Molière 1947) :

$$\theta_d(X) = q \frac{13.6 \text{ MeV}}{P\beta c} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left[1 + 0.038 \times \ln\left(\frac{X}{X_0}\right)\right] \quad \text{deg} \quad (\text{V.6})$$

où P est l'impulsion de la particule considérée, q sa charge et X_0 la longueur de radiation dans l'atmosphère.

Pour les gerbes initiées par des γ de quelques GeV, la diffusion multiple des e^\pm entraîne une ouverture angulaire moyenne de l'ordre de $\sim 1.7^\circ$ autour de l'axe de développement après cinq longueurs de radiation. Les gerbes hadroniques sont beaucoup plus impactées par la diffusion multiple car les réactions nucléaires qui y ont lieu fournissent une plus grande impulsion latérale

aux particules produites. Ainsi, la multiplicité de ces particules, leur impulsion transverses et la diffusion Coulombienne rendent les gerbes hadroniques moins ordonnées que celles issues d'un photon γ . La symétrie de révolution², présente dans les gerbes initiées par des photons γ , est absente des gerbes hadronique en raison de la présence de sous gerbes multiples, responsable d'une topologie de gerbes plus complexe. La figure V.2 illustre les différences morphologiques des gerbes initiées par des photons γ et celles initiées par des protons. Comme le montre ces simulations issues de De Naurois (2000), les gerbes hadroniques sont moins colimatées et plus chaotiques que les gerbes de photons γ . De plus, leur profondeur de première interaction (qui correspond à la profondeur dans l'atmosphère à laquelle la première conversion à lieu) est plus fluctuante pour une même énergie initiale. Les gerbes hadroniques sont également accompagnées de muons (en rouge sur ces simulations) absents des gerbes initiées par des photons γ . La morphologie complexe de ces gerbes et les particules qui les accompagnent sont les caractéristiques qui vont nous permettre de différencier les hadrons des photons γ dans les analyses.

1.2 Le rayonnement Tcherenkov

Les particules secondaires produites au cours du développement d'une gerbe atmosphérique ont une vitesse supérieure à celle de la lumière dans l'air. Au cours de leur propagation dans ce milieu diélectrique, celles-ci perturbent temporairement la polarisation des couches électroniques des molécules rencontrées. Chaque molécule ainsi perturbée va rapidement se désexciter en émettant une radiation isotrope sous forme d'un flash. En raison de leur vitesse, les particules rattrapent ces ondes sphériques ainsi créées, et forment un front d'onde constructive sous la forme d'un cône d'émission d'angle Θ , défini comme l'angle entre la direction de propagation de la particule et ce front d'onde (cf. Figure V.3). Ce phénomène, assimilable au passage du mur du son par un avion supersonique, est ce qu'on appelle l'effet Tcherenkov (Čerenkov 1934).

L'angle Θ d'ouverture du cône Tcherenkov est défini comme :

$$\cos(\Theta) = \frac{c}{v.n} \quad (\text{V.7})$$

où v est la vitesse de la particule considérée, n l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide. L'énergie minimale nécessaire à des e^\pm pour produire une émission Tcherenkov est environ ~ 21 MeV. Cette lumière est émise dans le spectre de la lumière visible à la limite de l'ultraviolet et subit donc une forte absorption par l'atmosphère.

Si son énergie est suffisante, chaque particule de la gerbe est à l'origine d'un flash Tcherenkov. C'est le nombre très important de particules présentes dans les gerbes atmosphériques qui permet la détection de cette émission Tcherenkov autrement ténue. La surface au sol éclairée par la lumière Tcherenkov après le développement d'une gerbe et son intensité dépendent de plusieurs facteurs comme l'indice de réfraction n du milieu, qui est fonction de sa densité, de la longueur d'onde considérée et de l'altitude à laquelle la gerbe se développe. Ces facteurs vont caractériser la transparence de l'atmosphère i.e la quantité de lumière Tcherenkov qu'elle ne va pas absorber. Ainsi, une gerbe atmosphérique initié au zénith par un photon γ de 1 TeV illumine une surface au sol de 250 m à une altitude de détection de 1800 m, soit une surface éclairée de $\sim 10^5 m^2$. La distribution de la lumière Tcherenkov au sol dépend de l'énergie de la particule primaire. Pour des hautes énergies, le profil de densité tend à piquer près de l'axe de la gerbe.

2. Pour être exact, une élongation suivant l'axe Est-Ouest est présente en raison du champ magnétique terrestre. Les particules chargées vont subir un force de Lorentz, entraînant une dérive dans une direction perpendiculaire à l'axe principal de la gerbe à l'origine d'une séparation des charges électriques et d'une distorsion de la gerbe (Commichau et al. 2008).

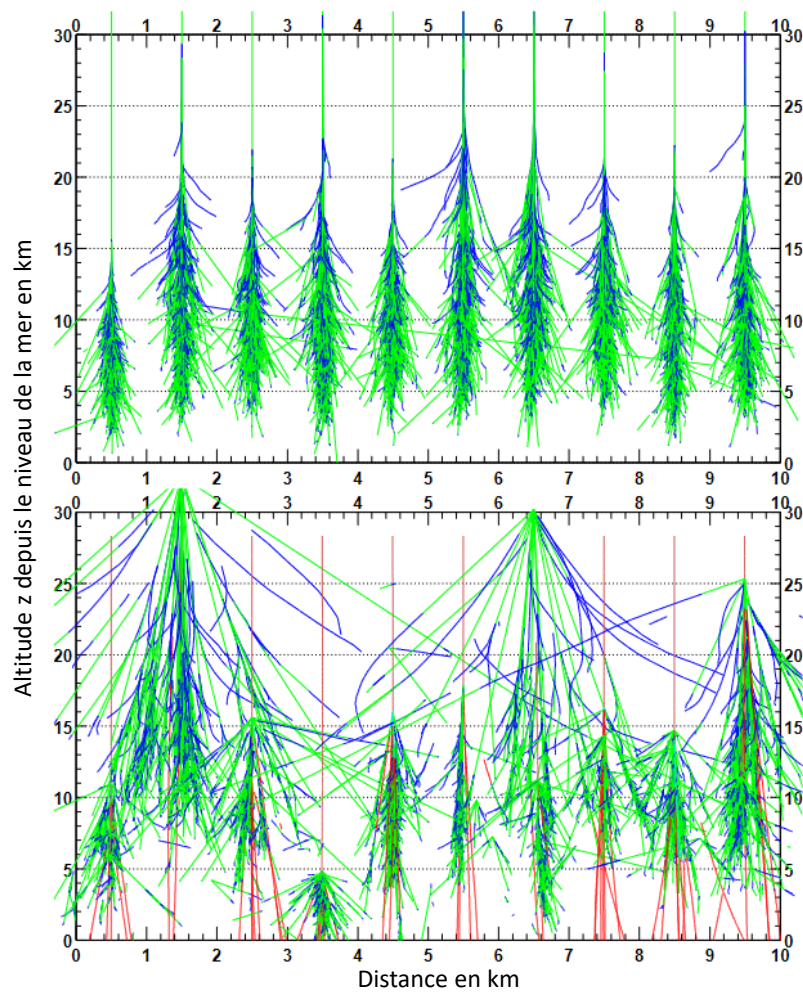


FIGURE V.2 – Modélisation de dix gerbes atmosphériques initiées au zénith par un photon γ d'une énergie de 300 GeV (en haut) et un proton de même énergie (en bas). L'altitude en km mesurée depuis le niveau de la mer est indiquée sur l'ordonnée. L'abscisse rend compte de l'ouverture latérale de la gerbe projetée sur le sol (en km). Les photons γ sont indiqués en vert, les e^\pm en bleu et les muons en rouge. La figure est extraite de [De Naurois \(2000\)](#).

Cela s'explique simplement par le fait que les particules de haute énergie interagissent plus profondément dans l'atmosphère et donc leur gerbe se développe plus près du sol. En raison de la variation de l'indice de réfraction avec la profondeur de l'atmosphère, l'intensité lumineuse est plus élevée sur les bords de la tache : l'ouverture du cône de lumière Tcherenkov des particules issues du sommet de la gerbe possèdent un angle Θ plus petit et voyagent sur une plus grande distance que les particules de fin de gerbe, qui ont moins de chemin à parcourir pour atteindre le sol, mais possèdent un angle Θ plus grand. On a donc une superposition des émissions produites à ~ 30 km et celles produites à ~ 10 km du sol sur les bords de la tache Tcherenkov. Cet effet est illustré sur la Figure V.4. En raison de la variation du profil de densité atmosphérique, la quantité de lumière Tcherenkov émise par unité de longueur atmosphérique est toujours la même. La quantité de lumière Tcherenkov émise à faible altitude compense l'augmentation de la densité et réduit donc l'effet de l'absorption atmosphérique.

La forme de la tache Tcherenkov observée par un réseau de télescopes dépend de l'angle zé-

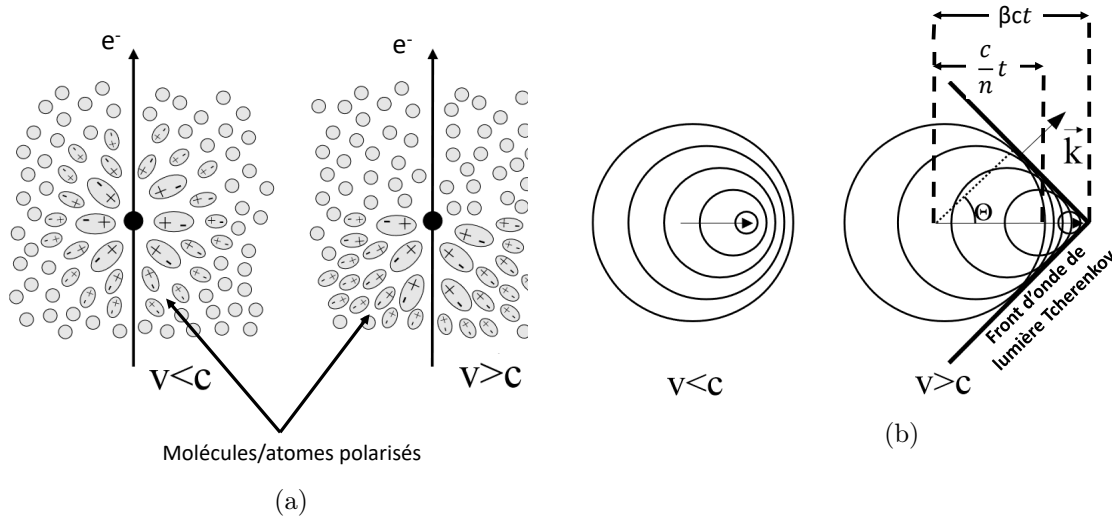


FIGURE V.3 – (a) Représentation du passage d’une particule dans un milieu diélectrique. (b) Construction du cône d’émission Tcherenkov produit par une particule dans un milieu d’indice de réfraction n .

nithal θ_z ³ de la gerbe et de sa distance au détecteur. Pour un évènement incident possédant un grand angle zénithal, la tache subit une élongation et éclaire une plus grande surface au sol. Le rayon de la tache Tcherenkov au sol est plus large d’un facteur $1/\cos(\theta_z)$. Dans ce cas, l’intensité totale est diluée sur l’ensemble de la tache Tcherenkov et l’intensité mesurée pour une énergie donnée est donc plus faible d’un facteur $\cos^2(\theta_z)$. De plus, la quantité de longueur de radiation traversée par la gerbe est plus importante. On a donc une forte absorption de la lumière Tcherenkov, mais aussi une probabilité supérieure de convertir des particules de très haute énergie en gerbe atmosphérique. Ces deux effets cumulés conduisent à un taux de détection plus élevé pour les photons γ de très haute énergie, par rapport à une incidence verticale. Cependant, observer à grand angle zénithal augmente le seuil en énergie de détection d’un facteur $1/\cos^2(\theta)$. La figure V.5 illustre l’impacte de l’angle zénithal sur le seuil en énergie minimal du réseau de télescope Tcherenkov H.E.S.S. Comme on peut le voir, le seuil en énergie minimal est proche de 200 GeV pour un angle zénithal de 0° contre près de 1 TeV au-dessus de 60° pour les caméras de la phase I.

De surcroît, la faible quantité de lumière Tcherenkov émise par des gerbes de basses énergies va être intégralement absorbée. L’énergie équivalente à un photon γ d’énergie E_0 vu au zénith est $E_{reco} = E_0/\cos(\theta_z)$ à un angle zénithal θ_z .

La détection de cette lumière Tcherenkov, issue d’une gerbe atmosphérique, par un réseau de télescopes comme celui de H.E.S.S. qui va être décrit dans la section suivante permet de reconstruire les caractéristiques du photon γ à l’origine de la gerbe.

2 Modèle semi-analytique

Un modèle plus réaliste de gerbes atmosphériques repose sur la prise en compte des pertes d’énergie par ionisation, négligées dans le modèle de Heitler. Ce modèle semi-analytique prédit la densité de lumière Tcherenkov qui va être enregistré dans les caméras des imageurs Tcherenkov

3. L’angle zénithal est la distance angulaire entre le zénith, défini comme 0° et un point de la sphère céleste.

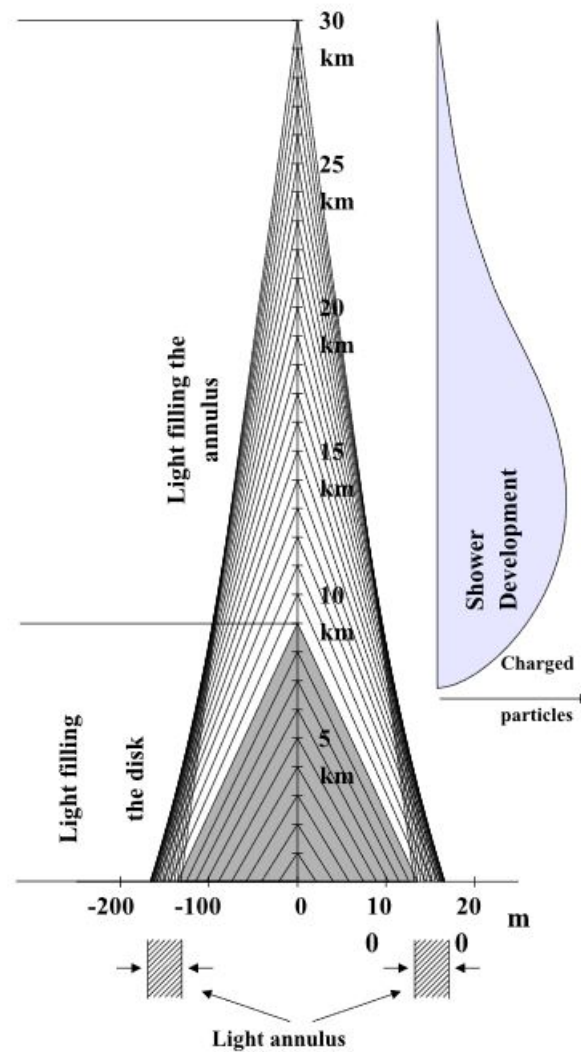


FIGURE V.4 – Formation de la tache Tcherenkov au sol issue d'une gerbe atmosphérique initiée au zénith (De Naurois 2000).

à l'aide d'intégrales multiples. Les processus considérés dans ce modèle semi-analytique sont la création de photons par émission Bremsstrahlung et de paires comme dans le modèle de Heitler, mais en utilisant des équations intégrales-différentielles couplées au lieu de simples suppositions. À partir de la profondeur réduite t (équation V.4), de l'énergie initiale E_0 du photon et de l'énergie seuil E_s , on peut construire "l'âge" s de la gerbe atmosphérique :

$$s = \frac{3t}{t + 2y} ; \text{ avec } y = \ln \left(\frac{E_0}{E_s} \right) \quad (\text{V.8})$$

Cet "âge", défini à l'aide du nombre de longueurs de radiation traversées au travers de t , est construit de telle sorte que $s=1$ au maximum de développement de gerbe $X_{max} = y = \ln \left(\frac{E_0}{E_s} \right)$, et $s > 1$ à partir de là. Le nombre moyen d'électrons présents à une profondeur t peut ainsi être calculé à partir de cet âge (Le Bohec et al. 1998a) :

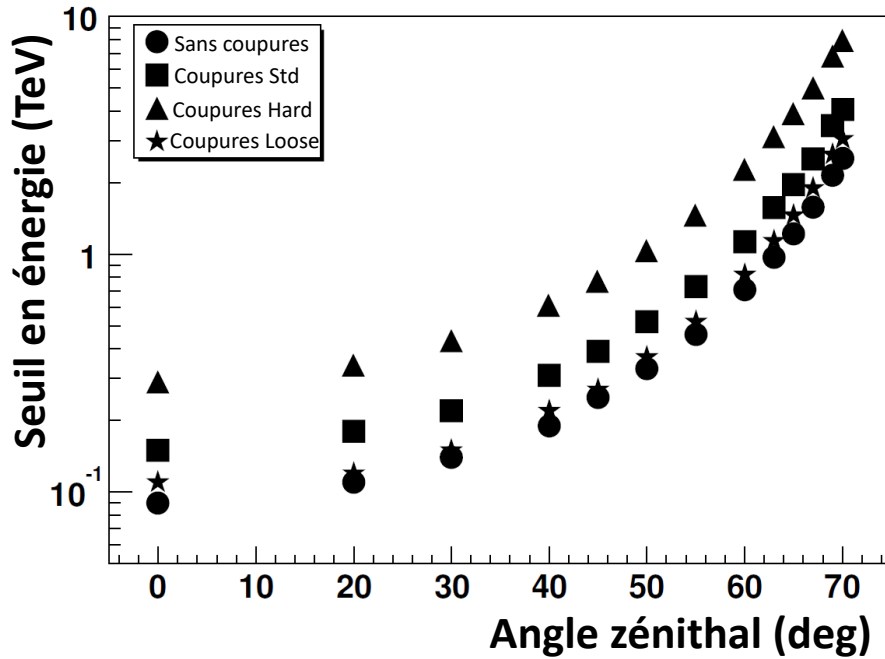


FIGURE V.5 – Évolution du seuil en énergie de la phase I du réseau de télescope H.E.S.S. en fonction de l'angle zénithal des observations. Chaque symbole correspond à différentes sélections d'évènements utilisés en fonction de l'analyse choisie. Figure extraite de [Benbow \(2005\)](#).

$$\bar{N}_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (\text{V.9})$$

Au maximum du développement de la gerbe, le nombre de particules est ainsi quasiment proportionnel à l'énergie du photon γ primaire :

$$\bar{N}_e(t_{max}) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left(\frac{E_0}{E_s} \right) \quad \text{où } t_{max} = \frac{X_{max}}{R} \quad (\text{V.10})$$

L'évolution du nombre de particules et de la position du maximum de développement de gerbe ($s=1$) en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées pour différentes énergies du γ primaire est montrée en figure V.6. Plus le photon incident est énergétique, plus la gerbe se développe profondément dans l'atmosphère et plus le nombre de particules produites est important.

La distribution de la lumière Tcherenkov produite par les gerbes atmosphériques peut être prédite à partir des processus radiatifs et de ce nombre de particules. Cette distribution dépend de nombreux paramètres liés principalement aux spécificités morphologiques et énergétiques de la gerbe, des propriétés de l'atmosphère et de l'efficacité de collection des instruments. La prise en compte de la profondeur de première interaction comme paramètre de ce modèle améliore non seulement l'efficacité de reconstruction des évènements, mais aussi la discrimination entre les photons γ et les hadrons, en prenant en compte sa fluctuation pour des évènements dont les caractéristiques initiales sont les mêmes (cf. Figure V.2).

Le profil spatial de cette émission Tcherenkov est lié à la distribution angulaire des particules dans la gerbe. La forme de l'image de la gerbe enregistrée par un instrument est donc dépendante

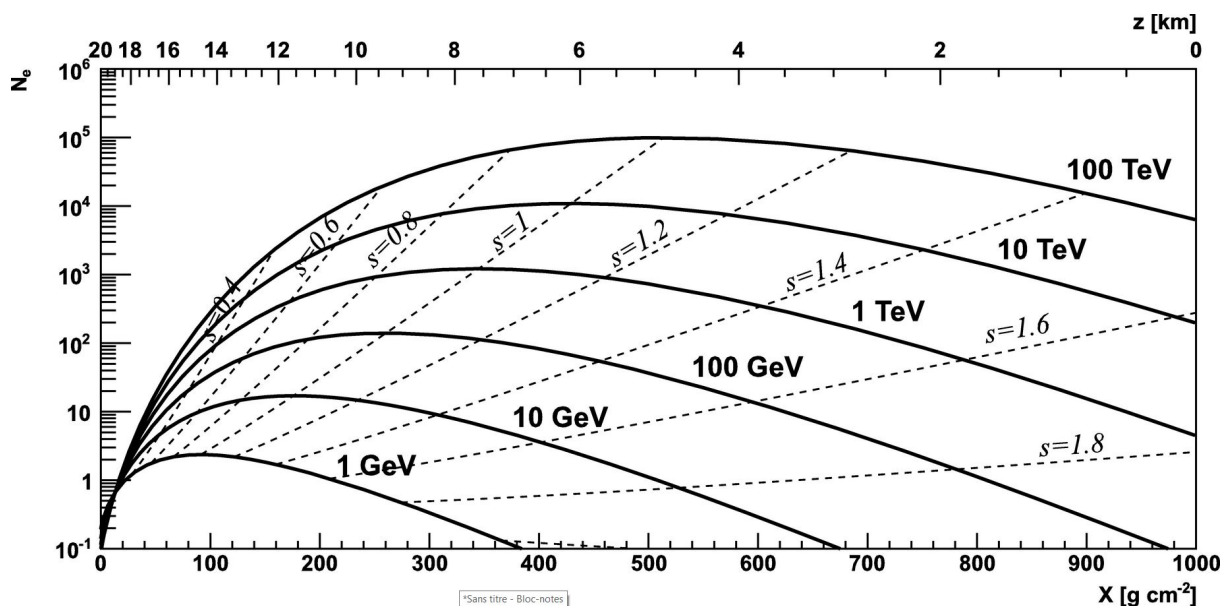


FIGURE V.6 – Évolution du nombre de particules dans des gerbes atmosphériques de différentes énergies en fonction du nombre de longueurs de radiations traversées (de Naurois & Rolland 2009).

des distributions longitudinales et latérales des particules chargées. Ainsi, les gerbes électromagnétiques sont modélisées sous différentes conditions d'observation à l'aide de simulations Monte Carlo, paramétrées à l'aide de fonctions analytiques. À chaque condition est associée une distribution de lumière Tcherenkov particulière. Les propriétés intrinsèques de l'atmosphère, telles que l'évolution de sa densité avec l'altitude, sa transparence à la lumière Tcherenkov, ainsi que les performances de l'instrument sont prises en compte dans le calcul pour prédire la quantité de photons Tcherenkov attendue dans chaque pixel de la caméra. De plus, la contribution du bruit de fond de ciel provenant des étoiles (*Night Sky Background*, NSB par la suite) dans chaque pixel de la caméra est modélisée sur la base d'une analyse statistique détaillée. Des tables d'images de gerbes atmosphériques sont générées pour un grand nombre de paramétrisations différentes :

- 40 angles zénithaux θ_z de 0° à 60° , permettant de faire varier la forme de la tache Tcherenkov au sol ainsi que la quantité d'atmosphère traversée (et donc l'absorption). Ces angles zénithaux sont espacés suivant la formule $i_\theta = 20 \times (1/\cos\theta_z - 1)$;
- 50 distances d'impact⁴, variant de 0 à $(500\text{m})/\cos(\theta_z)$;
- 75 intervalles en énergies allant de $(5 \text{ GeV})/\cos(\theta_z)$ à $(125 \text{ TeV})/\cos(\theta_z)$ logarithmiquement espacés suivant $\ln(E/E_c)$ avec E_c l'énergie critique dans l'air ;
- 10 profondeurs de première interaction de 0.03 à $12.2X_0$ linéairement espacées.

À chaque image simulée sont associées et enregistrées les informations relatives à son énergie, sa distance d'impact, sa profondeur de première interaction et son angle zénithal. Les images sont générées dans une caméra parfaite possédant une pixellisation très fine (0.01° par pixel) afin d'obtenir les images les plus précises possibles. La modélisation de cette caméra parfaite nécessite une connaissance précise de la PSF de l'instrument, de sa réponse de déclenchement⁵ ainsi que le temps nécessaire à la chaîne électronique pour traiter un évènement.

4. La distance d'impact correspond à la distance entre le centre de la tache Tcherenkov et le centre du réseau de télescopes

5. C'est-à-dire les conditions qui vont faire que la caméra va enregistrer une image.

3 Simulation des gerbes atmosphérique et du détecteur

Les connaissances nécessaires à la fabrication des tables d'images sont obtenues sur la base de simulations précises des processus prenant place dans le développement des gerbes atmosphérique et des fonctions de réponses de l'instrument.

En pratique, pour un jeu de paramètres initial donné, l'altitude à laquelle les photons Tcherenkov émis par la gerbe peuvent atteindre les télescopes est en premier lieu déterminée, ce qui permet de prendre en compte le profil atmosphérique. Ensuite, le développement de la gerbe est divisé en 20 intervalles d'altitude. La propagation des particules chargées dans ces tranches d'atmosphère prend en compte toutes les sections efficaces des processus inhérents à la gerbe : création de paires e^\pm , diffusions multiples (Molière), productions de photons par rayonnement Bremsstrahlung et par ionisation, dérive des particules due au champ magnétique terrestre... En fonction de ces processus, le nombre total de particules chargées présentes à chacune de ces altitudes est calculé, puis les particules sont classées en fonction de leur énergie. Pour chaque bande en énergie, on estime l'énergie moyenne, l'angle d'émission Tcherenkov et le rendement d'émission intégré sur la transmission atmosphérique. Pour finir, les particules sont séparées en fonction de leur dérive angulaire par rapport à l'axe principal de la gerbe afin de calculer la proportion des photons Tcherenkov ne parvenant pas jusqu'aux télescopes. Au sein de la collaboration H.E.S.S., deux logiciels (*CORSIKA* et *KASCADE*) de simulation de gerbes atmosphériques sont utilisés. *KASCADE* a été utilisé et développé par les collaborations *Whipple* (Weekes et al. 1989b), *CAT* (Le Bohec et al. 1998b) et *CELESTE* (Giebels et al. 1998). La comparaison de ces deux générateurs par la collaboration H.E.S.S. a montré que le nombre de photons Tcherenkov émis par une gerbe atmosphérique à une énergie donnée ne varie que de 2% (Guy 2003).

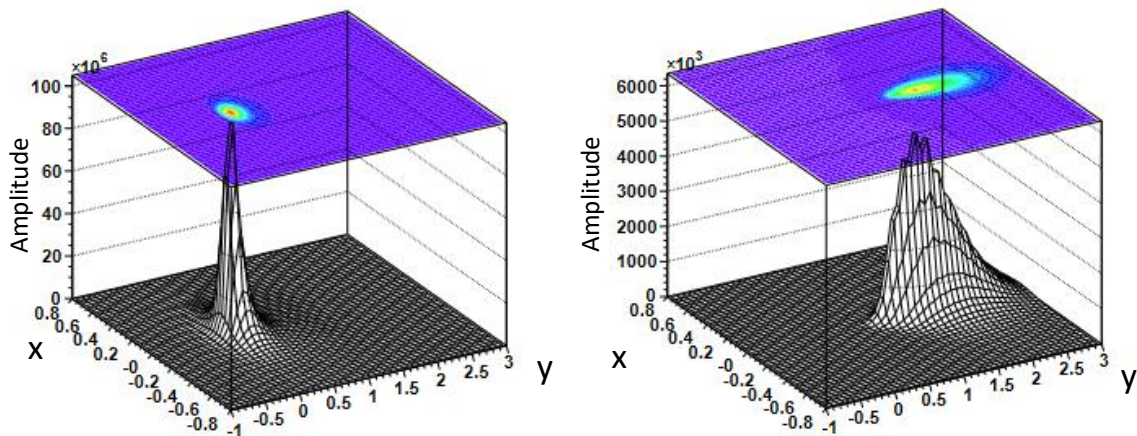


FIGURE V.7 – Densité de lumière Tcherenkov de gerbes atmosphériques initiées après une longueur de radiation par un photon γ de 1 TeV au zénith. À gauche, le photon γ tombe à 20 m du réseau de télescopes. À droite, le même photon γ tombe à 250 m du réseau (De Naurois 2000).

Les images enregistrées dans les tables sont ensuite obtenues en combinant les gerbes atmo-

sphériques générées par *KASKADE* et des simulations des télescopes (ici, le réseau H.E.S.S. décrit dans la section suivante). Les caractéristiques utilisées dans ces simulations sont les fonctions de réponses de l'instrument, prenant en compte les efficacités quantiques des PM des caméras et l'efficacité de collection optique des télescopes. Le code *SMASH*, spécialement développé pour H.E.S.S., simule ces caractéristiques à partir de la valeur du signal Tcherenkov dans chaque pixel des caméras. Les effets associés à l'ombre des bras porteur des caméras et à la réflectivité des cônes de Winston sont pris en compte au travers de coefficients globaux (Guy 2003). Toutes les gerbes sont simulées de telle sorte que la direction de provenance du gamma soit alignée avec le centre de la caméra. Un changement de la direction du photons γ se traduira simplement par une translation de l'image dans le référentiel de la caméra. Cette translation/rotation peut être appliquée plus tard, au cours de la reconstruction des paramètres de l'image réelle.

La figure V.7 est un exemple d'images simulées avec le modèle semi-analytique pour un photon de 1 TeV au zénith issus des simulations du modèle semi-analytique. La seule différence provient de la distance d'impact au centre du réseau, 20 m à gauche et 250 m à droite. Plus une gerbe est éloignée du réseau (axes x,y), plus la forme de la gerbe dans la caméra est allongée et moins l'intensité mesurée est piquée (axe z).

4 Le réseau de télescope H.E.S.S.

Le réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic system*; Hinton & HESS Collaboration 2004) est dédié à l'observation de sources γ de très haute énergie depuis le sol. H.E.S.S. est composé de quatre petits télescopes à imagerie Tcherenkov, dénommés CT1, CT2, CT3 et CT4⁶, mis en service en décembre 2003 dans ce qu'on appelle la phase I. La phase II a consisté en l'ajout et la mise en fonctionnement en 2012 d'un grand télescope au centre du réseau appelé CT5, permettant la réduction du seuil en énergie du réseau, mais aussi un accroissement de la sensibilité du réseau. Ce réseau est situé en Namibie, sur le plateau de Khomas à une altitude de 1800 m. Ce site a été choisi en raison de la grande qualité de son ciel et de ses conditions atmosphériques idéales. En effet, avec une pollution lumineuse très faible et un environnement semi-désertique, l'atmosphère y est propice à la détection des flashes ténus de lumière Tcherenkov provoqués par l'interaction des rayons γ avec l'atmosphère. La faible humidité de l'atmosphère dans cette région réduit la présence de nuage et permet une transmission optique importante dans le domaine de longueur d'onde de ces flashes. Sa localisation dans l'hémisphère Sud permet l'observation d'une grande partie de la Voie Lactée, en particulier du centre galactique, dans lequel le nombre de sources astrophysiques est très important. La faible valeur du champ magnétique⁷ dans cette région proche du Tropique du Capricorne limite la dispersion des particules chargées des gerbes atmosphériques, leur évitant ainsi une déformation qui rendrait leur reconstruction difficile.

Les conditions atmosphériques ont un fort impact sur la quantité de lumière Tcherenkov qui peut être détectée depuis le sol et sur la qualité des observations. Ainsi, le réseau est accompagné de nombreux instruments complémentaires qui permettent un contrôle de la qualité de l'atmosphère au cours de chaque observation. La présence d'une station météo sur site permet de faire des relevés précis de l'humidité, de la pression et de la température au niveau du sol. Cette station renseigne aussi la force et la direction du vent, données importantes pour la protection des télescopes (contrainte mécanique du vent sur la structure). Un radiomètre fixe scanne en permanence l'atmosphère autour du site afin de prévenir l'apparition de nuage, synonyme de mauvaises

6. CT pour *Cherenkov Telescope*.

7. Le réseau de télescope H.E.S.S. est situé dans l'Anomalie Atlantique Sud

conditions d'observations, voire de pluie, dangereux pour la haute tension des caméras. À chaque télescope est associé un radiomètre infrarouge qui pointe dans la même direction que lui. Ces radiomètres permettent de mesurer la température de l'atmosphère directement dans la direction de pointée de chaque télescope et permet de détecter des nuages jusqu'à une dizaine de kilomètres d'altitude⁸. Enfin, un lidar infrarouge permet de contrôler au début d'observation la présence d'aérosols dans l'atmosphère par rétro-diffusion d'impulsion laser (Bregeon et al. 2016). Il n'est pas utilisé pour toutes les observations et ne pointe que dans la direction du centre galactique. Les données de ces différents instruments sont enregistrées pour chaque observation et sont par la suite utilisées pour la sélection des données et pour la réduction des erreurs systématiques sur la mesure des flux des sources γ observées.

Les observations standard⁹ de H.E.S.S. s'effectuent de nuit, lorsque le soleil est à 18° sous l'horizon et que la lune est absente du ciel. Une observation, aussi appelée *run*, a une durée moyenne de 28 min. Cette durée est un compromis entre la quantité de données enregistrées et le déplacement de la source dans le ciel en raison de la rotation terrestre, responsable d'un changement des conditions d'observation. Sous ces conditions, le cycle efficace d'observation de H.E.S.S. au cours d'une année est de $\sim 1000h$. Les moments d'obscurité partielle avant et après les phases de prise de données sont utilisés pour la calibration des caméras et des télescopes. Une description de la calibration des caméras de H.E.S.S. peut être trouvée dans Giavitto et al. (2017).

4.1 Télescopes de la Phase I de H.E.S.S.

4.1.1 Structure des télescopes

Les quatre petits télescopes de la phase I de H.E.S.S. forment les sommets d'un carré de 120 m de côté, dont les diagonales suivent les axes Nord-Sud et Est-Ouest. L'espacement entre les télescopes est un compromis entre l'efficacité du mode stéréoscopique, qui nécessite des angles différents pour enregistrer le plus précisément possible la morphologie des gerbes atmosphériques, et la probabilité qu'un photon γ déclenche plusieurs télescopes. L'espacement a été choisi pour maximiser la détection autour du TeV, tout en étant capable de détecter des événements d'une énergie ~ 100 GeV. Cet espacement a aussi été choisi pour minimiser la chance que les muons des gerbes hadroniques, produits près du sol, déclenchent plusieurs télescopes, ce qui permet un meilleur rejet des gerbes hadroniques.

Chaque télescope est monté sur une structure d'acier rigide, capable de supporter les contraintes mécaniques dues au poids de la caméra et à la pression du vent sans trop de déformation. Ils sont installés sur des montures azimutales motorisées, capables de varier leur direction de pointé à une vitesse de 100° par minute. Cette vitesse leur permet de changer de direction de pointé en quelques minutes en cas d'alerte, comme la détection d'un sursaut γ par les GBM du satellite *Fermi* par exemple. Ils sont munis d'un système de guidage qui permet de choisir leur axe de pointé avec une précision de l'ordre de $10''$. Cependant, les contraintes mécaniques imposées à la structure détériorent cette précision. Une fois les contraintes mécaniques prises en compte lors des analyses à l'aide de modèles de déformations (Gillessen 2002), la précision de pointé est de l'ordre de $20''$, ce qui est bien inférieur à la résolution angulaire atteinte par les différentes méthodes de reconstruction utilisées dans H.E.S.S. ($< 0.1^\circ$).

8. Le taux de déclenchement des radiomètres augmente lors du passage d'un nuage dans le champ de vue d'un radiomètre.

9. Depuis peu, H.E.S.S. effectue des observations durant le crépuscule ainsi qu'en présence de la Lune.

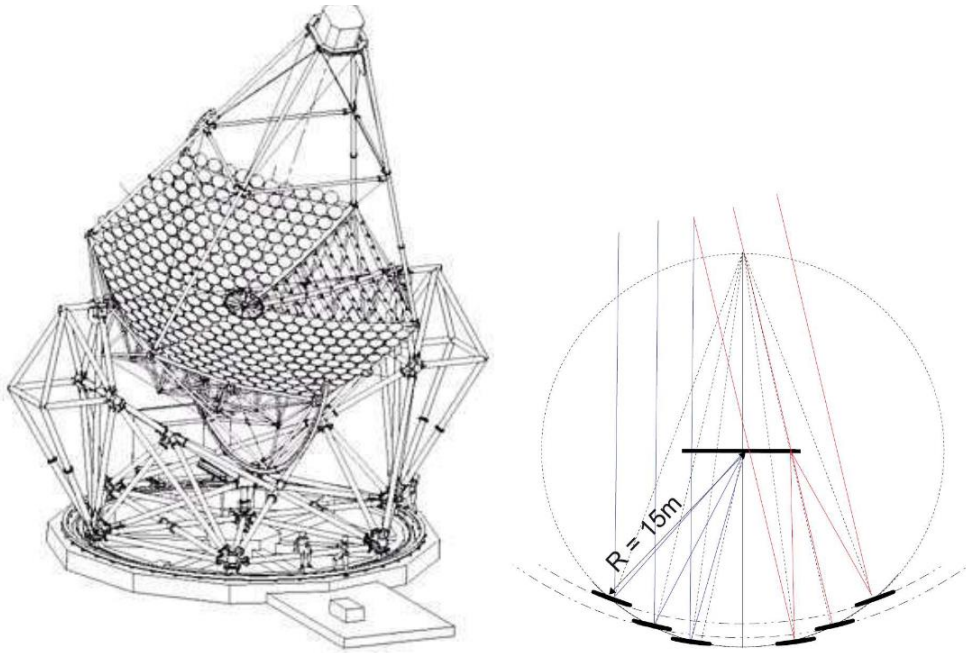


FIGURE V.8 – À gauche : Structure d'un télescope de la phase I. À droite, représentation du montage optique Davies-Cotton utilisé pour les miroirs.

Sur cette structure sont montés 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre, pour une surface réfléchissante totale de 107 m^2 . Une grande surface de réflexion est primordiale car une grande surface de collection de photons Tcherenkov permet de réduire le seuil en énergie de l'instrument, le ratio signal sur bruit des mesures, ce qui permet l'amélioration de détection des sources peu brillantes. Ces miroirs sont placés sur une sphère de 13 m de rayon suivant une optique de Davies-Cotton (Davies & Cotton 1957), formant une surface hexagonale d'une distance focale de 15 m. Ce montage diminue les aberrations optiques présentes dans les montures paraboliques, notamment lors des observations de sources hors axe, c'est-à-dire à une position très différente de la direction de pointé. Grâce à ce montage, la taille d'une source ponctuelle est toujours inférieure à la taille d'un pixel de la caméra quelle que soit sa position dans le champ de vue. Cette correction se fait au prix d'un temps de réflexion plus long, induisant un asynchronisme de l'arrivée des photons dans la caméra. Cet asynchronisme est d'autant plus grand que la taille de la surface réfléchissante est importante¹⁰ (Hofmann 1997). Cependant, dans le cas des télescopes de phase I, cet asynchronisme est de l'ordre de 4.5 ns entre le bord et le centre de la surface réfléchissante, ce qui est faible par rapport à la durée du signal Tcherenkov. La taille de la surface réfléchissante est donc un compromis entre un asynchronisme relativement faible et une grande surface de réflexion. La réflectivité des miroirs de H.E.S.S. a été estimée de l'ordre de $\sim 70\%$ dans le domaine de longueur d'onde Tcherenkov avec une perte d'efficacité de l'ordre de 3 à 4% par an due à l'exposition aux différentes conditions locales, notamment la poussière qui se dépose sur les miroirs.

Chacun des miroirs est monté sur un élément motorisé dont le but est de changer son inclinaison pour une bonne convergence sur la caméra. L'alignement des miroirs se fait grâce à la présence de deux caméras CCD au centre de la surface réfléchissante (Cornils et al. 2003). Lors d'observations dédiées, une des CCD observe le ciel pendant que l'autre mesure la réflexion des étoiles sur un capot placé devant la caméra. L'orientation de chaque miroir est alors modifiée

10. Il varie quadratiquement avec la distance au centre du disque.

afin de faire converger les images d'une étoile provenant de chaque miroir en un même point sur le capot.

4.1.2 Description des caméras

Chaque télescope est équipé d'une caméra dont le but est d'enregistrer les photons de lumière Tcherenkov réfléchis par les miroirs des télescopes (Vincent et al. 2003). Les caméras de H.E.S.S. ont été construites avec un grain fin afin d'avoir les images les plus précises possibles, un champ de vue suffisamment grand pour pouvoir observer des sources étendues et une électronique rapide afin de s'affranchir le plus possible de la contamination du NSB. Les caméras sont situées légèrement en deçà du plan focal des miroirs afin de faire la mise au point à une distance ~ 10 km d'altitude (altitude moyenne à laquelle se développe les gerbes atmosphériques). Ce décalage permet d'obtenir des images plus nettes et mieux résolues, donc d'améliorer la différenciation entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques lors des analyses.

Chaque caméra est constituée d'un ensemble de 960 photo-multiplicateurs (PM) répartis en 60 tiroirs constitués de 16 PM chacun (cf. Figure V.9a). Les PM ont pour rôle de convertir le signal ténu des flashes Tcherenkov en un signal électrique mesurable. Par effet photo-électrique, les photons de lumière Tcherenkov, captés et focalisés sur les PM par les miroirs, vont venir arracher des électrons sur la photo-cathode en entrée du PM. Ces électrons, aussi appelés photon-électrons (p.e par la suite), sont accélérés à travers le PM par un fort champ électrique (tension de ~ 1000 V). Ces électrons vont se multiplier par interactions successives sur les dynodes du PM jusqu'à être suffisamment nombreux pour fournir un signal électrique exploitable à la sortie du PM. Un PM est caractérisé par deux grandeurs : son gain et son efficacité quantique. Le gain d'un PM est défini comme le taux de conversion d'un photon en un certain nombre de p.e en sortie. De l'ordre de $\sim 2 \times 10^5$ par PM dans H.E.S.S., il dépend de la tension appliquée et de l'efficacité quantique d'un PM, définie comme la probabilité qu'un photon soit converti en p.e par interaction avec le PM. Cette efficacité dépend de la longueur d'onde considérée et elle est différente pour chaque PM. L'efficacité quantique des PM des caméras de H.E.S.S. est de $\sim 20\%$ dans la gamme de longueur d'onde du spectre de lumière Tcherenkov.

Afin de récupérer le plus de lumière Tcherenkov possible au niveau des PM et de maximiser leur probabilité de conversion en p.e, chaque entrée de PM est équipée d'un cône de Winston. Les cônes de Winston sont des collecteurs de lumière de forme hexagonale dont la surface interne est réfléchissante. Leur rôle est de collecter et concentrer la lumière Tcherenkov sur le centre du PM, où son efficacité quantique est maximale. Un schéma d'un cône de Winston est montré sur la Figure V.9b. La collecte des photons est maximisée car le cône permet de focaliser les photons hors axe à l'aide de réflexions multiples jusqu'au centre du PM. La transmission d'un cône de Winston, c'est-à-dire sa capacité à restituer une intensité lumineuse en sortie étant donnée celle en entrée, est de 70–80%. Les cônes de Winston réduisent le champ de vue d'un PM à 0.16° . En contrepartie, ils permettent de réduire les interstices entre les PM, ce qui augmente l'efficacité globale de collection des photons Tcherenkov. Ainsi, le champ de vue total d'une caméra est de 5° , à comparer aux $\sim 1^\circ$ de la taille d'une gerbe atmosphérique. Cette réduction du champ de vue tend à diminuer la contribution de l'albédo terrestre, dû à la réflexion de lumière sur le sol, lors d'observations à grands angles zénithaux ($z_a > 30^\circ$). La combinaison PM/cône de Winston sera par la suite appelée pixel.

Les tiroirs des caméras sont interchangeables. Ils sont associés à deux cartes d'acquisition à électronique rapide, chacune associée à huit pixels. Ces cartes servent à : gérer la communication

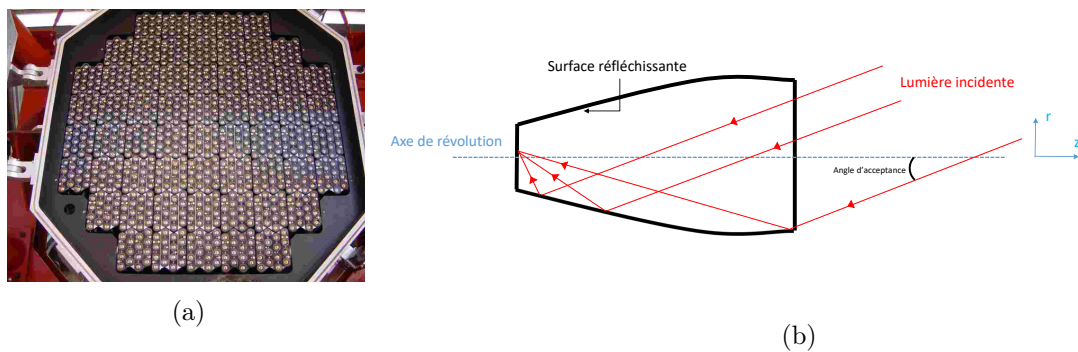


FIGURE V.9 – (a) Photographie de la face avant d'une caméra de la phase I de H.E.S.S. (b) Principe de fonctionnement d'un cône de Winston.

avec la caméra, assurer l'alimentation des PM et la lecture de leurs signaux de sortie. Grâce à cette électronique rapide, le temps de réaction des caméras à un évènement est optimisé et la contamination par le NSB durant l'acquisition d'un flash Tcherenkov est minimisée.

Les caméras des télescopes de la phase I de HESS ont subi une remise à niveau en 2016, notamment en améliorant leur électronique avec une réduction considérable du temps mort de la caméra par un facteur 60 (Ashton et al. 2020).

4.2 Phase II : implémentation du 5^{ème} télescope

La phase II de H.E.S.S. a consisté en l'ajout d'un cinquième télescope au centre du réseau, bien plus grand que ceux de la phase I. Ajouté en 2012, CT5 a pour objectif principal d'améliorer la reconstruction des évènements autour de la centaine de GeV et d'abaisser le seuil en énergie du réseau jusqu'à ~ 30 GeV grâce à sa grande surface collectrice autorisant la détection de gerbes plus ténues. Avec ce nouveau seuil en énergie, on observe une gamme en énergie complémentaire à celle du *Fermi-LAT*.

4.2.1 Structure du télescope

La surface réfléchissante de CT5 est composée de 875 miroirs circulaires de 90 cm. Ils sont montés suivant une optique parabolique sur une ellipse de grand axe ~ 32 m et de petit axe ~ 24 m pour une surface totale de 614.5 m^2 . Une monture parabolique a été préférée à une monture Davies-Cotton pour synchroniser le temps d'arrivée des photons dans la caméra et pour éviter la dégradation du signal qui serait causée par une optique Davies-Cotton (Cornils et al. 2005). En effet, sur cette structure de ~ 28 m, la différence de marche des photons serait de 9 ns, une durée supérieure à la durée du signal Tcherenkov produit par une gerbe atmosphérique. Ce délai aurait pour conséquence une dilution du signal Tcherenkov, une dégradation de la reconstruction des évènements et une réduction du ratio signal sur bruit de la source observée par une contamination du NSB. L'alignement des miroirs repose sur le même principe que celui décrit précédemment pour les petits télescopes.

Le moteur associé à la monture de CT5 est plus puissant que celui des petits télescopes. Sa vitesse de $\sim 100^\circ$ par minute en élévation et de $\sim 200^\circ$ par minute en azimut, lui permet de se repositionner et de pointer avec une précision de $2.4''$ n'importe quelle position du ciel en moins de 2 minutes en cas d'alerte d'une source transitoire, voire même ~ 30 s selon la position de l'alerte (Balzer et al. 2015).

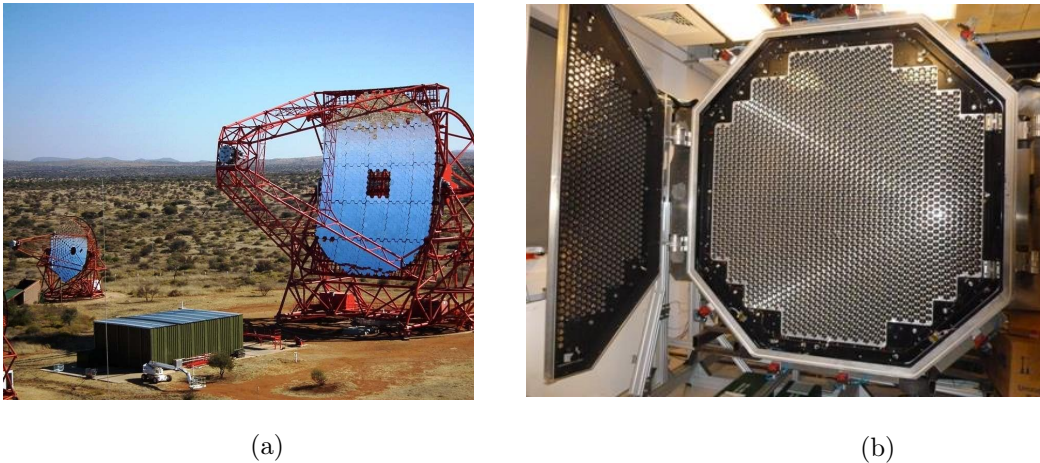


FIGURE V.10 – (a) : Photo de CT5 et d'un télescope de la phase I. (b) Face avant de la caméra de CT5.

4.2.2 La Caméra de CT5

D'un diamètre d'environ deux mètres, la caméra de CT5 reprend la même structure que celles présentes sur CT[1-4]. Elle est constituée de 2048 PM arrangés en 128 tiroirs (cf. Figure V.10). À chaque PM est associé un cône de Winston d'un angle solide de 0.067° , induisant un champ de vue total de la caméra de 3.17° . L'électronique de la caméra a été améliorée pour être plus rapide. Le temps d'acquisition entre deux évènements est réduit, avec un temps mort de 1% du temps d'acquisition total (contre 10% pour les télescopes de la phase I). Cette électronique rapide autorise l'utilisation de CT5 en mode monoscopique.

Contrairement aux petits télescopes dont la distance de mise au point est fixe, CT5 a été pourvu d'une mise au point automatique afin de faire la mise au point à des altitudes variables au cours d'une observation. Cet autofocus se fait en déplaçant la caméra sur l'axe optique jusqu'à 23 cm. Ainsi la mise au point est adaptée en fonction de l'angle zénithal et en fonction de la bande en énergie que l'on souhaite observer. La mise au point de base de CT5 est de 15 km. Une description plus technique de la caméra du télescope CT5 peut être trouvée dans [Bolmont et al. \(2014\)](#).

4.3 Déclenchement et acquisition

Les flashes de lumière Tcherenkov produits par les particules des gerbes atmosphériques sont ténus et brefs. Il est par conséquent difficile de les enregistrer et encore plus de les différencier des signaux produits par le NSB. Pour palier à ce problème, une électronique rapide couplée à un système de déclenchement à deux niveaux a été mise en place au niveau des caméras de H.E.S.S. ([Funk et al. 2004](#)).

Chaque caméra des quatre télescopes de la phase I est découpée en 38 secteurs de déclenchement de 64 pixels. Ces secteurs se chevauchent pour former une surface de déclenchement homogène à travers la caméra. La taille des zones de déclenchement est un compromis entre la taille angulaire moyenne des gerbes électromagnétiques ($\sim 1^\circ$) et la contamination par les photons du NSB. Un signal d'acquisition est généré lorsqu'au moins N pixels d'un secteur dépassent une intensité seuil de S_1 p.e dans un laps de temps de 1.3 ns. Ce signal est envoyé par fibre optique au système de déclenchement central et reste en mémoire pendant 80 ns. La caméra qui a envoyé le signal de

déclenchement est alors mise en attente et n'enregistre plus d'information. Si un deuxième signal est reçu par le système de déclenchement central en provenance d'une autre caméra dans ce laps de temps, un ordre de confirmation d'enregistrement est envoyé. L'évènement est alors enregistré par toutes les caméras qui ont déclenché. Si une caméra n'a pas de signal de confirmation dans les $\sim 5 \mu s$, son électronique est réinitialisée et la caméra reprend son activité. Ce déclenchement en deux parties garantit la synchronisation de l'enregistrement d'un même évènement par différentes caméras. Le temps total d'acquisition et d'enregistrement par les caméras de la phase I est de $\sim 460 \mu s$ soit un temps mort de 10% pendant lequel l'électronique est occupée et aucun évènement ne peut être enregistré. Un minimum de deux télescopes ayant déclenché est requis pour lancer l'enregistrement. Cela permet de s'affranchir du signal provenant de muons, produits près du sol et ne déclenchant par conséquent qu'un seul télescope et réduit l'impact de la fluctuation du NSB. Cette coordination assure la stéréoscopie au niveau des évènements, autorisant une meilleure reconstruction ainsi qu'une capacité accrue de rejet des hadrons et du NSB.

En dessous de 100 GeV, la lumière Tcherenkov produite par les gerbes est trop ténue pour déclencher les petits télescopes. CT5 est capable de déclencher sur ce genre d'évènement grâce à sa plus grande surface de collection. Ainsi, CT5 a la capacité de fonctionner en mode *Mono* : si un signal de déclenchement est envoyé au réseau central, les informations prises par CT5 sont enregistrées indépendamment du reste du réseau. Il peut bien entendu fonctionner en coïncidence avec les petits télescopes. Son électronique plus rapide que pour les CT[1-4] réduit son temps mort à $15 \mu s$, soit 1% de son temps d'acquisition. Avec l'ajout de ce télescope au réseau, trois modes d'analyse sont possibles : le mode *stéréo* qui consiste en l'utilisation des quatre petits télescopes, le mode *hybride* combinant tous les télescopes du réseau et le mode *mono* dans lequel seul CT5 est utilisé.

5 Méthodes de reconstruction

Le rayonnement Tcherenkov collecté et enregistré dans la caméra d'un télescope au sol est une fidèle représentation de la forme de la gerbe atmosphérique qui en est à l'origine. À l'aide des caractéristiques de cette image, telles que sa forme, sa position et l'intensité mesurée dans les pixels éclairés de la caméra, on peut reconstruire les propriétés de la particule incidente et discriminer les photons γ des hadrons. De nombreuses méthodes de reconstructions ont été développées au cours du temps, mais seuls deux d'entre elles vont être présentées dans les deux sections suivantes.

5.1 Reconstruction géométrique de Hillas

Sur la base d'études de simulations *Monte-Carlo*, Hillas a proposé en 1985 une méthode de paramétrage des gerbes atmosphériques utilisant une approche géométrique sur les pixels de la caméra illuminés par la lumière Tcherenkov (Hillas 1985). Les paramètres géométriques qui sont reconstruits par cette paramétrisation sont utilisés pour reconstruire les caractéristiques du photon γ primaire à l'origine de la gerbe (direction de provenance, énergie, impact au sol). Ils fournissent aussi des informations pertinentes pour la discrimination entre les γ et le bruit de fond des rayons cosmiques.

La première étape de cette reconstruction consiste en l'identification et en la sélection des pixels de la caméra illuminés par le signal Tcherenkov (Aharonian et al. 2006). Les autres pixels, qui contiennent principalement du NSB, ne sont pas utilisés dans la reconstruction. Les pixels de l'image sont différenciés du fond par comparaison de l'intensité de lumière dans un pixel (me-

sur en photon-électron) avec celle de ses proches voisins. Ainsi, les pixels dont l'intensité est supérieure à un seuil S_1 ne sont conservés que s'ils ont au moins un voisin dont l'intensité est supérieure à un seuil S_2 et inversement. Ce nettoyage ou *cleaning* sélectionne les pixels de la caméra qui sont spatialement corrélés par leur intensité, et qui correspondent au signal Tcherenkov émis par la gerbe. Les pixels déclenchés par le NSB ont une faible intensité et sont donc ignorés au cours de cette sélection. Dans H.E.S.S., plusieurs couples de seuils S_1 et S_2 sont utilisés en fonction du télescope. Pour les petits télescopes (CT1-4), un seuil haut de 10 p.e. et un seuil bas de 7 p.e. sont généralement mis en place (Aharonian et al. 2006).

Après l'étape de *cleaning*, le groupe de pixels sélectionné dans la caméra a approximativement la forme d'une ellipse plus ou moins symétrique en fonction du type de gerbe à l'origine de l'image. Les caractéristiques de la particule ayant engendré la gerbe sont reconstruites en modélisant une ellipse sur ce groupe de pixels. Les paramètres de Hillas servant à cette reconstruction sont :

- la longueur L et la largeur W de l'ellipse ;
- l'axe principal passant par le centre de gravité de l'ellipse et le centre de la caméra ;
- la distance nominale (ND par la suite) d , défini comme la distance entre le centre de gravité de l'ellipse et le centre de la caméra ;
- l'angle α entre le grand axe de l'ellipse et l'axe principal ;
- l'angle azimutal de l'image φ ;
- l'intensité totale des pixels de l'image ;

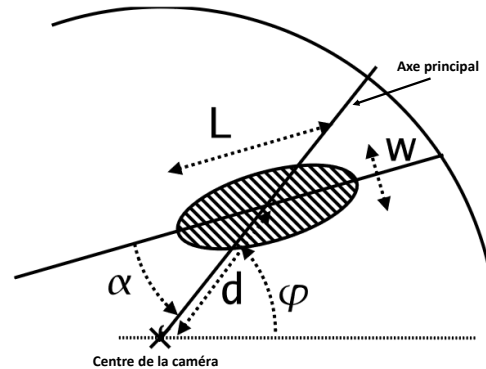


FIGURE V.11 – Définition des paramètres géométriques de Hillas.

Les pixels de la caméra illuminés par une étoile brillante sont éteints pour éviter d'endommager la photocathode. En outre, certains pixels (en général moins de 5%) sont retirés de l'analyse en raison d'un dysfonctionnement instrumental (haute tension non fonctionnelle, pixel bruyant, mauvais comportement de la mémoire analogique). La paramétrisation de Hillas est très sensible au nombre de pixels "morts" de la caméra car ils produisent des images tronquées. Ces pixels désactivés induisent donc une mauvaise reconstruction de l'énergie, par une sous-estimation de l'intensité de la gerbe, et une reconstruction erronée de la direction du photon par une légère modification de la forme de l'image. De plus, en raison de cette approche géométrique, il peut être délicat d'ajuster correctement une ellipse sur les images si ces dernières sont en bord de caméra et donc majoritairement en dehors de celles-ci. Dans ce cas, le modèle de Hillas n'a que peu d'informations pour construire une ellipse, et l'intensité enregistrée n'est plus représentative de l'énergie de la gerbe. Ces informations partielles entraînent une estimation erronée des caractéristiques de la particule primaire. Ces images coupées sont relativement peu présentes à basse énergie car les gerbes sont bien collimatées : seuls les événements dont les pieds de gerbe¹¹ sont proches

11. Intersection de la direction du γ incident avec le sol.

du centre du réseau sont susceptibles de déclencher les télescopes. En revanche à haute énergie, la taille de la tache Tcherenkov au sol est très importante et des gerbes lointaines sont susceptibles de déclencher des télescopes, mais avec des images coupées. Pour éviter de reconstruire ces évènements menant à une reconstruction de mauvaise qualité, une sélection sur la distance nominale (ND par la suite) est effectuée dans les caméras. Seules les images enregistrées dans les caméras possédant une ND inférieur à 2° sont conservées lors de l'analyse. L'efficacité de la méthode de reconstruction de Hillas est également moindre à basse énergie. En effet, même si ces évènements sont susceptibles de déclencher entièrement le réseau avec des images complètes, l'intensité enregistrée dans les caméras est très faible. Il est alors difficile de différencier les pixels de la caméra associée à la gerbe de ceux associés à des fluctuations du NSB et du bruit électronique.

La figure V.12 illustre la méthode de reconstruction de la direction liée à la position de l'image de la gerbe dans la caméra. La direction de la source est donnée par l'intersection du grand axe de chacune des ellipses, regroupées dans une même caméra appelée système nominal (cf. Figure V.12a). Le pied de gerbe est reconstruit dans le référentiel du réseau en intersectant les plans contenant les télescopes et le grand axe des ellipses de chaque caméra (cf. Figure V.12b). Cette position est importante car elle permet de mesurer avec précision la quantité de lumière Tcherenkov émise par la gerbe et donc permet une estimation de l'énergie de la particule primaire.

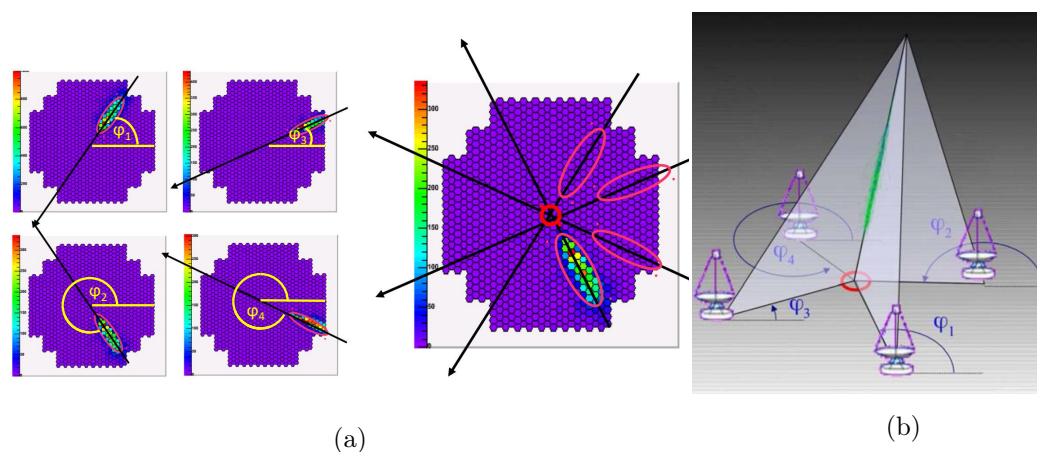


FIGURE V.12 – (a) Reconstruction de la position de la source en utilisant la stéréoscopie. (b) Reconstruction du pied de gerbe en mode stéréoscopique. Figure issue de De Naurois (2012).

L'estimation de l'énergie est dépendante des différents paramètres liés aux caractéristiques de l'image et des conditions d'observation de la gerbe : l'amplitude de l'image dans la caméra, le pointé du télescope (angle zénithal et angle hors-axe), l'efficacité optique des télescopes (variable avec le temps), la distance d'impact, ainsi que le maximum de développement de la gerbe. À partir d'images générées par des simulations MC pour un grand nombre de paramètres initiaux différents, des tables contenant l'énergie moyenne et l'écart-type, en fonction des différents paramètres énumérés précédemment, sont construites. Les valeurs stockées dans ces tables sont utilisées pour interpoler l'énergie initiale de la particule à partir des paramètres reconstruits de la gerbe. L'énergie reconstruite E_{reco} est la moyenne de l'énergie estimée E_i sur les images de chaque télescope, pondérée par l'incertitude associée. Cette approche permet une résolution en énergie de l'ordre de 20%, avec des biais de reconstruction principalement à basse et haute énergie. De la même manière, le rejet du fond hadronique se fait en comparant la distribution de la largeur W et de la longueur L , moyennées sur les télescopes et renormalisées par la variance, avec les images provenant de tables simulées en fonction de l'intensité de l'image et de la distance

d'impact. Ces tables sont similaires à celles utilisées pour reconstruire l'énergie.

Les paramètres de Hillas ont été utilisés par toutes les expériences à imagerie Tcherenkov comme une technique robuste de reconstruction des gerbes de photons γ . Une approche plus sophistiquée a été mise au point par Le Bohec et al. (1998b) pour l'expérience CAT¹² et perfectionnée par de Naurois & Rolland (2009) pour la phase I de H.E.S.S. Cette méthode de reconstruction ne se base plus sur la géométrie comme la méthode de Hillas mais sur la base d'images générées à l'aide du modèle semi-analytique qui prédit la densité de lumière Tcherenkov atteignant le sol et enregistrée dans les caméras (cf. Section V-2).

5.2 Reconstruction de Model++

Model++ est une méthode de reconstruction dans laquelle l'ensemble des informations disponibles dans la caméra est utilisé, et non plus seulement les pixels identifiés comme appartenant à l'image d'une gerbe atmosphérique (de Naurois & Rolland 2009). L'ensemble des caractéristiques d'un évènement sont déduites de tables générées à l'aide de simulation MC. Le grand nombre de paramétrisations différentes utilisées dans la génération de ces tables permet d'explorer au cours d'une analyse un large espace des phases pour les propriétés du photon γ primaire.

5.2.1 Vraisemblance

Dans Model++, les paramètres du photon γ primaire sont estimés à l'aide d'un ajustement statistique, par la comparaison précise de l'intensité de chaque pixel d'une image réelle avec l'intensité des images simulées par un modèle semi-analytique. L'utilisation de l'ensemble des informations présentes dans la caméra permet de s'affranchir du *cleaning* au profit d'un ajustement plus précis de la forme de la gerbe atmosphérique. Cela permet également de prendre en compte avec précision la contribution du NSB dans chaque pixel de la caméra pour chaque évènement. Ainsi, les pixels appartenant à l'image sont différenciés des autres pixels de la caméra par estimation de l'intensité du NSB en se servant du piédestal de chaque pixel. Le piédestal correspond à la distribution de charge présente dans un pixel en l'absence de signal Tcherenkov. Sa largeur σ_p est une combinaison du bruit électronique et du signal provenant du NSB, dont la contribution est bien supérieure. La position et la largeur du piédestal de chaque pixel est variable en fonction des conditions d'observation (variation du NSB) et de la température de l'instrument (variation du bruit électronique). Pour prendre en compte ces variations, ces informations sont mesurées au cours de chaque observation puis utilisées par la suite pour estimer le niveau de NSB dans la caméra.

En raison de la nature poissonnienne du nombre de photons Tcherenkov détectés dans un pixel, une procédure de minimisation de la vraisemblance est utilisée dans Model++ afin d'estimer les meilleurs paramètres du photon γ primaire. La fonction de vraisemblance utilisée dans Model++ pour chaque pixel est définie comme :

$$\ln L_i = -2\ln P_i(s_i|\mu_i, \sigma_{pi}, \sigma_\gamma) \quad (\text{V.11})$$

dans laquelle la fonction P_i retranscrit la probabilité d'obtenir le signal s dans un pixel i , étant donnée l'intensité μ prédite par le modèle semi-analytique dans ce pixel. Cette probabilité est obtenue en convoluant la distribution du nombre de p.e dans un pixel avec la résolution d'un

12. Le télescope imageur CAT (*Cherenkov Array at Themis*) est un imageur Tcherenkov entré en service à l'automne 1996 sur le site de l'ancienne centrale solaire Themis (France).

photomultiplicateur. Cette résolution est modélisée par une gaussienne dépendante de deux caractéristiques d'un PM : la largeur de son piédestal σ_p , et la réponse d'un PM à un photo-électron unique σ_γ . Comme les pixels d'une caméra sont indépendants, le logarithme de la vraisemblance de chaque caméra peut s'écrire en sommant la fonction de vraisemblance de chacun de ces pixels :

$$\ln L_{tel} = \sum_{N_i} \ln L_i = -2 \sum_{N_i} \ln P_i^{N_i}(s_i | \mu_i, \sigma_{pi}, \sigma_\gamma) \quad (\text{V.12})$$

avec N_i le nombre de pixels. La maximisation de la vraisemblance est effectuée par un algorithme de Levenberg-Marquardt (LVM par la suite; [Levenberg 1944](#); [Marquardt 1963](#)). La fonction LVM possède un fort taux de convergence mais elle est susceptible de converger vers des minimums locaux si les paramètres d'initialisation sont trop loin de la valeur des paramètres finaux. Dans le but d'effectuer la minimisation rapidement sans le recours à un grand nombre d'itérations, il est donc important de fournir des paramètres de départ d'ajustement qui soient le plus proches possible de leur valeur optimale. Dans ce but, la méthode de reconstruction de Hillas est indépendamment utilisée sur chaque évènement en utilisant différents type de *cleaning* (cf. Section V-5.1). Une reconstruction est effectuée pour chacun de ces *cleaning*, ce qui permet de déterminer plusieurs jeux de paramètres géométriquement reconstruits pour un évènement donné.

Pour chaque jeu de paramètres déterminé par les différents *cleanings*, des solutions supplémentaires sont générées en faisant tourner l'angle azimutal φ de l'image dans la caméra. Au total, 12 ensembles de paramètres de départ sont générés de cette façon (3 *cleanings* et 4 rotations pour chacun d'entre eux). La profondeur de première interaction n'étant pas un paramètre reconstruit par la méthode de Hillas, une valeur par défaut de 1 est utilisée lors de cette étape. L'utilisation des solutions alternatives augmente la chance de déterminer correctement les paramètres de départ pour les images de petites tailles ou incomplètes car situées en bord de caméra. Le LVM a ainsi un plus large panel de paramètres parmi lesquels choisir, augmentant sa probabilité de convergence lors de l'ajustement. Le jeu de paramètres possédant la meilleure valeur de vraisemblance est alors choisi et fourni comme point de départ à l'algorithme de Model++. La procédure de minimisation est ensuite effectuée sur l'ensemble des pixels de la caméra. Dans une première itération, la profondeur de première interaction est fixée à sa valeur de départ et les autres paramètres sont estimés pour cette valeur. Au cours de la deuxième itération, tous les paramètres obtenus au cours de la première itération sont fixés et la profondeur de première interaction est ajustée.

Les paramètres reconstruits possédant la meilleure vraisemblance sont conservés et fournissent six paramètres du photon γ incident : sa direction de provenance (2 paramètres), la position du pied de gerbe (2 paramètres), son énergie et la profondeur de première interaction. À ces paramètres s'ajoutent leur incertitude, calculée par le LVM à l'aide d'une matrice de corrélation, ainsi que la valeur finale de la vraisemblance. Un exemple de l'ajustement d'une image par Model++ est montrée en figure V.13. L'évolution du profil de vraisemblance au cours de l'ajustement des paramètres du photon γ est montré en figure V.14. La valeur choisie (indiquée en rouge) est celle qui doit correspondre au minimum du profil de vraisemblance associée à ce paramètre.

Une manière simplifiée de voir la méthode d'ajustement peut être résumée de la façon suivante. Les images réelles sont comparées aux images simulées présentes dans des tables, en ajustant leur position et leur intensité dans une caméra virtuelle. Le nombre d'images qui a été simulé étant fini, les images peuvent être translatées et peuvent subir des rotations dans le but d'ajuster les images réelles le plus précisément possible. Les paramètres associés sont donc interpolés afin de déterminer les caractéristiques du γ incident et fournir les paramètres de la

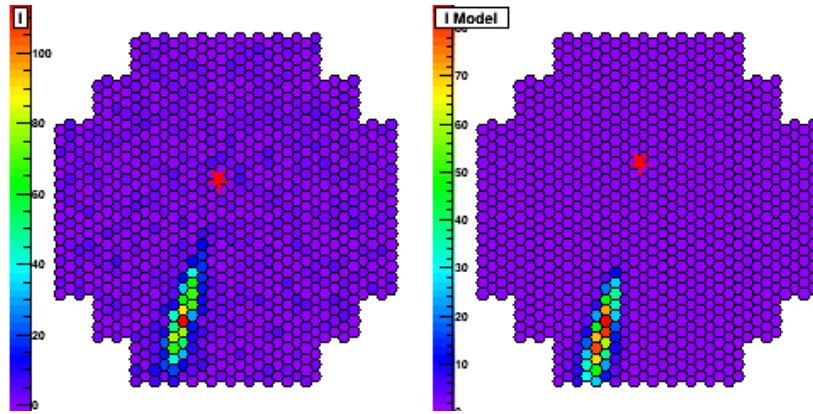


FIGURE V.13 – Exemple d’image dans une caméra d’une gerbe engendrée par un photon γ . À gauche est représentée l’intensité de l’image réelle du γ enregistrée par la caméra. À droite est montré le meilleur ajustement de la forme et de l’intensité par l’algorithme de reconstruction de Model++.

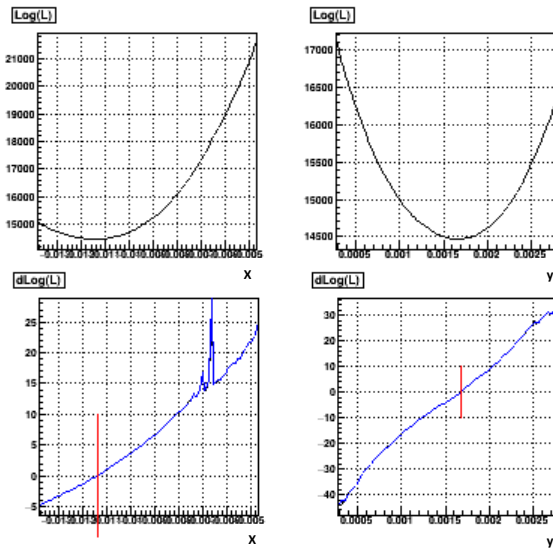


FIGURE V.14 – Profil de vraisemblance pour l’ajustement des paramètres fournis par Model++. En haut, profil de vraisemblance pour la direction de provenance XY du photon de la figure V.13. En bas, dérivée de cet ajustement. En rouge est indiquée la valeur finale du meilleur ajustement, qui doit correspondre au minimum du profil de vraisemblance. Les profils de vraisemblance et leur dérivée sont disponibles pour chacun des six paramètres reconstruits.

reconstruction.

Contrairement à Hillas qui ne peut effectuer sa reconstruction que sur les pixels éclairés de la caméra, les images simulées dans les tables utilisées par Model++ le sont dans une caméra virtuelle plus grande que la taille réelle d’une caméra. Cela permet d’ajuster des images dont la majorité de la gerbe serait à l’extérieur de la caméra, comme pour les gerbes lointaines. Cela améliore la précision sur la reconstruction de la direction et l’estimation de l’intensité totale de l’image et donc de l’énergie.

5.2.2 Séparation γ / hadrons

La puissance de Model++ repose sur sa capacité à différencier le type d’évènement à l’origine des images enregistrées dans les caméras. La *Goodness-of-fit* est la variable utilisée par Model++

pour mesurer la divergence entre une image réelle et son ajustement. Elle est définie comme la différence entre la vraisemblance de chaque pixel, calculée par l'équation V.11 et la moyenne de la vraisemblance prédite pour ce même pixel :

$$G = \frac{\sum_i [\ln L(s_i|\mu_i) - \langle \ln L \rangle_{|\mu_i}]}{\sqrt{2N_{DoF}}} \quad (\text{V.13})$$

où N_{DoF} est le nombre de degrés de liberté du modèle ($N_{pixel} - 6$). Plusieurs types de variables sont définis à partir de l'équation V.13 en fonction du type d'information utilisée :

- la *Goodness*, qui utilise l'ensemble des pixels de la caméra ;
- la *ShowerGoodness*, qui sélectionne uniquement les pixels du cœur de gerbe.

Le cœur de gerbe utilisé pour la *ShowerGoodness* est défini comme les pixels dont l'intensité est supérieure à 0.01 p.e, auxquels sont ajoutés les trois rangées de pixels avoisinants. Cette variable possède moins de degrés de liberté que la *Goodness*, elle est donc plus sensible aux différences entre l'ajustement et l'image réelle, et donc à la morphologie plus chaotique des gerbes hadroniques. La *ShowerGoodness* (SG) est une estimation de la qualité de l'ajustement qui se comporte asymptotiquement comme un ajustement en χ^2 . Cette variable est normalisée et moyennée sur les N_{tel} télescopes utilisés dans l'ajustement pour former la *MeanScaledShowerGoodness* ou MSSG :

$$MSSG = \frac{1}{\sqrt{N_{tel}}} \times \sum_{N_{tel}} SG \quad (\text{V.14})$$

La MSSG est la principale variable discriminante de Model++. Elle peut être vue comme la probabilité qu'un événement donné soit identifié comme un photon γ et non comme un hadron. Un exemple de la distribution de la MSSG pour des photons γ et pour des protons est montré sur la figure V.15. Les images des hadrons étant plus difficiles à ajuster en raison de leur forme irrégulière, leur valeur de MSSG s'étend jusqu'à de très grandes valeurs. À l'inverse, la distribution de la MSSG de photons simulés est une gaussienne centrée sur zéro de largeur 1. En coupant sur des valeurs de MSSG qui nous assure de garder un maximum de photon γ et un minimum de hadrons (zone verte sur la figure V.15), cette variable permet une efficacité de rejet du fond hadronique de l'ordre de $\sim 95\%$ tout en gardant $\sim 70\%$ des γ ¹³.

De la même façon, la *NSBGoodness* mesure la probabilité que le signal mesuré puisse provenir des fluctuations du NSB. Elle est définie de la même manière que la *Goodness* sauf que l'intensité prédite dans les pixels est de 0 :

$$G_{NSB} = \frac{\sum_i [\ln L(s_i|0) - \langle \ln L \rangle_{|0}]}{\sqrt{2N_{DoF}}} \quad (\text{V.15})$$

Le principal but de cette variable est d'ajuster le seuil d'énergie d'une analyse afin de limiter les incertitudes systématiques liées aux variations du NSB dans le champ de vue. Elle permet de rejeter une grande fraction des événements issus du NSB.

13. En fonction de l'analyse utilisée.

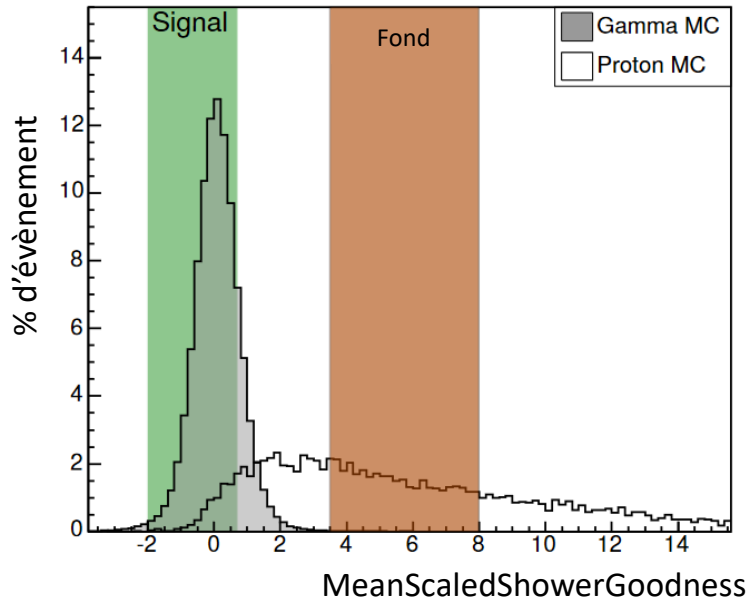


FIGURE V.15 – Distribution des valeurs de MSSG sur des simulations de photons γ et de hadrons.

6 Variables et profils d'analyse de Model++

6.1 Les variables de Model++

Les différents paramètres reconstruits qui permettent de discriminer les photons γ des hadrons dans Model++ sont appelés coupures. Elles peuvent être séparées en deux types : les coupures de forme et les coupures primaires/secondaires. Les coupures de forme sont des coupures appliquées avant même l'ajustement par vraisemblance. Ces coupures permettent une sélection des événements en rejetant les images de gerbes difficilement analysables ou non physiques. Les coupures de forme sont :

- *Min charge in tels* : elle correspond au seuil minimum d'intensité d'une image que l'on autorise dans les télescopes. Les images ne dépassant pas cette amplitude minimale sont rejetées et ne sont pas prises en compte lors de l'ajustement. L'intensité d'une image étant fonction de l'énergie du γ primaire, cette coupure va donc influencer l'énergie minimale des événements que l'on va pouvoir reconstruire. Plus le seuil de charge minimale autorisée est élevé, plus on va rejeter les images associées à des événements de basse énergie. Sa valeur change en fonction du type d'analyse que l'on souhaite effectuer.
- *Max nominal distance* : elle correspond à la valeur maximale de la distance nominale que l'on autorise pour les images présentes dans les caméras. Plus cette coupure est élevée, plus on accepte des images situées sur les bords des caméras et donc incomplètes. Pour éviter les problèmes de reconstruction liés à ces événements (cf. méthode de Hillas), la ND maximale est fixée à 2° du centre des caméras dans toutes les analyses.
- *Min containment fraction* : cette variable quantifie le pourcentage de la gerbe présente à l'intérieur de la caméra. Fixée à 20% dans les analyses, elle rejette les événements dont l'image est majoritairement en dehors de la caméra.
- *Min number of tels* : c'est le nombre minimal de télescopes requis pour la reconstruction.

Ce nombre est fixé à deux dans les analyses stéréo.

Ainsi, une première sélection sur les données disponibles est effectuée par les coupures de forme. Ce sous-ensemble de données est ensuite fourni à l'algorithme de reconstruction. Une fois l'ajustement par vraisemblance effectué, les paramètres des événements reconstruits sont enregistrés. Ces événements sont ensuite différenciés en γ /hadrons au cours d'une analyse à l'aide de variables discriminatoires appelées coupures primaires et secondaires. Cinq coupures sont systématiquement appliquées aux événements reconstruits :

- *MeanScaledShowerGoodness* ou MSSG : elle permet de quantifier la qualité de l'ajustement. L'intervalle de la MSSG pour lequel des événements sont acceptés quantifie à quel point on autorise l'image réelle à être différente des images simulées. Pour cette raison, la valeur de la MSSG va directement influencer la résolution en énergie et angulaire d'une analyse. Plus la valeur de la MSSG est élevée, plus on autorise des événements moins bien ajustés et donc des hadrons, ce qui dénaturerait le signal (cf. Figure V.15).
- *Direction error* : c'est une sélection des événements en fonction de l'incertitude sur la reconstruction de leur direction définie comme $\sqrt{2}\sqrt{dx^2 + dy^2}$, où dx et dy sont respectivement les incertitudes de reconstruction suivant les directions x et y . Cette variable rejette des hadrons qui seraient toujours présents après la coupure en MSSG. En effet, en raison de leur structure plus complexe, les gerbes hadroniques sont plus difficiles à ajuster correctement, et les incertitudes sur leur reconstruction sont donc plus importantes que pour des photons γ . Une coupure drastique sur cette variable améliore la résolution angulaire au détriment de la perte des photons γ les moins bien reconstruits. Pour les analyses, tous les événements avec une *Direction error* $\leq 0.2^\circ$ sont conservés.
- *NSBGoodness* : semblable à la MSSG, elle permet de rejeter les événements contaminés par le NSB ou bien susceptibles de provenir uniquement de la fluctuation du NSB. Cette coupure a un effet similaire à la coupure de forme nommée *Min charge in tels* définie précédemment. Plus le seuil minimum en *NSBGoodness* est bas, plus on accepte des événements de faible intensité i.e de basse énergie (et inversement). Elle permet d'augmenter considérablement le rapport signal sur bruit et la significativité d'une source.
- *Primary depth* : issue directement de l'ajustement, cette variable se mesure en longueurs de radiation X_0 . Normalisée sur des photons γ , sa valeur est proche de 1. La profondeur de première interaction est étroitement liée à l'énergie du photon γ incident. Ainsi, en plus d'être un paramètre permettant de les différencier des hadrons, ce paramètre va augmenter la résolution en énergie d'une analyse. Pour toutes les analyses, seuls les événements possédant une profondeur d'interaction primaire reconstruite comprise entre -1 et 4 X_0 sont conservés.
- θ^2 : cette variable finale sélectionne les événements sur le carré de la distance angulaire à la source. Elle rejette les événements reconstruits trop loin de la source d'intérêt et donc potentiellement provenant du fond. Pour les sources étendues, θ^2 est remplacé par une variable qui englobe l'intégralité de la source. Une coupure sur cette variable est appliquée pour le calcul de la significativité et du rapport signal sur bruit lors des analyses. Cependant, elle n'est pas utilisée lors de la création de cartes du ciel.

6.2 Les profils d'analyse

Les intervalles autorisés pour chacune des coupures utilisées par Model++ vont dépendre du profil d'analyse qui sera utilisé. Dans H.E.S.S., les trois profils d'analyses principaux sont :

Nom	Min Charge (p.e)	MSSG _{max}	NSBGoodness _{min}	Direction error	θ^2
Standard	60	0.9	20	0.2	$\leq 0.01^\circ$
Faint	120	0.6	40	0.2	$\leq 0.01^\circ$
Loose	40	0.9	15	0.2	$\leq 0.015^\circ$

Tableau V.1 – Table des paramètres des différents profils d'analyse de Model++. Seuls les paramètres dont la valeur change entre les profils sont indiqués dans ce tableau.

- Le profil d'analyse Standard est utilisé dans la plupart des analyses. Il permet une bonne séparation entre les photons γ et les hadrons à moyenne et haute énergie. Les coupures de ce profil ont été optimisées pour obtenir une significativité maximale en un temps donné pour des sources possédant 10% du flux de la nébuleuse du Crabe avec un spectre similaire¹⁴ (Aharonian et al. 2006).
- Les coupures Faint ont été optimisées dans le cas d'analyse de sources possédant 1% du flux du Crabe avec un indice spectral $\Gamma=2$. Sa coupure stricte en MSSG permet un très bon rejet des hadrons tout en conservant des γ bien reconstruits. La coupure élevée en NSB et en charge minimale requise dans les télescopes a pour but de supprimer au maximum les événements de faible intensité souvent associés à des hadrons ou au NSB, au détriment d'une augmentation du seuil en énergie de l'analyse. Cette restriction améliore la résolution angulaire par rapport aux coupures du profil Standard (Aharonian et al. 2006). Les profils Standard et Faint sont généralement utilisés pour des sources possédant un spectre dur (indice spectral $\Gamma \leq 2$) et favorisent donc la moyenne et haute énergie.
- Les coupures Loose ont pour but d'optimiser la statistique pour des sources très brillantes, similaires au Crabe avec un indice spectral $\Gamma = 3$. Elles sont ainsi moins drastiques sur le rejet du fond, notamment en acceptant des événements de très faible énergie (coupure en charge et en NSB moins restrictive). Ce profil est donc particulièrement utilisé pour l'analyse de sources d'indice spectral plus mou ($\Gamma \geq 2$), brillantes à faible énergie. Il est utilisé pour l'analyse des pulsars ainsi que pour les sources transitoires très brillantes, dont la variabilité permet une estimation précise du fond à la position de la source. En raison de l'utilisation de coupures moins strictes, la qualité de reconstruction en direction de certains événements est moins bonne. Une ouverture légèrement plus grande en θ^2 permet de contrebalancer la perte d'événements possédant une reconstruction de direction moins précise. Ainsi, l'utilisation des coupures Loose se fait au détriment de la résolution angulaire et énergétique.

Les valeurs des coupures de chaque profil d'analyse ont été optimisées en utilisant de nombreuses simulations MC puis vérifiées sur des données réelles. Il est donc crucial d'avoir des simulations de la réponse de l'instrument et des gerbes atmosphérique les plus précises possible

14. Loi de puissance d'indice spectral $\Gamma=2.5$.

afin de ne pas introduire de biais dans les analyses. Dans une analyse, il est possible de rajouter des coupures supplémentaires (énergie, distance d'impact...) et de modifier les valeurs des profils existants dans le but d'effectuer des analyses spécifiques. Par exemple, la source HESS J1641–463 analysée avec les données du *Fermi-LAT* dans le chapitre précédent nécessite une analyse avec une coupure en énergie de 4 TeV dans les données de H.E.S.S afin d'être détectée indépendamment de la source voisine.

7 Soustraction du fond

Les différentes coupures utilisées dans les profils d'analyse sont à l'origine d'une discrimination entre les gerbes atmosphériques produites par des photons γ et celles produites par des hadrons, ce qui permet de considérablement réduire le fond hadronique. Les événements conservés après cette séparation sont utilisés pour les études morphologique et spectrale des sources γ . Cependant, certaines gerbes hadroniques peuvent partager des caractéristiques semblables à celle des photons γ . Il subsiste donc un fond homogène d'événements d'origine hadronique présent dans l'ensemble du champ de vue des caméras. Au cours d'une analyse, il est nécessaire de séparer la composante issue du signal de la source de celle issue de ce bruit de fond résiduel. Une fois les deux composantes connues, il devient alors possible de caractériser une source γ au travers de son flux, de sa détectabilité, de son ratio signal sur bruit, etc.

7.1 Extraction du signal

Si les caractéristiques d'un événement lui permettent de passer les coupures d'un profil d'analyse, on parle de *gamma-like*, i.e des événements qui partagent des propriétés similaires à celles des gerbes initiées par des photons γ . Les événements conservés par un profil d'analyse sont donc partagés en deux composantes : le signal de la source observée et le bruit de fond hadronique et électronique résiduel. Ce fond est identifié comme le nombre de *gamma-like* provenant de régions dans lesquelles aucune source γ connue n'est présente. Si l'on définit une région ON centrée sur la source, généralement de 0.01°^2 , et une région OFF comprenant uniquement le fond résiduel considéré comme isotrope, alors le nombre de photons γ provenant de cette source est simplement :

$$N_\gamma = N_{ON} - \alpha N_{OFF} \quad (\text{V.16})$$

où N_{ON} est le nombre de *gamma-like* provenant de la région ON, N_{OFF} le nombre de *gamma-like* provenant de la région OFF et α un paramètre de renormalisation qui caractérise les différences observationnelles entre la région ON et la région OFF. Ce paramètre caractérise le rapport de taille entre les régions ON/OFF, leur temps d'exposition respectif (i.e le temps pendant lequel elles sont observées) et l'acceptance du détecteur.

Pour mesurer la significativité d'un excès de photons γ d'une région ON, [Li & Ma \(1983\)](#) ont développé une approche qui compare le signal obtenu après soustraction du fond avec l'hypothèse que le signal mesuré ne soit issu que du fond. Selon la statistique de Li et Ma, la significativité d'un excès de N_γ est donnée par :

$$\sigma = \sqrt{2\lambda} \quad (\text{V.17})$$

avec

$$\lambda = \left(N_{ON} \times \ln \left[\frac{1 + \alpha}{N_{ON} + N_{OFF}} \right] + N_{OFF} \times \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) \right] \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{V.18})$$

Cette significativité est la probabilité que le signal observé ne soit pas dû à une fluctuation statistique du fond et donc la probabilité de détection d'une source de photons γ . Appliquée sur une région OFF dénuée de signal, la distribution de la significativité doit suivre une distribution normale centrée sur 0 et de largeur 1. La présence d'un signal se caractérise par la présence d'une queue de distribution vers les valeurs positives (cf. Figure V.16). Une source γ est détectée si la significativité d'un signal est $\sigma \geq 5$ suivant la statistique de Li & Ma (1983).

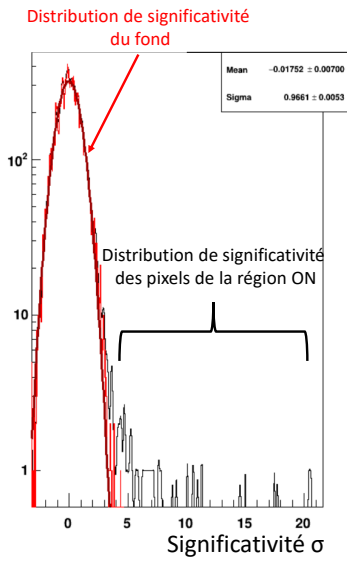


FIGURE V.16 – Distribution de la significativité sur une région centrée sur la nébuleuse du Crabe. La distribution pour l'ensemble de la carte est indiquée en noir, tandis que la région cible a été exclue pour la distribution en rouge. La distribution du fond a été ajustée avec une fonction gaussienne (ligne pleine noire), permettant de contrôler la qualité de l'ajustement du fond (moyenne proche de 0 et largeur 1).

Le ratio signal sur bruit, qui reflète la qualité du signal détecté, est défini comme :

$$S/B = \frac{N_{\gamma}}{\alpha N_{OFF}} \quad (\text{V.19})$$

Ainsi, la qualité du signal est fortement dépendante du paramètre α et de la statistique disponible pour le fond (N_{OFF}) et pour la source (N_{ON}).

La complexité de l'estimation du signal d'une source se reflète dans le paramètre α qui caractérise le ratio entre l'acceptance de la région ON et celle de la région OFF. Les variations des fonctions de réponse de l'instrument en fonction des conditions d'observation sont comprises dans α aux travers de l'acceptance du détecteur aux photons γ et aux *gamma-like*.

L'acceptance caractérise la probabilité qu'un événement déclenche le détecteur, soit reconstruit puis conservé par les paramètres de sélection d'un profil d'analyse. Deux acceptances différentes sont utilisées pour le calcul de α : l'acceptance aux photons γ , utilisée entre autres pour l'extraction du spectre d'une source, et l'acceptance aux *gamma-like* issus des régions OFF, utilisée pour estimer la proportion de *gamma-like* associés au fond hadronique résiduel. L'acceptance

aux photons γ est déterminée à l'aide de simulations MC, produites dans de nombreuses configurations d'observations. Elle est calculée grâce au ratio entre le nombre d'événements final accepté par un profil d'analyse donné et le nombre total d'événements qui ont été simulés. L'acceptance aux *gamma-like* du fond est estimée à l'aide d'observations réelles de régions dépourvues de sources d'émission γ .

Dans H.E.S.S. l'acceptance possède une symétrie de rotation par rapport au centre de la caméra. La variation de l'acceptance est uniquement radiale, elle ne varie qu'avec la distance au centre de la caméra¹⁵. La connaissance de la variation radiale de l'acceptance est primordiale pour correctement prendre en compte les observations hors axe, c'est-à-dire loin du centre de la caméra. Pour prendre en compte l'évolution de la réponse du détecteur avec l'angle zénithal, les cartes d'acceptance sont estimées pour une vingtaine d'intervalles en angle zénithal. Les dates auxquelles les observations ont eu lieu sont utilisées pour répercuter les changements d'efficacité au niveau des télescopes (gain, réflectivité des miroirs, pixels manquants) sur l'acceptance. Afin de prendre en compte les variations du taux de NSB dans les caméras, les coordonnées de la zone du ciel observée doivent également être prises en compte. Finalement, elle dépend de l'énergie considérée et des paramètres du profil d'analyse utilisés.

Dans les différentes méthodes de soustraction de H.E.S.S., le fond hadronique est considéré comme isotrope, ce qui permet de considérer le fond mesuré dans une région OFF comme représentatif de celui de l'ensemble du champ de vue (corrigé de l'acceptance). Une méthode donnée est choisie en fonction du type de source observée (ponctuelle ou étendue), du choix des régions OFF, qui ne doit comprendre aucune source γ , et du type d'analyse que l'on souhaite faire (création de cartes du ciel ou reconstruction d'un spectre d'émission par exemple)(Berge et al. 2007).

7.1.1 Méthode des régions ON-OFF

Une première méthode de soustraction est la méthode des régions ON/OFF alternées (Weekes et al. 1989a). Dans cette méthode, des observations sont alternées entre la source que l'on souhaite étudier et une région OFF ne contenant aucune source γ . La région OFF est choisie de telle sorte que l'angle zénithal et la direction de pointé des télescopes soient les mêmes que pour la région ON. Ainsi, la région OFF est localisée à la même position dans la caméra que la région ON (cf. Figure V.17a). En procédant ainsi, on s'assure que l'acceptance soit la même, mais aussi que le taux de déclenchement et le seuil énergétique du réseau soient identiques.

Les désavantages liés à cette méthode sont multiples. Tout d'abord, la nécessité d'observer une région OFF spécifique divise par deux le temps d'observation total d'une source. Ensuite, les observations des régions OFF peuvent avoir lieu plusieurs mois voire plusieurs années après les observations de la source, ce qui induit des systématiques dans les analyses car les conditions atmosphériques et la réponse de l'instrument ne sont plus les mêmes. Finalement, cette méthode ne prend pas en compte les variations du NSB en fonction des observations, ce qui a pour effet de dégrader le rapport signal sur bruit. Cependant, cette méthode est la seule qui permette d'analyser le signal des sources dont l'extension spatiale est supérieure à la moitié du champ de vue des caméras (2.5° pour les télescopes de la phase I de H.E.S.S.).

7.1.2 Méthode des régions réfléchies ou miroirs

La méthode miroir utilise le grand champ de vue des caméras de H.E.S.S pour observer en même temps la région ON et la région OFF. Dans cette méthode, le pointé des télescopes est décalé de 0.5° en déclinaison et de $0.5^\circ \times \cos(Dec)$ en ascension droite par rapport à la position

15. À noter qu'il existe un gradient zénithal, corriger au cours de l'analyse.

de la source. La région OFF est alors prise symétriquement à la source par rapport au centre de la caméra, avec une taille similaire à celle de la région ON (cf. Figure V.17b). Le calcul du signal est simple avec cette méthode car $\alpha = 1$. Cette méthode de soustraction permet de ne pas perdre de temps d'observation car la région OFF utilisée est contenue dans la même observation que la source. La symétrie par rapport au centre de la caméra permet de s'assurer que l'acceptance de la caméra pour la région ON et OFF est la même. Cependant, la statistique de fond obtenue par cette méthode est faible en raison de l'utilisation d'une unique région OFF pour chaque observation. De plus, la légère différence de position entre la région ON et la région OFF conduit à un taux de déclenchement des télescopes légèrement différent, de l'ordre de 1% (De Naurois 2012).

7.1.3 Méthode des régions OFF multiples

La méthode des régions OFF multiples suit le même raisonnement que la méthode miroir. Cette méthode utilise de nombreuses régions OFF suivant un cercle dans la caméra d'un rayon égal au décalage de pointé utilisé pour la région ON (cf. Figure V.17c). Chacune de ces régions est de la taille de la région ON et le facteur de normalisation qui permet d'obtenir le nombre de photons γ est donné par l'inverse du nombre de régions OFF :

$$\alpha = \frac{1}{N_{OFF}} \quad (\text{V.20})$$

La prise en compte de plusieurs régions OFF permet d'augmenter la statistique pour le fond hadronique et donc de réduire les systématiques et de maximiser la significativité du signal. La symétrie radiale entre les régions OFF et ON permet de conserver la même acceptante dans la caméra. Si des sources γ sont présentes dans le champ de vue et recouvrent certaines régions OFF, elles doivent être exclues (région jaune). En effet, leur prise en compte aurait pour effet de surestimer le fond en attribuant les γ de ces sources aux gamma-like du fond. Cette méthode ne permet pas d'étudier des sources qui seraient au centre de la caméra. Elle est utilisée pour calculer le nombre de photons γ de la source afin d'établir son spectre, mais ne permet pas la création de carte du ciel. De plus, il est nécessaire que toutes les sources d'émission γ dans le champ de vue soient exclues afin que l'estimation du fond soit correcte.

7.1.4 Méthode de l'anneau

Dans cette méthode, le fond est estimé en prenant un anneau OFF centré sur la source (Berge et al. 2007). Le rayon de cet anneau doit être suffisamment grand pour ne pas risquer une contamination par le signal de la source et suffisamment petit pour ne pas chevaucher les autres sources γ présentes dans le champ de vue (cf. Figure V.17d). Dans H.E.S.S., le ratio entre la surface de la région ON et la surface de l'anneau OFF est de l'ordre de ~ 7 (Aharonian et al. 2006). Les cartes du ciel utilisées dans H.E.S.S sont générées en appliquant cette méthode sur l'ensemble des positions du champ de vue, ce qui donne la distribution des gamma-like sur l'ensemble d'entre elles et donc l'excès dans chaque pixel de la carte. Pour être correct dans son estimation du fond, cette méthode nécessite de connaître avec précision la carte d'acceptance radiale $A(r)$ pour les *gamma-like*. En effet, les régions OFF ne sont pas placées symétriquement dans la caméra, elles n'ont donc pas la même acceptante. Le nombre de photons γ provenant de

la source est :

$$N_\gamma = \sum_{i \in ON} \frac{N_{ON}}{A(r_i)} - \alpha \sum_{i \in OFF} \frac{N_{OFF}}{A(r_i)} \quad (V.21)$$

avec α le rapport entre la surface de la région ON et celle de l'anneau OFF. L'utilisation de cette méthode est peu recommandée pour les sources étendues de plus de 0.5° car le rayon de l'anneau serait très grand, entraînant une différence importante de l'acceptance entre deux zones de l'anneau. De plus, il peut être difficile de gérer les régions d'exclusion dans les régions du ciel contenant de nombreuses sources d'émission γ (comme dans le plan galactique par exemple).

Chacune de ces méthodes est donc utilisée en fonction des sources étudiées, des conditions d'observation et de l'objectif recherché. Dans le prochain chapitre, les résultats présentés sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

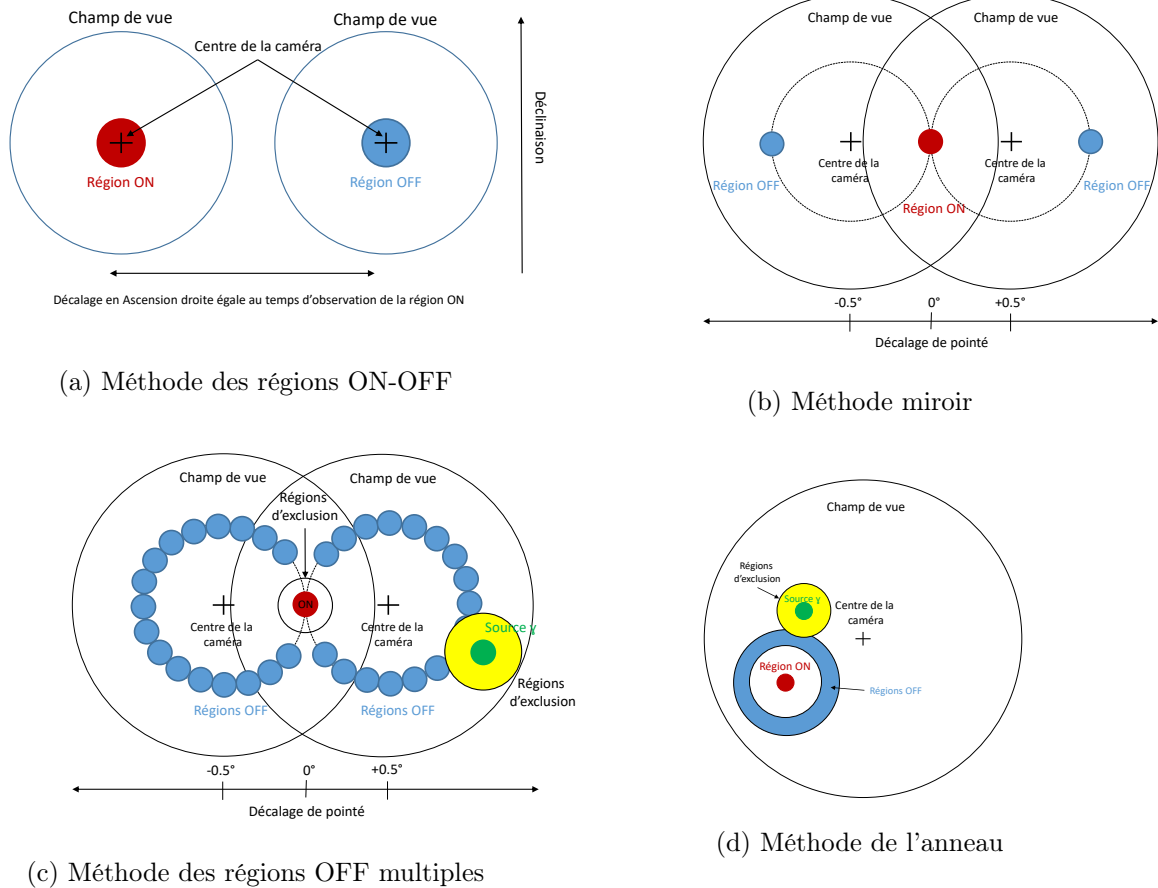


FIGURE V.17 – Schémas des différents méthodes d'extraction du signal dans H.E.S.S.

8 Performances des profils d'analyses

Les figures présentées dans cette section ont été réalisées avec les configurations suivantes :

— version de DST : *Prod10_PreProd1* ;

- simulations de gerbes : *gFixedEnergy_paris_0-8-34* ;
- simulation de détecteur : *HybridCamOptimal_Optics201512a_AFComValue_Misalignment015_HESS1U_Galactic_Prod2_P201901_Trig8-2.5* ;
- tables spectrales : *HESSII_Prod10_PreProd1_HESSIU_Prod2_Trig8-2.5_postJira355_Combined_HESSI_HESSIU*.

8.1 La surface efficace

Une bonne façon de comparer l'efficacité de différentes analyses est de comparer leur surface efficace et leurs résolutions angulaire et énergétique. La surface efficace représente la capacité d'un détecteur à détecter un évènement. Dans le cas de H.E.S.S., elle est calculée à partir de la surface éclairée par des simulations de photons γ , multipliée par le rapport entre le nombre d'évènements passant les coupures de sélection d'une analyse, et le nombre d'évènements simulés à une énergie donnée. Elle est dépendante des caractéristiques de l'instrument mais aussi de l'effet des coupures. En effet, comme nous l'avons vu, une variation de la distance nominale maximale ou de la charge minimale dans les télescopes va conduire ou non à la prise en compte de certains évènements.

La comparaison de la surface efficace obtenue par un même instrument mais pour différentes analyses permet donc de comparer leur capacité de détection. Elle est dépendante de l'énergie et varie avec l'angle zénithal considéré. La figure V.18 montre la surface efficace de détection au zénith de différents profils d'analyse de Model++ (HESS I stéréo), comparée aux reconstructions de Hillas, en fonction de l'énergie. Ces surfaces ont été obtenues en utilisant des simulations de photons γ possédant une énergie fixe et un angle hors axe de 0.5° .

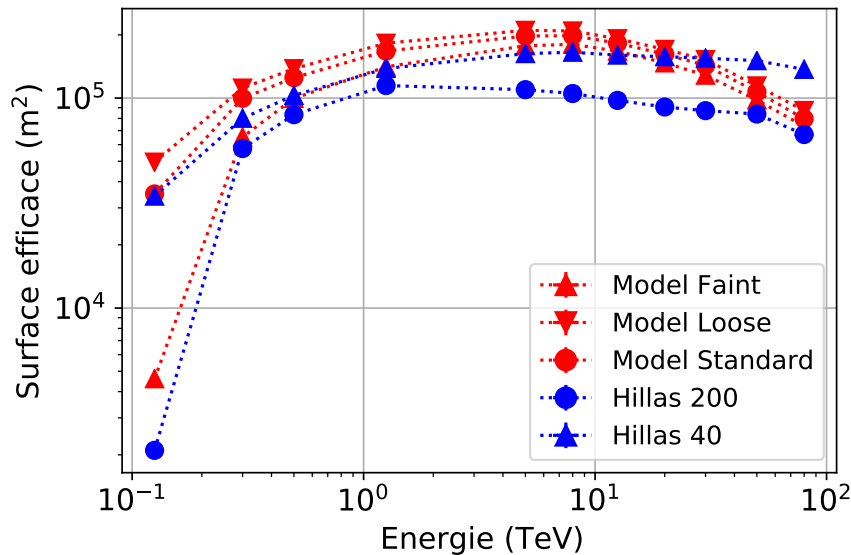


FIGURE V.18 – Surface efficace en fonction de l'énergie des différents profils d'analyse de Model++ (en rouge) et de Hillas (en bleu) obtenue à l'aide de simulation MC à énergie fixe pour un angle zénithal de 0° et un angle hors axe de 0.5° .

La surface efficace de Model++ et de Hillas est optimale entre ~ 300 GeV et 40 TeV. Comme le montre la figure V.18, les performances obtenues pour l'analyse Faint de Model++ sont similaires à celles obtenues par la reconstruction géométrique de Hillas à 200 p.e pour des énergies inférieure à 500 GeV. Au-delà de cette énergie les performances des profils de Model++ ont une surface

efficace $\sim 20\%$ supérieure à celle de Hillas. Comme attendu, les profils d'analyses Standard et Loose, moins restrictif que le profil Faint, possèdent une meilleure surface efficace que ce dernier jusqu'à une énergie de 10 TeV. À partir des courbes en surface efficace, on peut déduire le seuil en énergie d'un profil d'analyse. Ce seuil peut être défini comme l'énergie pour laquelle la surface efficace est égale à 10 % de sa valeur maximale. Il est important de noter que la surface efficace rend uniquement compte de l'efficacité de détection d'un photon γ . Pour vraiment quantifier les effets d'une analyse sur une source réelle, il faut également prendre en compte la capacité de ce profil à rejeter les hadrons. Par exemple, la surface efficace du profil d'analyse Loose est meilleur que celle des autres profils mais au détriment d'un ratio signal sur bruit bien moins bon. Ainsi, en fonction du type de résultat recherché (optimiser le nombre de γ pour reconstruire un spectre d'émission ou bien optimiser la significativité d'une source pour la détection), une analyse sera spécifiquement choisie en fonction de son efficacité γ et de son rejet hadronique.

8.2 Résolution énergétique et angulaire

La résolution en énergie est la capacité d'une analyse à reconstruire correctement l'énergie d'un photon γ . Elle est primordiale pour l'estimation des spectres en énergie des sources. La résolution en énergie est définie comme la valeur quadratique moyenne (RMS pour *Root Mean Square*) de la distribution :

$$Res(E) = RMS\left[\frac{E_r - E_v}{E_v}\right] \quad (\text{V.22})$$

où E_v est l'énergie vraie de la simulation et E_r est l'énergie reconstruite associée, montrée sur la figure V.19b. Cette résolution est calculée à l'aide de simulations MC à énergie fixe dans lesquelles sont récupérées les énergies reconstruites après coupures. Cette résolution en énergie est meilleure de $\sim 15\%$ sur l'ensemble de la bande en énergie (de 200 GeV à 20 TeV), pour un biais de reconstruction inférieur à 5% dans la bande d'énergie centrale. Ce biais, déterminé par la moyenne de la gaussienne ajustée sur la distribution $\frac{\Delta E}{E}$, quantifie le décalage systématique d'une reconstruction à une énergie donnée. Ce biais augmente à haute et basse énergie (20 % à 80 TeV) en raison des spécificités des gerbes à ces énergies. En effet, les gerbes de basse énergie laissent très peu d'intensité dans les télescopes, ce qui rend complexe l'estimation précise de leur énergie. À haute énergie, les télescopes sont déclenchés par des gerbes lointaines, produisant des images coupées dans les télescopes. La majorité de la gerbe étant en dehors des caméras, son énergie est sous estimée. L'ajout des autres télescopes contribue à diminuer fortement cet effet pour les analyses stéréo et hybride (biais de l'ordre de 5 à 10% pour des énergies supérieures à 100 GeV).

La résolution angulaire dépend des performances de l'instrument mais aussi de l'efficacité de la sélection et de la reconstruction des données. Sa connaissance est primordiale dans l'analyse morphologique des sources γ observées par H.E.S.S. La résolution angulaire de H.E.S.S. pour le profil d'analyse Standard est montrée en fonction de l'énergie sur la figure V.19a. Elle est obtenue à l'aide des mêmes simulations que celles utilisées pour la surface efficace. La valeur de la résolution angulaire correspond au R_{68} de l'intensité du signal, c'est-à-dire l'intervalle de 1σ autour de la moyenne d'une gaussienne ajustée sur l'histogramme de la direction reconstruite. La reconstruction angulaire issue du profil standard de Model++ est meilleure que la reconstruction Hillas sur l'ensemble de la bande en énergie, atteignant une valeur inférieure à $\sim 0.06^\circ$ au-dessus de 500 GeV. La dégradation de la résolution angulaire à faible énergie est une conséquence directe de la perte en surface efficace à cette énergie, et à la difficulté de reconstruire correctement des images de faible intensité.

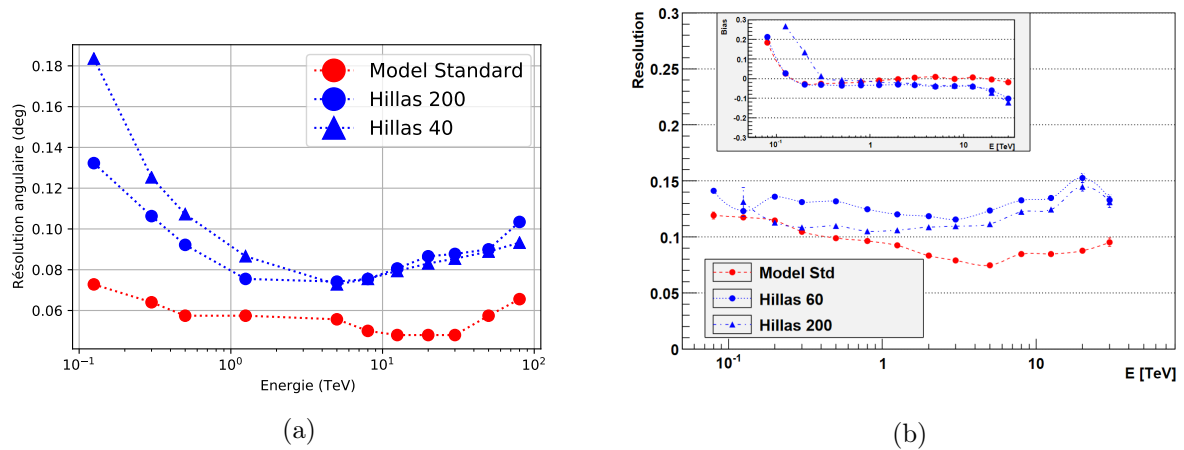


FIGURE V.19 – Résolution angulaire (a) et énergétique (b) (De Naurois 2012) obtenue pour le profil d'analyse Standard de Model++ (HESS I stéréo) comparée aux reconstructions de Hillas.

La reconstruction de Hillas permet de prendre en compte les fluctuations du développement des gerbes grâce à la façon dont les tables de comparaison sont fabriquées, mais ne prend pas en compte la distribution de la lumière Tcherenkov dans les images (notamment leur asymétrie), ni la corrélation entre les images détectées par les différentes caméras. Model++ en revanche se base sur une connaissance précise de la distribution de la lumière Tcherenkov, de la corrélation entre les images, ainsi que les fluctuations gerbe à gerbe via les productions de simulations Monte Carlo.

Dans la première moitié de ce chapitre, nous avons décrit la physique des gerbes atmosphériques et leurs spécificités en fonction de la nature des particules qui les ont engendré. Nous avons également présenté deux méthodes, Hillas et Model++, permettant de reconstruire les caractéristiques initiales de ces particules. Dans la deuxième moitié de ce chapitre, nous avons présenté le réseau de télescope Tcherenkov H.E.S.S., ainsi que les différentes méthodes d'analyses possibles, leurs caractéristiques et leurs performances respectives. Les données observationnelles de H.E.S.S. permettent une étude des sources γ à une énergie complémentaire à celle du *Fermi*-LAT et jusqu'à de très haute énergie, à l'origine de la recherche et de la mise en évidence de PeVatrons galactiques. Les principes et les méthodes de reconstructions présentés dans ce chapitre ont été utilisés pour effectuer une optimisation de la méthode d'analyse Model++ de H.E.S.S., spécifiquement à haute énergie et propice à la détection de nouveaux PeVatrons. Le chapitre suivant est dédié à la présentation de cette optimisation et les performances qu'elle apporte par rapport aux analyses existantes.

Chapitre VI

Amélioration de Model++ à haute énergie

Outre la source HESS J1641–463 présentée au chapitre IV, la collaboration H.E.S.S. a jusqu'à présent rapporté la découverte de nombreux autres candidats PeVatrons dans notre galaxie comme par exemple la nébuleuse du Crabe, un PeVatron d'électrons, et Sagittarius A*. Située dans la région du centre galactique, l'émission produite par la source Sgr A* est peut-être liée aux phases actives passées du trou noir supermassif au centre de notre galaxie (Abramowski et al. 2016). Cependant, cette source seule n'est pas suffisante pour expliquer le flux des rayons cosmiques à cette énergie mesuré sur Terre. Néanmoins, sa détection ouvre de nouvelles possibilités concernant les processus d'accélération des rayons cosmiques au PeV dans notre galaxie, indiquant que d'autres types de sources astrophysiques que les SNR peuvent être des PeVatrons galactiques. Le prochain observatoire terrestre de rayons γ de nouvelle génération, CTA, comprendra jusqu'à 37 télescopes de petite taille (SST) dans son réseau sud (CTA-sud), situé dans le désert d'Atacama au Chili. La grande surface de détection au sol couverte par les SST améliore de plusieurs ordres de grandeur la sensibilité aux énergies supérieures à 1 TeV par rapport aux télescopes à imagerie Tcherenkov actuels. Les SST seront sensibles aux énergies allant de 20 GeV à 300 TeV, augmentant ainsi la probabilité de détecter des PeVatrons galactiques.

Une coupure exponentielle dans le spectre en énergie des sources γ est attendue à quelques centaines de TeV lorsque les CRs sont accélérés jusqu'à des énergies du PeV. Ainsi, la valeur de la coupure mesurée ou, encore mieux, l'absence de coupure détectée au TeV dans des sources γ de très haute énergie permet de contraindre une source comme candidat PeVatron. Par exemple, la récente détection d'une coupure exponentielle $E_{cut} = 3.5$ TeV dans le spectre de Cassiopée A exclut les modèles simples de PeVatron pour ce jeune SNR galactique (Ahnen et al. 2017). En attendant CTA, les observations à haute énergie de H.E.S.S. sont primordiales pour identifier les candidats PeVatron de notre galaxie qui pourront être étudiés et potentiellement confirmés par CTA. Afin de contraindre la coupure exponentielle des candidats PeVatron, il est nécessaire de trouver un moyen de récupérer le plus de photons possible à haute énergie. Ce chapitre est dédié à cet objectif.

La première partie de ce chapitre va revenir sur la capacité de reconstruction des méthodes Hillas et Model++. La partie suivante sera consacrée à la présentation d'une méthode permettant de récupérer des événements lointains qui n'étaient pas pris en compte jusqu'à maintenant en raison de la présence d'images coupées. Nous montrerons dans une troisième partie que ces événements peuvent être utilisés pour améliorer les performances des différents profils d'analyse de Model++ à condition d'effectuer des modifications sur les valeurs des coupures. Finalement, la dernière partie se concentrera sur une optimisation à haute énergie pour l'étude des PeVatrons

en utilisant ces nouveaux événements.

1 Le problème des images coupées

Pour un angle zénithal donné, la surface de la tache de lumière Tcherenkov au sol produite par des gerbes atmosphériques augmente avec l'énergie de la particule qui les a initiées. Cela signifie que les gerbes de hautes énergies sont susceptibles d'éclairer le réseau de télescopes depuis des distances d'impact de plus en plus éloignées du centre du réseau. Si l'intensité lumineuse enregistrée dans les caméras est suffisante, ces événements lointains vont être capables de déclencher le réseau. Cet effet est illustré sur la figure VI.1. La courbe bleue représente la distance moyenne du pied de gerbe par rapport au centre du réseau pour des photons simulés par MC ayant déclenché au moins deux télescopes. Ces photons ont été simulés pour différentes énergies à un angle zénithal de 18° et avec un angle hors axe de 0.5° . Pour des photons simulés de 500 GeV, la distance moyenne du pied de gerbe est de ~ 160 m, contre près de 360 m pour des photons d'une énergie de 80 TeV, soit une distance de déclenchement ~ 2.5 fois plus grande. Cependant, les images associées à ces gerbes sont susceptibles d'être situées sur les bords des caméras, et ce d'autant plus qu'elles sont lointaines. Ces images vont donc être caractérisées par une distance nominale élevée dans les caméras (cf. section V-5.1).

L'évolution de la distance nominale (ND) moyenne des images dans une caméra en fonction de l'énergie des photons simulés est montrée en rouge sur la figure VI.1. Cette courbe a été réalisée en prenant, pour un événement donné, la valeur moyenne d'une gaussienne ajustée sur la distribution de la distance nominale enregistrée par une caméra. Les événements utilisés sont ceux provenant des mêmes simulations de photons que pour la courbe bleue.

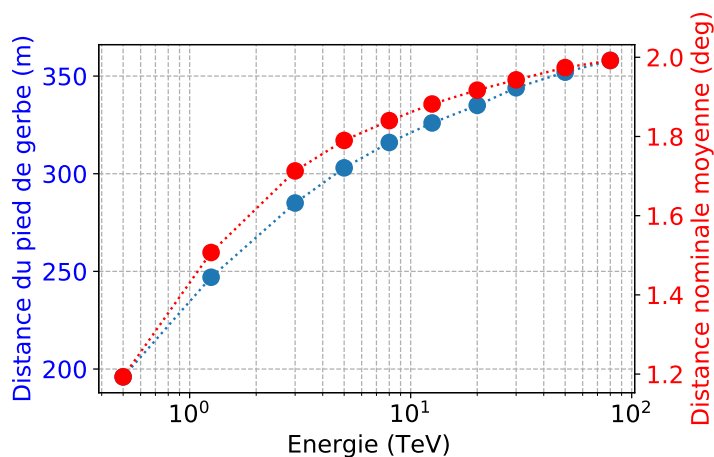


FIGURE VI.1 – En bleu, distance moyenne du pied de gerbe au centre du réseau extraite de simulations MC de photons γ de différentes énergies ayant déclenché au moins deux télescopes. En rouge, distance nominale moyenne des images dans une caméra en fonction de l'énergie, en utilisant les mêmes simulations que pour la courbe bleue.

L'évolution conjointe de ces deux courbes montre bien que les gerbes de hautes énergies déclenchent les télescopes de bien plus loin, mais que ces images ont de grandes chances de posséder une grande ND. Ainsi, seule une fraction de l'image totale de ces gerbes est dans la caméra, ce qui signifie que peu d'informations relatives à la forme de la gerbe et à son intensité sont enregistrées.

La méthode de reconstruction géométrique de Hillas se base sur les paramètres d'une ellipse ajustée sur les pixels éclairés de la caméra pour reconstruire les caractéristiques du photon incident (cf. section V-5.1). Dans le cas d'une image coupée, les quelques pixels éclairés et la distribution de leur intensité ne fournissent pas d'informations suffisantes pour ajuster correcte-

ment cette ellipse, ce qui conduit à une mauvaise reconstruction de la direction et l'énergie du photon γ primaire. La figure VI.2 est un exemple d'un tel ajustement. À gauche est représentée l'image d'une gerbe issue d'un photon γ simulé à une énergie de 20 TeV. Il s'agit d'une image dont la distance nominale est supérieure à 2° . À droite est montré l'ajustement géométrique de Hillas (ellipse noire) associée au groupe de pixels identifiés comme appartenant à l'image de la gerbe (en rouge). La flèche jaune correspond à la direction reconstruite de la gerbe et l'étoile rouge à la position de la gerbe simulée. Comme on peut le voir, l'ajustement par une ellipse est délicat sur un petit groupe de pixels et la direction reconstruite est erronée. Pour ce genre d'image, l'ajustement de Hillas est soumis à de fortes variations en fonction du type de *cleaning* utilisé. Dans la majorité des cas, les caractéristiques de ces événements, telles que leur direction de provenance (forme et position de l'ellipse) et leur énergie (distribution de l'intensité), sont mal reconstruits.

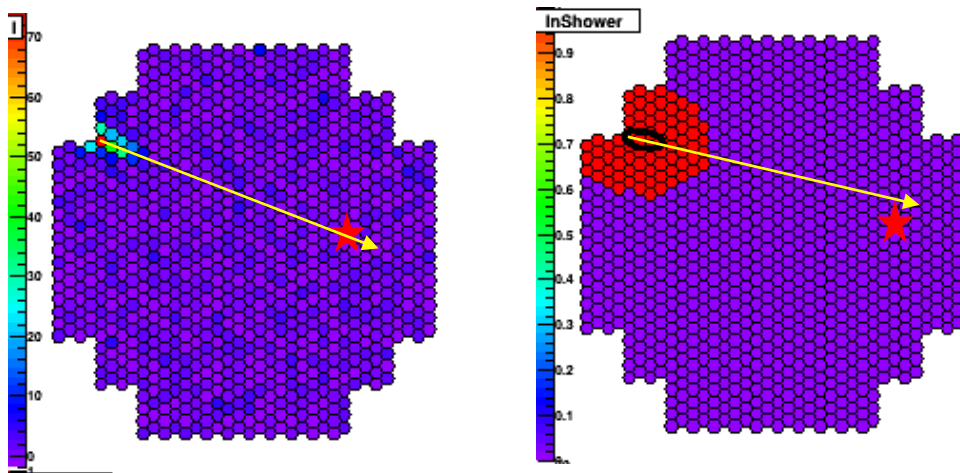


FIGURE VI.2 – À gauche : Simulation de l'image d'une gerbe issue d'un photon γ de 20 TeV à un angle zénithal de 18° dans une caméra de H.E.S.S. L'étoile rouge correspond à la position du photon simulé et la flèche jaune à sa trajectoire reconstruite. À droite : reconstruction géométrique de Hillas pour le même événement. Les pixels rouges sont ceux associés à l'image de la gerbe après *cleaning*. L'ellipse utilisée par Hillas pour reconstruire les paramètres du photon est montrée en noir.

Afin d'étudier avec précision la morphologie et le spectre d'émission d'une source γ , il est primordial que la reconstruction de la direction et de l'énergie des photons incidents soit la plus précise possible. Pour ce faire, une sélection sur la distance nominale des images est effectuée pour supprimer de l'ajustement les images qui sont situées sur les bords des caméras (cf. Section V-5.2.2). Si une des images de la gerbe dans une caméra possède une distance nominale supérieure à 2° , elle est rejetée et n'est pas utilisée pour la reconstruction. Par exemple, si un événement a déclenché trois télescopes dont un avec une image possédant une $ND > 2^\circ$, cette dernière est rejetée et l'ajustement s'effectue sur les deux images restantes, ce qui permet de ne pas altérer l'ajustement et de reconstruire correctement cet événement. Comme un minimum de deux télescopes est requis pour la reconstruction stéréo HESS I (sans CT5), certains événements sont entièrement rejetés si seulement une caméra sur l'ensemble de celles ayant déclenché possède une image avec une distance nominale inférieure à 2° .

Model++ reconstruit les paramètres d'un photon γ incident en comparant, puis en ajustant

par une maximisation de la vraisemblance, les paramètres des images réelles par rapport à ceux d'images pré-générées par un modèle semi-analytique (cf. sections V-2 et V-5.2). L'algorithme de Levenberg-Marquardt (LVM) utilisé par Model++ pour le calcul de maximum de vraisemblance est initialisé à l'aide de paramètres reconstruits par la méthode de Hillas. Cela signifie que seule les images possédant une distance nominale inférieure à 2° sont ajustées par Model++. En raison de l'utilisation de l'ensemble des informations présentes dans la caméra¹ et de l'utilisation d'images précises générées par le modèle semi-analytique, la reconstruction de Model++ est plus performante que celle de Hillas sur l'ensemble de la bande en énergie de H.E.S.S. (cf. section V-8).

Toutes les figures qui suivent ont été réalisées à partir de simulations MC de photons γ à un angle zénithal de 18° . Seuls les photons qui ont déclenché au moins deux télescopes et qui ont passé les coupures du profil d'analyse Standard de Model++ sont utilisés. Comme on peut le voir sur la figure VI.3a, des gerbes de photons γ simulés à 500 GeV initient des distances nominales inférieures à 2° dans les caméras de H.E.S.S.. À cette énergie, les gerbes sont très collimatées et la tache Tcherenkov au sol est relativement petite : seules les gerbes qui se développent à proximité du centre du réseau de télescopes sont susceptibles de les déclencher. La reconstruction du pied de gerbe par la méthode de Hillas (en bleu) et Model++ (en rouge) est montrée sur la figure VI.3d. On constate que Model++ reconstruit avec plus de précision la position du pied de gerbe. Cela a un impact direct sur la reconstruction de la direction du photon incident. La figure VI.3c montre la distribution de la distance angulaire entre la direction du photon simulé par MC et celle reconstruite par les méthodes de Hillas et de Model++. Cette distribution est très similaire pour les deux méthodes, mais la reconstruction de la direction de Model++ est légèrement plus précise que celle de Hillas. En effet, une gaussienne ajustée sur la distribution angulaire de la reconstruction de Model++ a une moyenne de $(2.1^\circ \pm 0.2^\circ) \times 10^{-3}$ avec une largeur $\sigma = (3.19^\circ \pm 0.01^\circ) \times 10^{-2}$. Pour les mêmes événements, la reconstruction de Hillas pour le *cleaning* 3–6 donne une moyenne de $(4.5^\circ \pm 0.4^\circ) \times 10^{-3}$ avec une largeur $\sigma = (7.88^\circ \pm 0.01^\circ) \times 10^{-2}$.

Pour des photons d'une énergie simulée de 20 TeV, la distance à partir de laquelle des gerbes sont capables de déclencher les télescopes du réseau est bien plus grande qu'à 500 GeV (distance moyenne de ~ 200 m à 500 GeV contre ~ 340 m à 20 TeV). Le résultat net est une nouvelle distribution de la distance nominale dans les caméras qui se décale vers les grandes valeurs de ND (cf. figure VI.4a). Cependant, en raison de la coupure en ND des coupures de forme, ces images sont rejetées dans l'analyse afin d'éviter les mauvaises reconstructions. À cette énergie, l'intensité mesurée dans les caméras est plus élevée ce qui permet d'ajuster les images avec plus de précision. La reconstruction du pied de gerbe par Hillas devient plus précise ce qui améliore la reconstruction de la direction : pour Model++ la moyenne de la distribution est de $(3.9^\circ \pm 0.3^\circ) \times 10^{-3}$ avec une largeur $\sigma = (2.15^\circ \pm 0.03^\circ) \times 10^{-2}$, contre $(4.1^\circ \pm 0.4^\circ) \times 10^{-2}$ et une largeur $\sigma = (3.35^\circ \pm 0.05^\circ) \times 10^{-2}$ pour Hillas (cf. figure VI.4d).

Le comportement décrit ci-dessus se confirme avec la montée en énergie : la position du pied de gerbe se décale vers les grandes distances et la distance nominale moyenne se décale d'autant. De plus en plus d'images sont rejetées par la coupure en ND pour conserver des ajustements corrects. Les gerbes de très hautes énergies étant très intenses et très longues, l'information laissée par ces événements dans les caméras permet une très bonne reconstruction géométrique du pied de gerbe et de la direction de provenance du photon incident.

1. Aucun *cleanings* n'est utilisé au moment de l'ajustement de Model++.

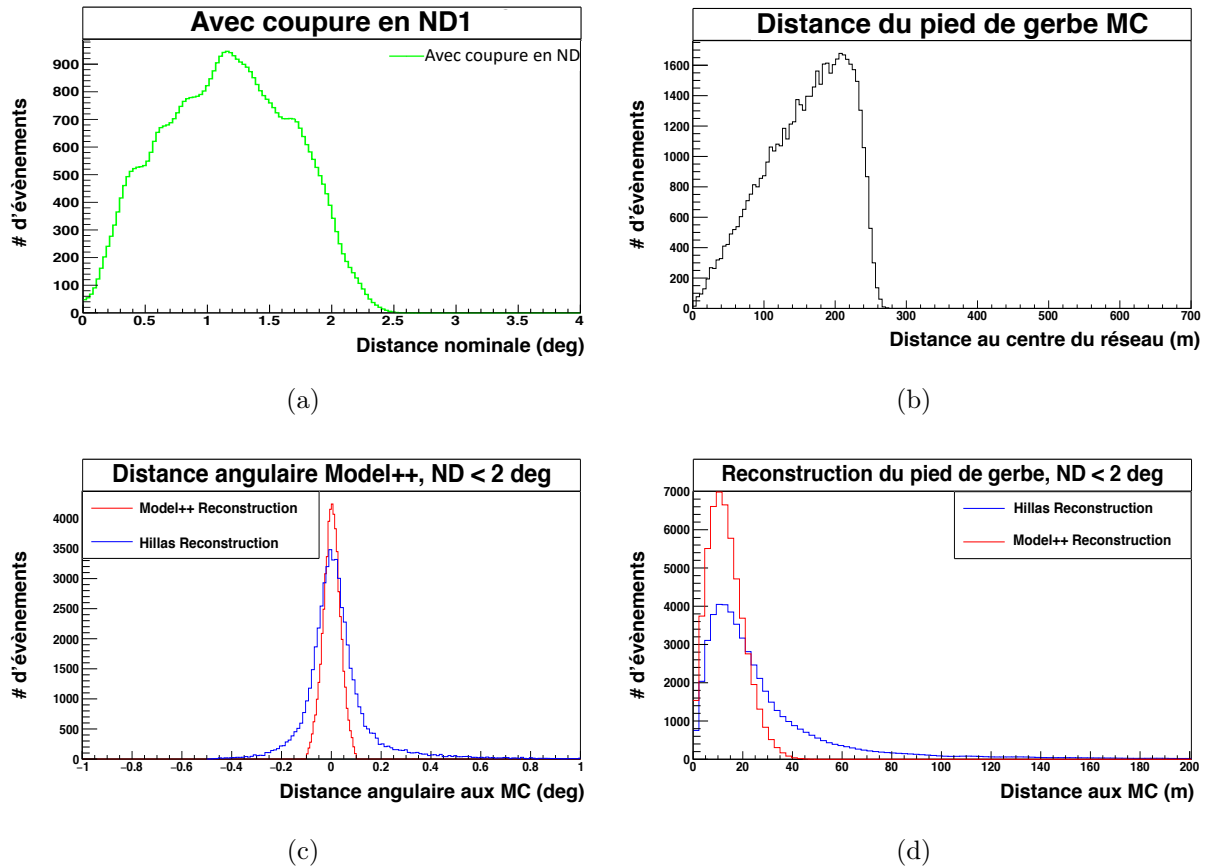


FIGURE VI.3 – Les figures ci-dessus sont réalisées pour des photons simulés de 500 GeV à un angle zénithal de 18° . (a) : Distribution de la ND dans une caméra. (b) : Distance du pied de gerbe au centre du réseau. (c) : Distance angulaire entre la direction simulée et reconstruite par la méthode de Hillas (bleu) et Model++ (rouge). (d) Distance entre la position du pied de gerbe simulée et reconstruite par la méthode de Hillas (bleu) et Model++ (rouge).

2 Levée de la coupure en distance nominale

Les images utilisées par la reconstruction de Model++, générées par le modèle semi-analytique, sont produites dans des caméras virtuelles plus grandes que les caméras de H.E.S.S. Cela permet d'ajuster avec plus de précision des gerbes longues qui sortiraient du champ de vue de la caméra. En explorant les propriétés de tous les événements ayant déclenché les télescopes, mais n'ayant pas été ajustés par Model++, j'ai remarqué que certains événements possédant des images avec $ND > 2^\circ$ ne possédaient pas tous des propriétés aussi extrêmes que l'exemple sur la figure VI.2. En visualisant ces images, il semble que certains événements auraient pu être correctement reconstruits par Hillas et donc par Model++. Comme Model++ n'ajuste que des images avec $ND < 2^\circ$, sa capacité à gérer des images coupées mal initialisées par la reconstruction de Hillas est inconnue. Mon idée a été de lever la coupure en distance nominale afin de voir combien d'événements sont susceptibles d'être récupérés pour une analyse et quelle est leur qualité de reconstruction.

La levée de la coupure en distance nominale dans l'optique de récupérer les images habituellement rejetées lors de la reconstruction peut mener à de nombreuses complications. Tout d'abord, il est possible que certains événements correctement reconstruits se voient rajouter des images

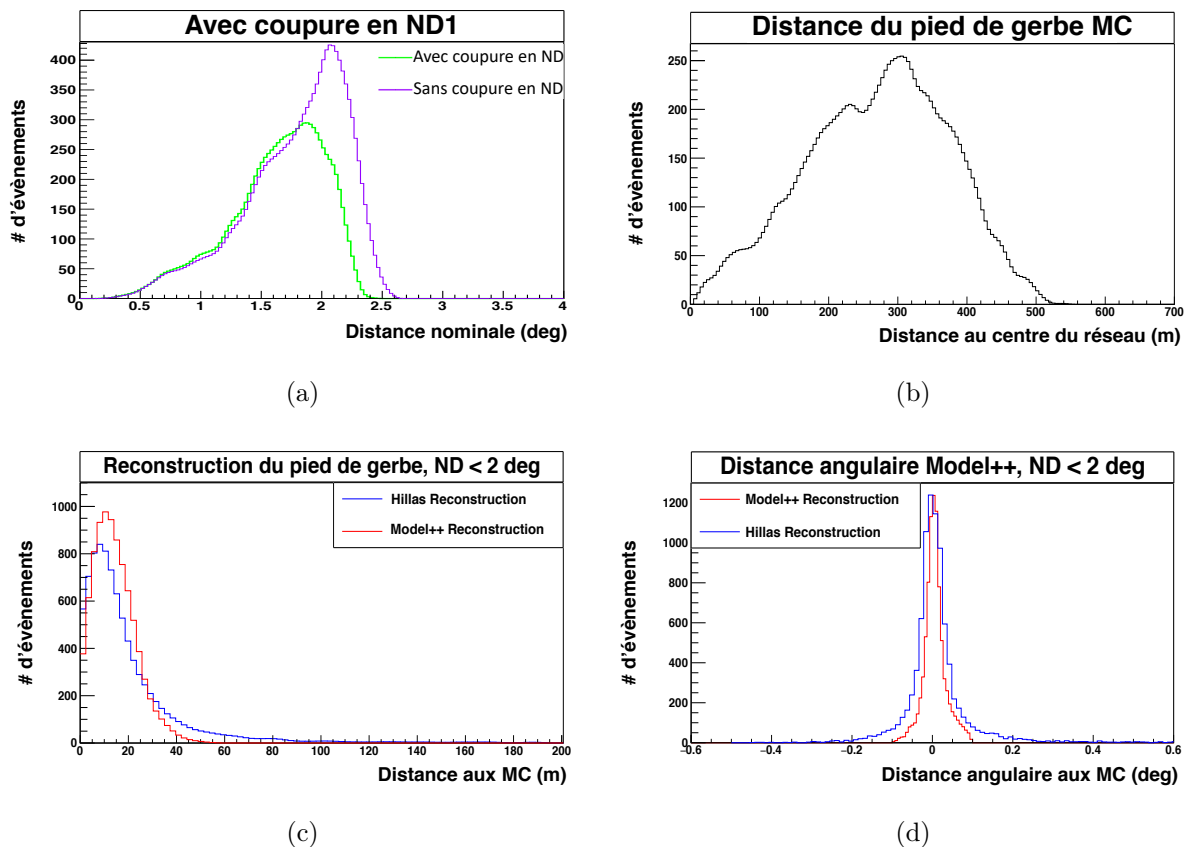


FIGURE VI.4 – Les figures ci-dessus sont réalisées pour des photons simulés de 20 TeV à un angle zénithal de 18° . (a) : Distribution de la ND dans une caméra. (b) : Distance du pied de gerbe au centre du réseau. (c) : Distance angulaire entre la direction simulée et reconstruite par la méthode de Hillas (bleu) et Model++ (rouge). (d) Distance entre la position du pied de gerbe simulée et reconstruite par la méthode de Hillas (bleu) et Model++ (rouge).

coupées. Combinées aux autres images, elles pourraient être à l'origine d'une dégradation de la qualité de reconstruction de ces événements. Pour éviter ce genre de cas, la levée en distance nominale de Model++ a été pensée pour ne pas impacter les événements ayant été reconstruits lorsque la coupure en ND était de 2° . Pour cela, une règle de priorité a été implémentée dans la chaîne de reconstruction dont le principe est illustré sur la figure VI.5 : les événements possédant aux moins deux images avec des distances nominales inférieures à 2° sont reconstruits de manière usuelle (en bleu). Les événements possédant au moins deux images, dont au plus une d'entre elles avec une ND $< 2^\circ$, précédemment rejetés (en pointillés verts), sont maintenant reconstruits (en tirets rouges). On évite ainsi toute dégradation de la qualité de reconstruction des événements qui convergeaient correctement, et seuls de nouveaux événements qui n'étaient pas considérés jusqu'à présent sont ajustés et pris en compte pour les analyses.

La figure VI.6a montre le gain d'événements obtenus par l'ajout des événements possédant une grande ND sur des simulations MC avec un angle zénithal de 18° après l'application du profil Standard, Faint et Loose. Ce gain est d'autant plus important vers les hautes énergies où les événements possédant des images coupées sont bien plus nombreux.

La levée de la coupure en ND permet donc de récupérer des événements supplémentaires pour des énergies supérieures à 0.5 TeV. Pour savoir si ces événements sont utilisables au cours d'une analyse, il faut contrôler la qualité de leur reconstruction par Model++. Les figures qui

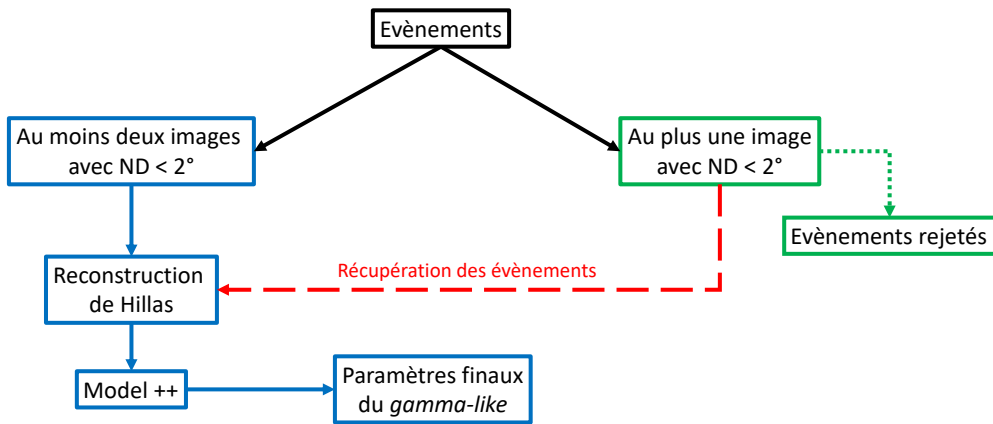


FIGURE VI.5 – Diagramme de sélection des événements. La chaîne de reconstruction classique est montrée en bleu (trait plein) et en vert (tirets). Le traitement des événements possédant une grande distance nominale est montré en rouge. Au lieu de rejeter ces événements, ils sont maintenant récupérés, sans modifier les événements pris en compte jusqu'à présent.

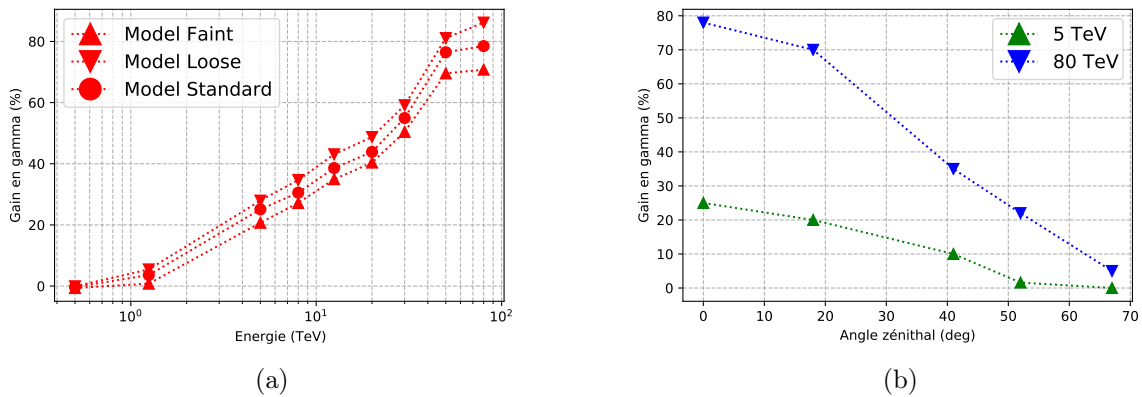


FIGURE VI.6 – Gain de statistique sur des simulations de photons γ apporté par l'ajout des événements possédant une grande ND pour différentes énergies (a) pour chaque profil d'analyse de H.E.S.S. et pour différents angles zénithaux (b).

suivent sont obtenues avec des simulations MC de différentes énergies pour un angle zénithal de 18° prenant en compte l'ajout des événements de grande ND. Comme les événements reconstruits avant l'ajout de ces nouveaux événements ne sont pas modifiés, nous nous concentrerons uniquement sur la reconstruction des nouveaux événements.

Pour des simulations MC de photons d'une énergie de 500 GeV, très peu d'événements parviennent à déclencher les télescopes depuis de grandes distances. La distance nominale moyenne dans les caméras est proche de 1° . Le nombre d'événements possédant des images coupées et n'ayant pas convergé étant faible, le gain en événements est nul.

En revanche à 20 TeV, la distribution de la ND dans les caméras se décale vers les grandes valeurs (en vert sur la figure VI.7a). Un nombre conséquent d'événements est rajouté grâce à l'utilisation des image coupées ($\sim 40\%$), reflétant la récupération des images coupées à cette

énergie. Comme attendu, la reconstruction géométrique de Hillas (en bleu) ne parvient pas à reconstruire ces événements correctement. Le manque d'informations dans les caméras ne permet pas d'ajuster une ellipse avec précision et la position du pied de gerbe reconstruite est en grande partie incorrecte, ce qui se traduit par une reconstruction de la trajectoire le plus souvent erronée (cf. figure VI.7b). En revanche, malgré le fait que le LVM de Model++ soit initialisé par des paramètres inexacts, l'utilisation d'une maximisation de la vraisemblance et d'images simulées de grande précision permet de reconstruire assez correctement la position du pied de gerbe et la direction des photons incidents, comme illustré par les courbes rouges sur les figures VI.7c et VI.7d.

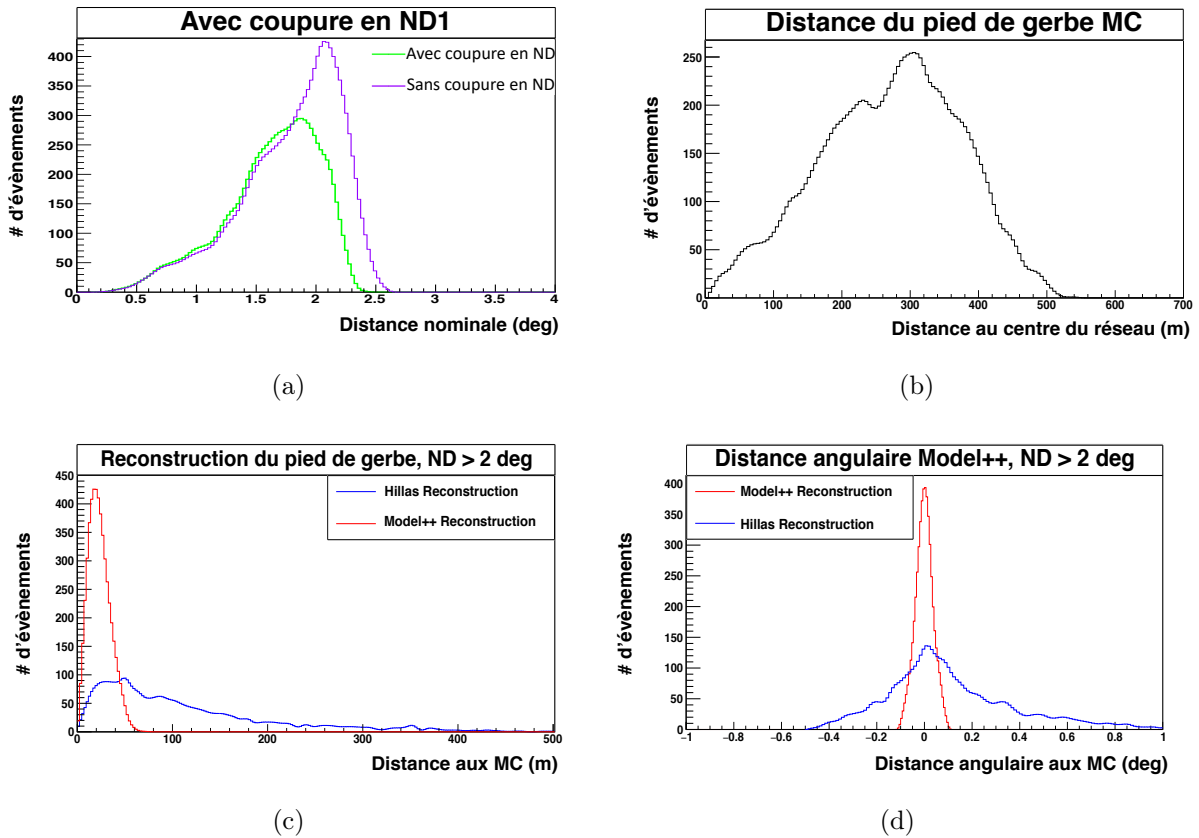


FIGURE VI.7 – Les figures ci-dessus sont réalisées pour des photons simulés de 20 TeV à un angle zénithal de 18° . (a) : Distribution de la ND dans une caméra. La courbe vert est associée à l'application de la coupure en ND et la violette à son absence. (b) : Distance du pied de gerbe au centre du réseau. (c) : Distance angulaire entre la direction simulée et reconstruite par la méthode de Hillas (bleu) et Model++ (rouge). (d) Distance entre la position du pied de gerbe simulée et reconstruite par la méthode de Hillas (bleu) et Model++ (rouge).

Ainsi, Model++ semble capable de reconstruire correctement des événements possédant des images coupées, malgré une initialisation des paramètres de départ potentiellement erroné car mal reconstruits par la méthode de Hillas.

2.1 Performances sur simulations MC

La récupération des événements possédant une grande distance nominale a des conséquences directes sur la surface efficace et sur les résolutions angulaire et énergétique d'un profil d'analyse

donné. Comme on peut le voir sur la figure VI.8a, la possibilité de récupérer des événements rejetés jusqu'alors permet d'améliorer la surface efficace du profil d'analyse Faint de Model++ de 20% à 5 TeV et de près de 70% à 80 TeV, en accord avec le gain de photons γ obtenu sur simulations illustré sur la Figure VI.6a.

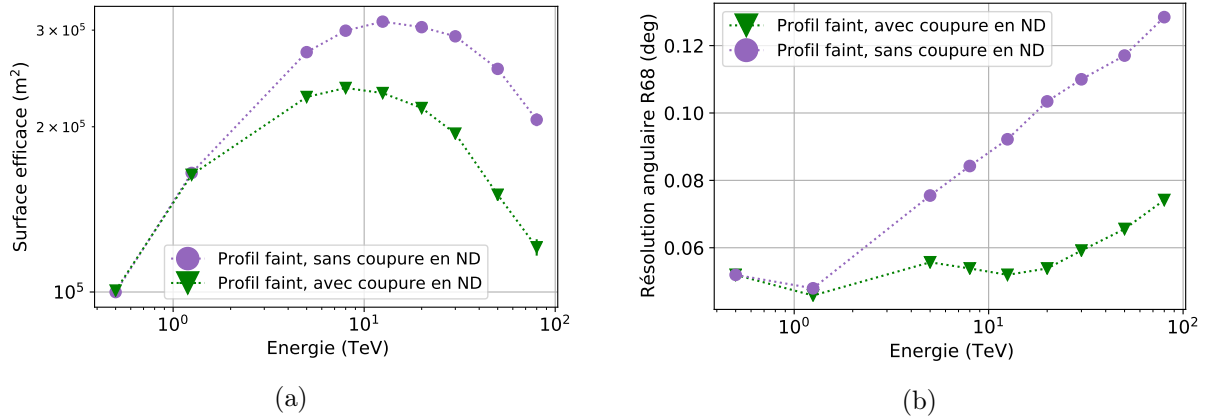


FIGURE VI.8 – Surface efficace (a) et résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint avec (en vert) et sans (en violet) la coupure en ND. Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5°.

En revanche, la résolution angulaire de Model++ est dégradée de 26% à 5 TeV puis de $\sim 40\%$ à partir de 12 TeV avec l'ajout des nouveaux événements. Cela s'explique facilement si l'on considère les incertitudes sur la reconstruction de la trajectoire des événements rajoutés ou *direction error*. Si l'on regarde la distribution de *direction error* (cf. Figures VI.9a et VI.9b) de tous les γ d'une simulation après l'application du profil d'analyse Faint, on peut constater qu'une large fraction des événements rajoutés par la levée en distance nominale ont une incertitude de leur reconstruction en direction plus importante que ceux possédant une distance nominale moyenne inférieure à 2°. Comme on peut le voir sur la figure VI.9b, ces événements (courbe verte) sont majoritairement situés dans la queue de la distribution. La coupure sur la *direction error* utilisée dans les profils d'analyse Standard, Faint et Loose est de 0.2°. La queue de distribution est donc entièrement prise en compte. Cela implique une dégradation moyenne de la résolution angulaire, notamment à haute énergie. Cependant, la résolution angulaire reste malgré tout inférieure à 0.1° jusqu'à 10 TeV, ce qui est inférieur à la résolution angulaire atteinte par la plupart des autres expériences à imagerie Tcherenkov à cette énergie. On peut également remarquer que la distribution des événements usuels est incluse dans la nouvelle distribution.

À grand angle zénithal, le maximum du développement de gerbe est de plus en plus éloigné du centre du réseau de télescopes, ce qui entraîne une augmentation de la surface au sol illuminée par la lumière Tcherenkov ainsi que son élongation. Ces gerbes allongées ont de ce fait de grandes chances d'illuminer entièrement le réseau de télescopes, ce qui limite fortement le nombre d'événements possédant des images coupées. Ainsi, le nombre d'événements rajoutés par la levée en distance nominale est réduit à mesure que l'angle zénithal augmente (cf. Figure VI.6b). Par conséquent, on s'attend à ce que la surface efficace obtenue pour de grands angles zénithaux, avant et après ajout des événements, soit très proche. C'est ce qui est illustré sur les figures VI.10a et VI.10b qui montrent la surface efficace et la résolution angulaire obtenues par la reconstruction de photons simulés à une énergie de 20 TeV à un angle zénithal de 52°. Comme presque aucun événement n'est rajouté, la surface efficace et la résolution angulaire avant et après l'ajout des événements possédant des images coupées sont quasiment identiques.

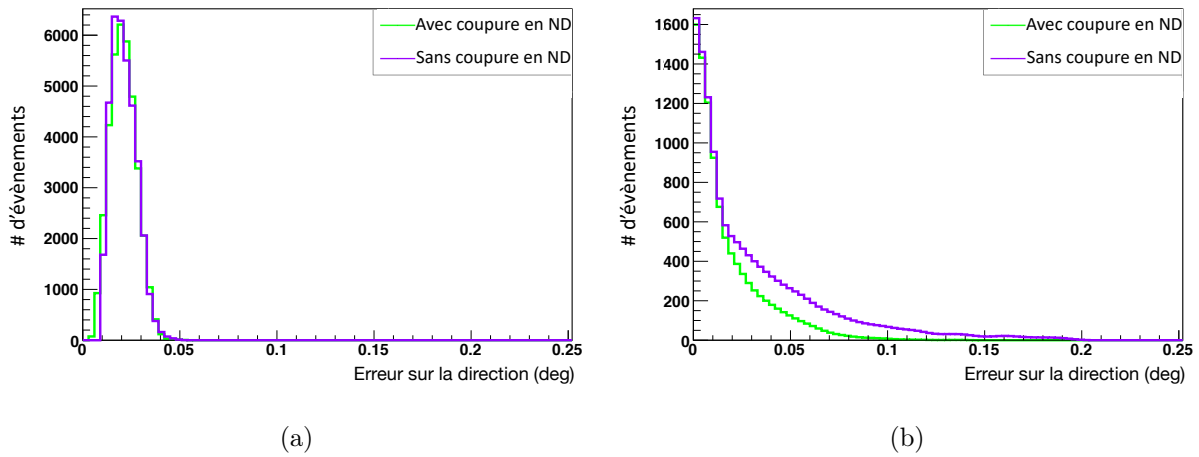


FIGURE VI.9 – Distribution de la *direction error* pour les photons γ issus de simulation MC de photons de 0.5 TeV (a) et 20 TeV (b) à un angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° . La courbe verte correspond à la présence de la coupure en ND. La courbe violette contient les évènements rajoutés grâce à la levée de coupure sur la ND.

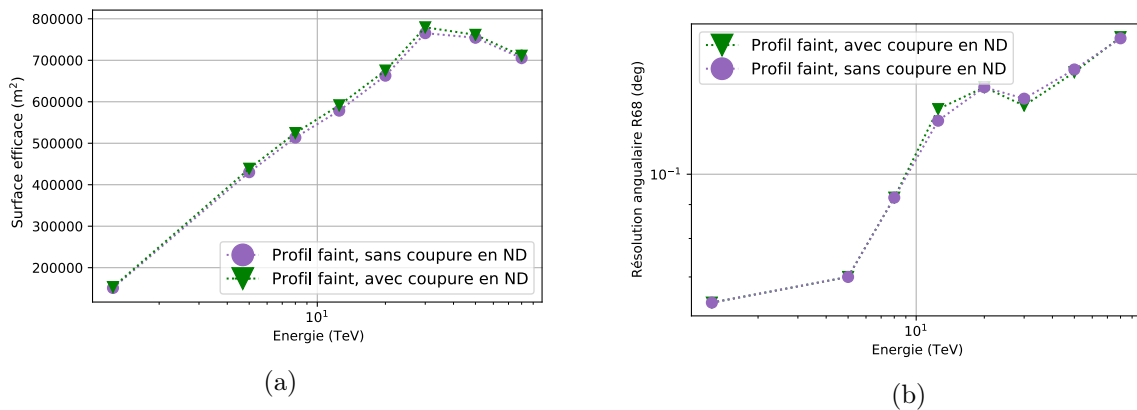


FIGURE VI.10 – Surface efficace (a) et résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint avec (en vert) et sans (en violet) la coupure en ND. Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe pour un angle zénithal de 52° et un angle hors axe de 0.5° .

L'efficacité d'un profil d'analyse est donnée par sa surface efficace et sa résolution angulaire mais également par sa capacité à rejeter le bruit de fond hadronique et celui créé par les fluctuations du NSB. Comme nous l'avons vu dans la section V-6, ce rejet se fait à l'aide de variables discriminantes telles que la MSSG, la *NSBGoodness* ou encore la coupure sur *direction error* des *gamma-like*. La levée de la coupure sur la distance nominale a des conséquences non négligeables sur les performances du profil utilisé sur des données réelles.

2.2 Performances sur données réelles

L'effet de la levée de coupure en distance nominale sur l'analyse de sources γ observées à moyen et grand angle zénithal est montré dans les tableaux ci-dessous. Le profil d'analyse Faint a été utilisé pour s'assurer de sa bonne résolution angulaire, très importante dans des régions

complexes comme celle de HESS J1640–465 car cela évite au maximum les confusions de sources.

HESS J1640–465	ON	OFF	$1/\alpha$	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	1899	4105	12.28	54.5	1565	4.7
Profil Faint, sans coupure en ND	2083	5051	14.20	58.4	1727	4.9

Tableau VI.1 – Résultats d’une analyse Faint réalisée avec et sans la coupure en ND sur la source HESS J1640–465 ($\langle za \rangle = 25^\circ$). Les valeurs sont obtenues en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Nébuleuse du Crabe	ON	OFF	$1/\alpha$	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	5885	1875	15.63	157.3	5765	48
Profil Faint, sans coupure en ND	5629	1910	15.65	152.8	5507	45.1

Tableau VI.2 – Résultats d’une analyse Faint réalisée avec et sans la coupure en ND sur la nébuleuse du Crabe ($\langle za \rangle = 48^\circ$). Les valeurs sont obtenues en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Le tableau VI.1 récapitule les résultats obtenus en utilisant le profil d’analyse Faint sur la source HESS J1640–465, réalisée avec et sans la coupure en distance nominale sur les mêmes observations. Cette source brillante, située dans le plan galactique, est observée avec un angle zénithal moyen de 25° . Les chiffres ont été obtenus en utilisant la méthode de soustraction du fond des régions OFF multiples. La région ON choisie pour extraire le signal est centrée sur la source HESS J1640–465. Dans cette analyse, il n’y a aucune considération de morphologie ou de spectre : on ne cherche qu’à connaître la significativité, le nombre de γ et le ratio signal sur bruit de la source. Cette source étant majoritairement observée avec un faible angle zénithal, la levée de la coupure sur la distance nominale permet d’augmenter de près de $\sim 10\%$ le nombre de photons γ en provenance de la source, ce qui correspond à l’augmentation de la surface efficace observée sur la figure VI.8a. La significativité de la source est ainsi améliorée de $\sim 7\%$ sans que les coupures du profil Faint soient changées d’une quelconque façon.

En revanche, pour la nébuleuse du Crabe, l’effet observé est différent. La méthode d’extraction du signal est la même que pour la source HESS J1640–465. Cette source brillante est observée avec un angle zénithal moyen de 48° . À un tel angle zénithal, la surface efficace n’est pas améliorée par la levée de la coupure en distance nominale (cf. figure VI.10a). On a une faible diminution du nombre de γ en provenance de la source de $\sim 5\%$, et une diminution de la significativité de $\sim 3\%$. En considérant les erreurs de comptage, la levée en distance nominale est légèrement préjudiciable à la qualité de détection de la source.

La levée de la distance nominale n’a donc pas le même effet sur des analyses réalisées sur des sources observées à moyen et grand angle zénithal. L’utilisation des images coupées implique non seulement une augmentation du signal en provenance de la région ON mais aussi une augmentation des *gamma-like* présents dans les régions OFF utilisées pour l’extraction du signal (cf. section V-7.1). Si la fraction d’événements rajoutés dans la région ON est supérieure à celle ajoutée dans les régions OFF, on va dans ce cas avoir une augmentation du nombre de γ et de la significativité de la source. C’est ce qu’il se passe pour la source HESS J1640–465 observée à un angle zénithal moyen. En revanche pour les sources observées à grand angle zénithal, il est

possible que la levée en ND induise une augmentation plus importante des *gamma-like* provenant des régions OFF que dans la région ON. En effet, les simulations MC de photons γ à grand angle zénithal ont montré que quasiment aucun événement n'est rajouté par la levée de la coupure en distance nominale car la plupart des gerbes éclairent entièrement le réseau de télescopes. En revanche, les choses sont différentes avec les gerbes hadroniques.

L'un des sous-produits de l'interaction d'un hadron avec l'atmosphère est le pion. Les pions neutres se désintègrent en deux photons γ au bout d'un temps très court. Cependant, entre le moment de leur production et leur désintégration, ces particules ont le temps de parcourir une certaine distance depuis l'axe de développement principal de la gerbe hadronique. Ce morcellement de la gerbe peut induire plusieurs images dans les caméras pour une même gerbe atmosphérique. L'identification de plusieurs *clusters* dans une même caméra peut être utilisée pour rejeter ces événements. Mais à grand angle zénithal et pour des gerbes lointaines, il est possible que seule une sous-gerbe parvienne à déclencher les télescopes. La majorité de ces événements est habituellement rejetée par la coupure en distance nominale. En levant cette coupure, une sous-gerbe électromagnétique d'une gerbe hadronique est donc susceptible d'être confondue avec un *gamma-like*. Cette augmentation du nombre de *gamma-like* à grande angle zénithal dans les régions OFF est responsable de la légère dégradation du nombre de photons γ attribués à la source observée et de sa significativité.

Les résultats obtenus par la levée en distance nominale pour les profils d'analyses Loose et Standard, sont globalement les mêmes que pour ceux du profil d'analyse Faint décrits ci-dessus (voir Annexe A-2). La levée de la coupure sur la ND a un impact différent en fonction des conditions d'observation de la source. De plus, elle provoque une légère baisse de la résolution angulaire et énergétique des analyses, ce qui peut rendre délicat l'étude de la morphologie des sources γ et biaiser l'estimation de leur spectre en énergie. Dans le but de rendre l'utilisation des nouveaux événements efficaces pour toutes les conditions d'observations, il est nécessaire d'optimiser la valeur des coupures des différents profils d'analyses.

3 Optimisation des profils d'analyse

Pour utiliser efficacement les événements de grande distance nominale, il est nécessaire de modifier les valeurs des coupures des différents profils d'analyse. Les buts de l'optimisation de ces coupures sont multiples. Tout d'abord, elles doivent permettre d'améliorer ou de laisser inchangés les résultats obtenus par une analyse classique. Au vu des résultats de la section précédente, cela concerne particulièrement les sources observées à grand angle zénithal. Ensuite, cette optimisation doit améliorer autant que possible la résolution angulaire et énergétique, notamment à basse énergie où une bonne résolution est indispensable pour les études morphologiques et spectrales des sources γ . Finalement, l'optimisation doit être réalisée de telle sorte que tous les profils soient modifiés de la même façon. Les différentes coupures des profils d'analyse étant étroitement corrélées, il est préférable de modifier le moins de coupures possibles pour obtenir les améliorations recherchées.

La MSSG est la première variable appliquée sur les événements qui ont été sélectionnés par les coupures de forme. Elle reflète la qualité de l'ajustement statistique de Model++. Cela signifie qu'en étant plus restrictif en MSSG, on rejette les événements les moins bien ajustés et donc potentiellement plus de hadrons que de photons γ . En gardant uniquement les événements les mieux ajustés, la résolution angulaire va être améliorée. Mais cette amélioration se fait en contrepartie d'une réduction de la surface efficace. Cette réduction n'a que peu d'impact à faible

angle zénithal où la levée en distance nominale augmente globalement la surface efficace. À grand angle zénithal en revanche, la levée en distance nominale n'a que peu d'impact sur la surface efficace. En étant plus drastique sur la coupure en MSSG, il y a donc de grandes chances que la résolution angulaire soit améliorée mais au détriment d'une perte de signal. En inversant le raisonnement, on déduit que couper plus large en MSSG pourrait permettre de récupérer plus de signal que de fond mais au détriment de la résolution angulaire, que l'on pourrait améliorer en coupant sur une autre variable. Cependant, si l'on regarde la distribution de la MSSG pour un angle zénithal de 52° pour des photons simulés à 1.25 TeV (figure VI.11a) et 20 TeV (figure VI.11b), on voit que les distributions de MSSG avec et sans coupure en distance nominale sont identiques. Couper plus large en MSSG va donc rajouter davantage de *gamma-like* dans les régions OFF que dans la région ON, entraînant alors une dégradation de la qualité du signal. Changer la coupure en MSSG n'est donc pas adéquat.

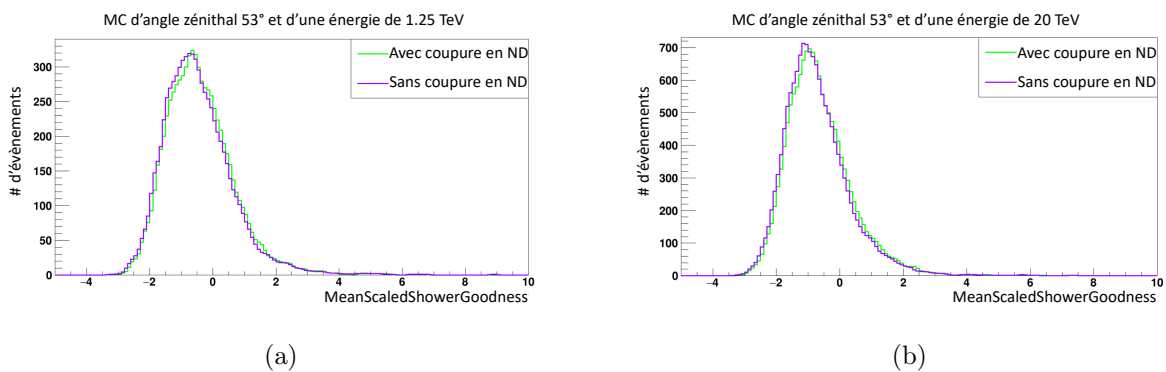


FIGURE VI.11 – Distribution de la MSSG pour une énergie de 1.25 TeV (a) et 20 TeV (b) pour des simulations de photons à un angle zénithal de 52° . La courbe verte est obtenue avec la coupure en ND et la courbe violette sans.

La *direction error* est la seconde coupure appliquée par Model++. Elle rejette tous les événements dont la direction a été mal reconstruite et qui sont donc susceptibles de dégrader la résolution angulaire d'une analyse. Réduire la valeur maximale autorisée pour cette coupure signifie un rejet des événements les moins bien reconstruits et donc potentiellement davantage de *gamma-like* associés à des hadrons que de photons γ . Comme on peut le voir sur la figure VI.7b de la section précédente, les événements rajoutés par la levée en distance nominale sont majoritairement présents dans la queue de distribution de cette variable. Ce sont eux qui sont responsables de la dégradation de la résolution angulaire. En coupant correctement sur cette variable, il est possible de gagner en résolution angulaire en perdant seulement une fraction de la statistique obtenue par l'ajout de ces événements.

Les courbes du gain en γ en fonction de l'énergie nous montrent que la levée en distance nominale n'a pas d'impact à basse énergie, peu importe l'angle zénithal de la source (cf. Figure VI.6b). Le gain en événements commence à apparaître à partir du TeV. Pour ces événements, l'intensité des quelques pixels de la caméra identifiés comme appartenant à l'image d'une gerbe ne sont pas représentatifs de son intensité totale. La figure VI.12 montre l'intensité des images dans une des caméras du réseau pour des photons simulés à un angle zénithal de 18° à une énergie de 20 TeV. La courbe verte correspond au cas classique où les images avec $ND > 2^\circ$ sont rejetées. La courbe violette correspond au cas où la coupure en distance nominale est levée. Comme on peut le voir, la majorité des images rajoutées par la levée en distance nominale sont situés vers les faibles intensités.

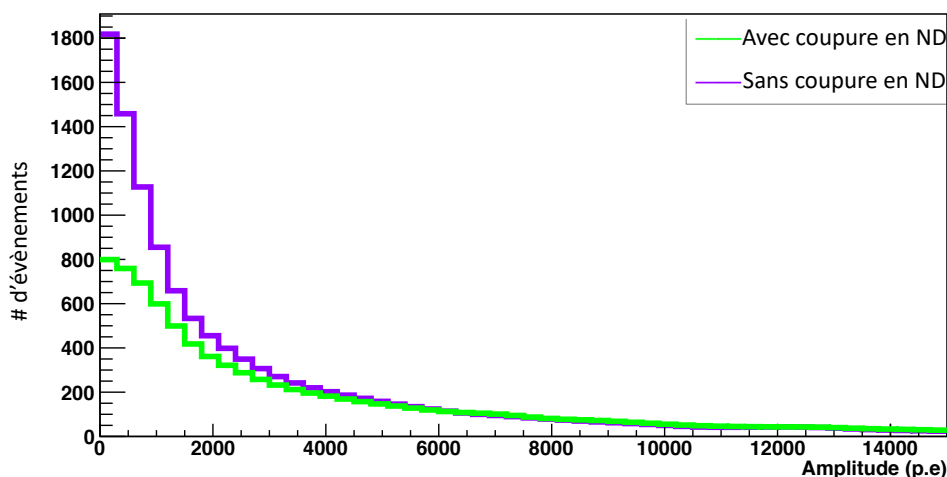


FIGURE VI.12 – Distribution de l’amplitude des images dans une caméra pour des photons simulés d’une énergie de 20 TeV à un angle zénithal de 18° . La courbe verte correspond au cas classique et la courbe violette à la prise en compte des nouveaux événements.

Si l’intensité des images ajoutées n’est pas assez importante, un événement reconstruit avec ces images peut potentiellement être identifié comme une fluctuation du NSB. Ainsi, une partie non négligeable de ces événements est potentiellement rejetée par la coupure en *NSBGoodness* au cours d’une analyse. Ces événements pourraient être récupérés en étant moins restrictifs sur cette variable. Comme les coupures en *direction error* et en MSSG ont déjà été appliquées, ces événements rejetés sont au moins aussi bien reconstruits que ceux qui étaient conservés par une coupure plus drastique. Il n’y donc pas de risque de dégrader la résolution angulaire de manière significative. Cette variable ne doit cependant pas être trop relâchée au risque de récupérer des événements véritablement liés au NSB. À grand angle zénithal, diminuer la valeur minimale de *NSBGoodness* va permettre de récupérer plus de *gamma-like* associé à des photons qu’à des hadrons. En effet, l’énergie reconstruite varie comme le cosinus de l’angle zénithal : observer à grand angle zénithal augmente le seuil en énergie des événements reconstruits. Les gerbes associées à des hadrons sont plus rares à haute énergie en raison de l’indice spectral des rayons cosmiques $\Gamma = 2.7$. Le fond hadronique va donc être réduit à grand angle zénithal. Hors, la valeur de *NSBGoodness* d’un profil d’analyse est indépendante de l’angle zénithal. Il serait judicieux de penser que diminuer la *NSBGoodness* avec une augmentation de l’angle zénithal pourrait permettre de récupérer plus de signal en provenance de la source que de fond.

La dernière coupure appliquée est celle sur la distance angulaire de la reconstruction θ^2 . Cette variable définit la taille de la région ON dont on veut extraire le signal. Elle est généralement fixée à 0.01°^2 pour les sources ponctuelles, ce qui permet d’être certain d’englober la totalité du signal de la source tout en évitant de récupérer trop de fond ou de photons en provenance des sources proches. Si l’on réduit la taille de θ^2 , une fraction du signal de la source d’intérêt va être perdu, au profit des événements dont la direction de provenance est proche de la position de la source. On va donc gagner en résolution angulaire. Cependant, le niveau de fond est considéré comme isotrope et est donc constant, cela signifie que l’on va perdre nécessairement plus de *gamma-like* en provenance de la source qu’en provenance des régions OFF. En revanche, du signal peut être récupéré en élargissant la valeur de θ^2 (à l’instar du profil Loose), mais pas de façon trop importante pour ne pas récupérer trop de fond (cf. figure VI.13). Cette augmentation

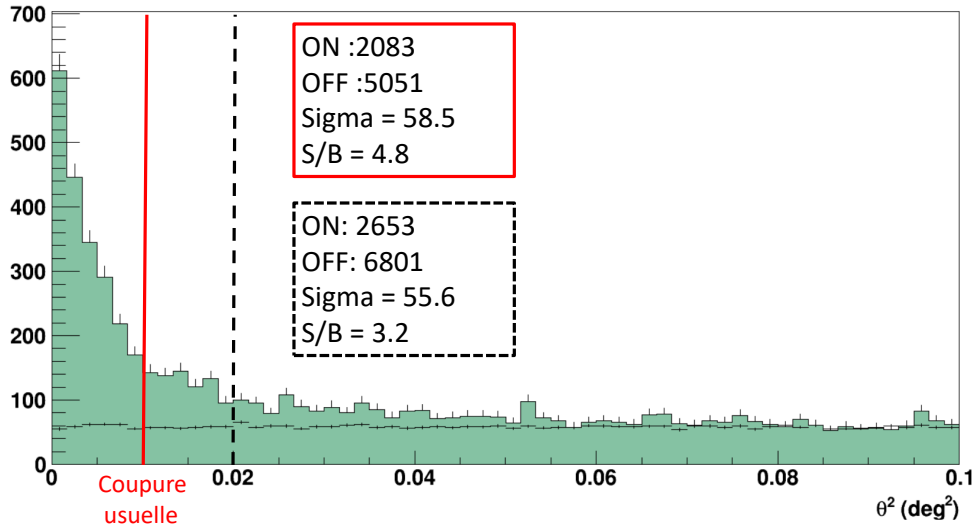


FIGURE VI.13 – Histogramme en θ^2 des *gamma-like* de la source HESS J1640–465. La distribution autour de la source est montrée en vert et celle provenant des régions OFF, normalisé par α est montrée en points noirs. La coupure classique appliquée sur les analyses est indiquée par la ligne pleine rouge et la statistique associée est montrée dans l’encadré rouge. Un exemple du résultat obtenu en coupant à $\theta^2 = 0.02^\circ$ est montré par les pointillés noirs.

de la statistique disponible se fait au détriment de la résolution angulaire et augmente le risque de contamination si des sources brillantes sont proches dans le champ de vue. Pour ces raisons, cette coupure ne sera pas modifiée dans mon optimisation.

Au vu de ces considérations et après de nombreux tests, les variables que j’ai utilisées pour mon optimisation sont : la *direction error* qui autorise un meilleur rejet hadronique et augmente la résolution angulaire, et la *NSBGoodness* afin de retrouver les événements rejetés au cours d’une analyse à cause de leur faible intensité. L’optimisation a consisté en l’exploration conjointe de ces deux coupures, sur MC et sur des données réelles, à faible et à grand angle zénithal. L’évolution de la surface efficace et de la résolution angulaire en fonction de la valeur de la *NSBGoodness* et de la *direction error* est contrôlée sur simulations MC de photons. Les tests sur données réelles effectués en parallèle sur HESS J1640–465 et sur la nébuleuse du Crabe ont pour rôle de contrôler l’impact de ces coupures sur le nombre de γ et sur la significativité du signal.

Ma procédure d’optimisation est la suivante. Les coupures sont initialisées aux valeurs utilisées dans le profil d’analyse Faint (cf. tableau V.1). La *NSBGoodness* a été ensuite explorée entre 40 et 20 par pas de 2. Pour chaque variation de la *NSBGoodness*, la *direction error* est explorée entre 0.2° et 0.05° par pas de 0.02° . Pour chaque combinaison, des analyses de simulations MC à énergie fixe avec un angle zénithal de 18° et 52° et des analyses sur données réelles de HESS J1640–465 et la nébuleuse du Crabe sont lancées.

La combinaison choisie est celle permettant de conserver une résolution angulaire inférieur à 0.1° tout en aillant la surface efficace la plus importante. La meilleure combinaison qui améliore la significativité et le nombre de photons γ de nos deux sources tout en améliorant la résolution

angulaire est :

$$NSBGoodness_{\text{opti}} = NSBGoodness_{\text{Faint}} - 5 = 40 - 5 = 35; \quad (\text{VI.1})$$

et

$$Direction\ error_{\text{opti}} = \frac{Direction\ error_{\text{Faint}}}{2} = \frac{0.2}{2} = 0.1 \quad (\text{VI.2})$$

Ces améliorations fonctionnent aussi sur les profils Standard et Loose en répercutant la diminution de 5 de la *NSBGoodness* et la variation de 0.1° de la *direction error*. (cf. AnnexeA-2).

Ainsi, les profils optimisés ont les valeurs suivantes :

Nom	Min Charge (p.e)	MSSG _{max}	<i>NSBGoodness</i> _{min}	Direction error	θ^2
Standard _{opti}	60	0.9	20 → 15	0.2 [°] → 0.1 [°]	$\leq 0.01^\circ$
Faint _{opti}	120	0.6	40 → 35	0.2 [°] → 0.1 [°]	$\leq 0.01^\circ$
Loose _{opti}	40	0.9	15 → 10	0.2 [°] → 0.1 [°]	$\leq 0.015^\circ$

Tableau VI.3 – Tableau des paramètres des différents profils d’analyse de Model++. Seuls les paramètres dont la valeur change entre les profils sont indiqués dans ce tableau. Les valeurs en rouge sont celles qui ont été modifiées pour l’optimisation.

Les résultats obtenus sur simulation MC de γ et sur les données réelles en appliquant mon nouveau profil Faint optimisé sont présentés dans la section suivante.

3.1 Performances sur MC et sur données réelles

La coupure plus drastique en *direction error* nous assure de gagner en résolution angulaire. Pour cette raison, nous allons dans un premier temps quantifier les effets de ce nouveau profil Faint optimisé sur des données réelles. Les tableaux VI.4 et VI.5 résument les résultats obtenus respectivement sur la source HESS J1640–465 et sur la nébuleuse du Crabe en utilisant le profil d’analyse Faint usuel et le profil d’analyse Faint optimisé. Les observations utilisées et la méthode de soustraction de fond appliquée sont strictement identiques.

Avec le profil Faint optimisé, la source HESS J1640–465 est détectée avec une significativité de $\sim 60 \sigma$ et le nombre de photons γ qui lui est attribué est de 1881, soit une amélioration de 10% de significativité avec un ajout de $\sim 20\%$ de photons γ par rapport au profil d’analyse Faint usuel avec coupure en ND. Le rapport signal sur bruit obtenu est quasiment identique, ce qui montre que la combinaison des nouvelles valeurs de *direction error* et de *NSBGoodness* permet non seulement d’améliorer la détection mais aussi de préserver la qualité du signal en conservant un bon rejet du fond. Ce résultat est prometteur car la source HESS J1640–465 possède un spectre en loi de puissance avec coupure exponentielle, ce qui signifie que son flux décroît rapidement au-dessus de 6 TeV (cf. section IV-1.1). Or, la levée en ND améliore principalement la surface efficace à haute énergie. On s’attend donc à ce que l’utilisation des nouveaux événements couplés au nouveau profil soit d’autant plus efficace que le spectre de la source est dur ($\Gamma \leq 2$).

Les résultats obtenus par une analyse Faint de la nébuleuse du Crabe étaient légèrement dégradés avec la levée en distance nominale. Avec les modifications apportées par l’optimisation, les résultats obtenus sont légèrement améliorés. Ainsi avec l’utilisation du profil Faint optimisé, la nébuleuse de Crabe est détectée avec une significativité de $\sim 160 \sigma$ avec 6092 photons γ , soit une amélioration de $\sim 1.8\%$ pour la significativité et de $\sim 6\%$ de photons γ par rapport

HESS J1640–465	ON	OFF	$1/\alpha$	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	1899	4105	12.28	54.5	1565	4.7
Profil Faint optimisé, sans coupure en ND	2293	6044	14.68	60.1	1881	4.6

Tableau VI.4 – Résultats d'une analyse réalisée avec le profil Faint optimisé sur la source HESS J1640–465 ($\langle za \rangle = 25^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

aux résultats obtenus avec le profil Faint usuel avec coupure en ND. Sans être significatif, ces résultats montrent que cette optimisation permet de retrouver un résultat au moins aussi bon que ce qui est obtenu auparavant.

Nébuleuse du Crabe	ON	OFF	$1/\alpha$	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	5885	1875	15.63	157.3	5765	48
Profil Faint optimisé	6214	1725	14.12	160.2	6092	49.8

Tableau VI.5 – Résultat d'une analyse réalisée avec le profil Faint optimisé sur la nébuleuse du Crabe ($\langle za \rangle = 48^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Regardons maintenant les performances de ce profil optimisé sur des simulations de photons γ . Comme illustré sur la figure VI.14a, la surface efficace est légèrement diminuée par rapport aux performances du profil Faint sans coupure en ND en raison de la coupure plus drastique en *direction error*, mais reste améliorée de $\sim 14\%$ à 5 TeV et de près de 60% à 80 TeV par rapport à ce qui actuellement utilisé par la collaboration H.E.S.S. La résolution angulaire est toujours appauvrie à ce qui est actuellement utilisé, mais s'est vu améliorée de $\sim 20\%$ par rapport à l'application du profil Faint usuel avec l'ajout des nouveaux événements (cf. Figure VI.14b). Reflétant les résultats obtenus sur la résolution angulaire, la résolution énergétique est également améliorée (cf. Figure VI.15a), tout en gardant un biais de reconstruction très faible (cf. Figure VI.15b). Les performances associées aux profils d'analyse Loose et Standard peuvent être trouvés dans l'annexe A-2.

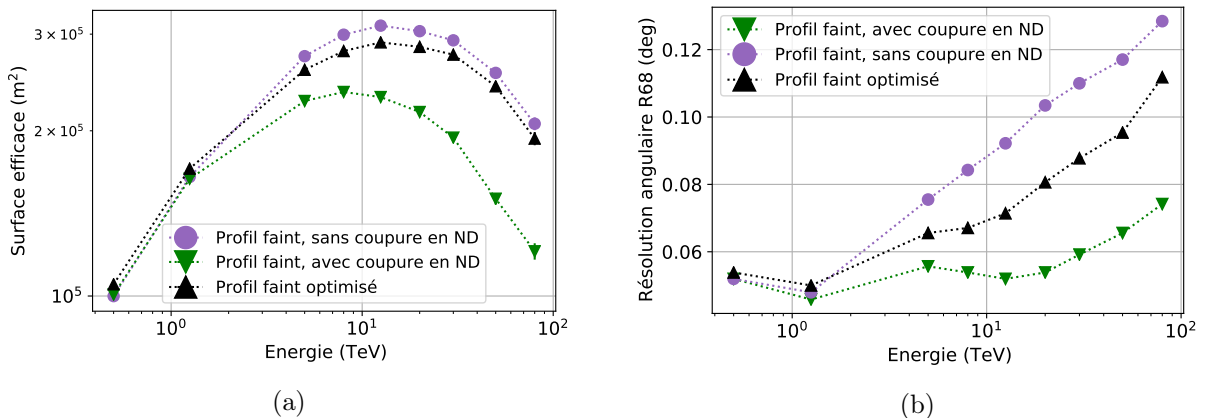


FIGURE VI.14 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° . Le profil Faint sans la coupure en ND est montré par la courbe violette à titre de comparaison.

Les performances obtenues par mon optimisation du profil d'analyse Faint couplé à la levée de

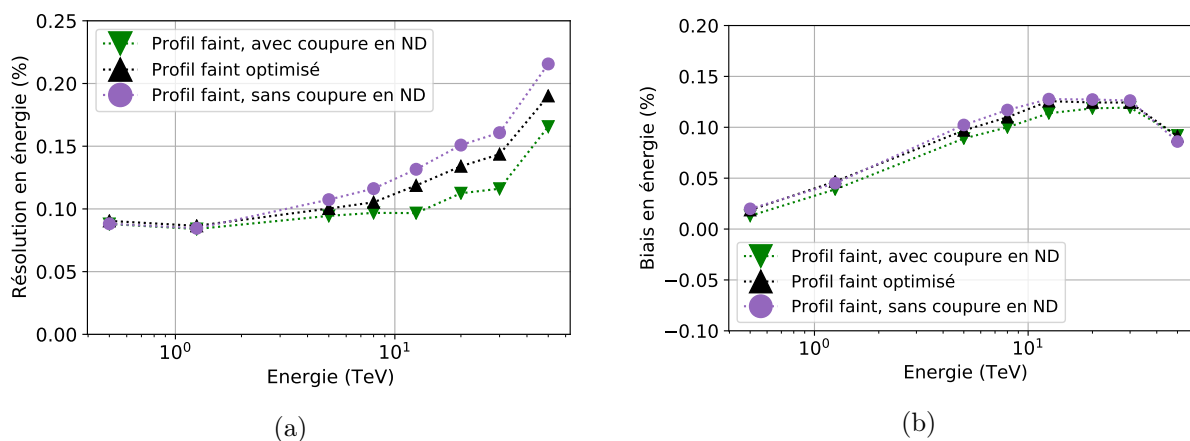


FIGURE VI.15 – Résolution en énergie (a) et biais (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° . Le profil Faint sans la coupure en ND est montré par la courbe violette à titre de comparaison.

la coupure en distance nominale sont très prometteuses. L'amélioration de la surface efficace sur la quasi-totalité du domaine en énergie de H.E.S.S. permet d'obtenir davantage de statistique. Le choix des variables modifiées pour l'optimisation permet d'améliorer la significativité des sources à tout angle zénithal et peut donc permettre de confirmer la détection de sources qui sont sous le seuil des 5σ de détection. La bonne résolution angulaire à basse énergie permet de réaliser des analyses morphologiques sans crainte de confusion entre les sources. Sa légère dégradation à haute énergie n'a que peu d'impact car les confusions de sources y sont rares et le fond y est moins présent. La bonne résolution en énergie combinée à l'ajout de statistique est idéale pour les analyses spectrales des sources γ détectées par H.E.S.S.

4 Optimisation haute énergie : $E > 5$ TeV

La levée de la coupure en distance nominale permet de récupérer des événements qui n'étaient pas pris en compte jusqu'à maintenant. Ce gain en statistique est d'autant plus important que l'énergie est élevée, car le nombre de gerbes lointaines parvenant à déclencher les télescopes augmente. L'amélioration du profil Faint de la section précédente avait pour but de rendre efficaces l'utilisation de ces nouveaux événements au cours d'une analyse sur l'ensemble de la bande en énergie en améliorant ou en conservant la significativité des sources à tout angle zénithal tout en conservant une bonne résolution angulaire.

En se basant sur le gain en statistique, une optimisation des coupures de H.E.S.S. spécifique à la très haute énergie peut permettre d'optimiser la détection des candidats PeVatrons et peut aider à contraindre la présence d'une coupure exponentielle dans le spectre de ces candidats. Au-delà d'une énergie de 5 TeV, le fond hadronique est très faible et le nombre de sources brillantes diminue. La conservation d'une bonne résolution angulaire n'est plus primordiale dans ce cas car le risque de confusion de source est nul. Ce nouveau profil d'analyse a donc pour but de maximiser la statistique et le ratio signal sur bruit à très haute énergie, sans se soucier de la résolution angulaire. Ce profil optimisé au-dessus de 5 TeV a pour but de préparer l'arrivée de CTA en contraignant les candidats PeVatrons potentiels.

4.1 Un outil d'optimisation : *l'AnalysisCutMap*

La routine *AnalysisCutMap* (ACM par la suite) est une classe de code de la collaboration H.E.S.S. qui optimise les valeurs de trois coupures pour maximiser la significativité d'une source γ . L'ACM se base sur les coupures d'un profil d'analyse donné pour garder la position de tous les événements dans un espace des phases à trois dimensions, ce qui permet de faire varier une à une les valeurs des trois paramètres que l'on veut optimiser afin d'augmenter la détectabilité d'une source. Ainsi, au cours d'une analyse sur données réelles², l'ACM explore l'espace des phases des trois coupures choisies et remplit des grilles 3D dans lesquelles les valeurs de ON, OFF, γ , S/B et σ sont stockées dans chaque cellule. La procédure indique ensuite la combinaison des valeurs des trois coupures pour lesquelles le σ de la source est maximal. Par défaut, seules deux variables de l'ACM peuvent être sélectionnées, la troisième étant forcément la coupure en θ^2 . L'ACM maximise σ , sans considération spécifique pour le ratio signal sur bruit, pour le nombre de γ mais aussi pour la résolution angulaire. C'est pourquoi cet outil n'a pas été utilisé sur l'optimisation de la section précédente dans laquelle on cherchait aussi à améliorer la résolution angulaire et à garder un nombre raisonnable de photons γ pour les études spectrales.

La majorité des variables de Model++ est corrélée, il est donc judicieux de se concentrer uniquement sur un nombre restreint d'entre elles. Pour cette raison, la troisième coupure de l'ACM, θ^2 , a été fixée à la valeur usuelle de 0.01°^2 . Les deux coupures à optimiser ont été choisies suivant un raisonnement différent de celui mené lors de la section précédente. Ici, on cherche à maximiser la significativité au-dessus de 5 TeV sans aucune considération de résolution angulaire. En effet, les sources brillantes de haute énergie sont rares et la probabilité d'une confusion entre deux sources est faible. De plus, le fond hadronique est très faible à cette énergie. Suivant ces deux arguments, il peut être judicieux de chercher à augmenter la valeur de la MSSG. En effet, dans ces conditions, augmenter la valeur de la MSSG va nous permettre de récupérer plus de signal que de fond. Il est probable que les *gamma-like* ainsi récupérés contribuent à une dégradation de la résolution angulaire, mais cela n'est pas problématique à très haute énergie. Améliorer la significativité signifie que l'on souhaite récupérer le plus de photons γ possible tout en rejetant au maximum les événements du fond hadronique ou du NSB. Il faut donc travailler sur une variable qui rejette au maximum les événements provenant du fond, récupérés par l'élargissement de la MSSG. Deux variables peuvent jouer ce rôle : la coupure de forme sur l'intensité minimale des images autorisée dans les télescopes et la coupure en *NSBGoodness*. L'augmentation de la valeur de ces deux variables a pour effet de décaler le seuil en énergie vers les hautes valeurs, ce qui rejette les événements de faible intensité, provenant majoritairement du fond et du NSB. La seule différence entre les deux est que, contrairement à la coupure de forme sur la charge qui coupe en fonction d'une valeur précise, la coupure en NSB est associée à un ajustement statistique, différent pour chaque événement.

Comme on peut le voir sur la figure VI.16 et VI.17, l'ACM fournit des cartes qui montrent l'évolution des quantités d'une analyse en fonction de la valeur des coupures. Les valeurs des coupures qui optimisent σ sont donc spécifiques à chaque source. Les résultats obtenus pour des sources à différents angles zénithaux sont donc possiblement très différents. L'optimisation à haute énergie que l'on souhaite obtenir ici doit fonctionner pour le maximum de conditions d'observations possible. De plus, on cherche à optimiser la détection de sources au-dessus de 5 TeV. En règle générale, c'est le profil d'analyse Faint qui est utilisé pour ce genre d'analyse car ses coupures strictes assurent un très bon rejet du fond hadronique. L'ACM optimise trois coupures en se basant les résultats obtenus par un profil d'analyse donné, c'est pourquoi nous

2. L'ACM ne fonctionne que sur données réelles. En effet, le calcul de significativité des sources et l'estimation du nombre de γ nécessite la présence d'un fond hadronique.

HESS J1641-463

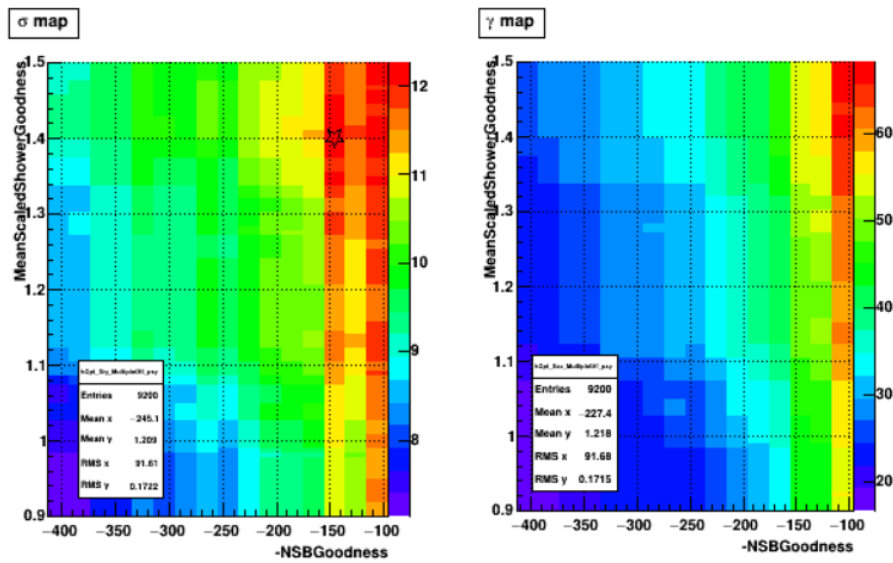


FIGURE VI.16 – Exemples de cartes de significativité et de γ pour HESS J1641–465 obtenues à l’aide de l’ACM. Seules les cartes explorant les deux coupures choisies sont montrées, la troisième ayant été volontairement fixée. Le dégradé de couleur reflète l’évolution de la significativité et du nombre de γ en fonction de la position dans l’espace des phases. L’étoile noire indique la position pour laquelle σ est maximale.

Nébuleuse du Crabe

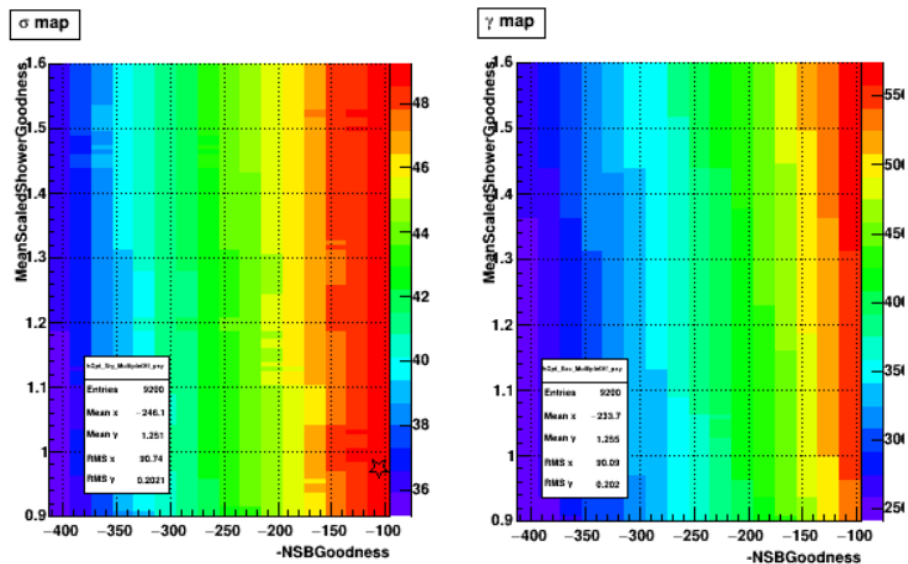


FIGURE VI.17 – Exemples de cartes de significativité et de γ pour la nébuleuse du Crabe obtenues à l’aide de l’ACM. Même convention que pour la figure VI.16.

allons utiliser l'ACM sur les valeurs du profil d'analyse Faint.

L'ACM a été lancée itérativement sur les deux sources HESS J1641–463 et la nébuleuse du Crabe. Ces sources ont été choisies en raison de leur indice spectral dur ($\Gamma \sim 2.2$) ce qui les rend brillantes à haute énergie. De plus, l'absence de coupure dans leur spectre en énergie (ou à très haute énergie pour la nébuleuse du Crabe) fait de ces sources des candidats PeVatron (confirmé pour la nébuleuse du Crabe). En plus de cela, elles sont observées avec des angles zénithaux différents (un angle zénithal moyen de 25° pour HESS J1641–463 et 48° pour la nébuleuse du Crabe), ce qui permet de prendre en compte l'effet de l'angle zénithal sur l'optimisation. Pour cette optimisation, une coupure secondaire sur l'énergie de 5 TeV a été rajoutée. La valeur maximale de la MSSG est recherchée par l'ACM entre $[-2,2]$ et la valeur minimale de la *NSBGoodness* l'est entre $[0,999]$ pour la première itération, puis restreinte en fonction des cartes obtenues. La troisième coupure θ^2 est fixée pour toutes les itérations.

4.2 Optimisation et résultats

Afin de restreindre au maximum l'intervalle des valeurs permettant d'optimiser la significativité des deux sources, l'intervalle des valeurs explorées par l'ACM est réduit à chaque itération en comparant les différentes cartes de l'ACM obtenues pour chacune des deux sources. De plus, les valeurs du profil Faint sont actualisées en fonction des résultats obtenus par l'ACM pour être certain de tomber dans un minimum global. Trois itérations successives de l'ACM ont été réalisées sur les deux sources. La troisième itération est utilisée pour trouver l'intervalle final des paramètres que l'on souhaite explorer. Les intervalles pour lesquels la significativité est la plus élevée pour les deux sources à la fois sont :

Paramètre de coupure	Intervalle
θ^2	Fixé à 0.01°^2
$MSSG_{max}$	[0.8–1.3]
$NSBGoodness_{min}$	[90–99]

Tableau VI.6 – Intervalles des paramètres issus de la troisième itération et restriction de l'ACM. La significativité de HESS J1640–465 et de la nébuleuse du Crabe est prédite comme maximum entre ces intervalles.

Afin de trouver la meilleure combinaison maximisant la significativité des deux sources au-dessus de 5 TeV, j'ai conjointement exploré les coupures du tableau VI.6 par pas de 0.1 pour la MSSG et par pas de 1 pour la *NSBGoodness* dans les deux intervalles déterminés à l'aide de l'ACM.

Le meilleur compromis permettant d'obtenir la significativité maximale pour HESS J1641–463 et la nébuleuse du Crabe est un élargissement de la MSSG jusqu'à 1 et une augmentation de la valeur minimale de la *NSBGoodness* jusqu'à 94 (contre 0.6 et 40 pour le profil Faint usuel, cf. Tableau VI.7).

Les résultats obtenus sur le candidat Pevatron HESS J1641–463 et sur la nébuleuse du Crabe sont résumés dans les tableaux VI.8 et VI.9. Grâce à la modification de la MSSG et de la *NSBGoodness*, la significativité de la source HESS J1641–463 au-dessus de 5 TeV a été doublée par rapport à ce qui est obtenu par une analyse Faint usuelle avec la coupure en distance nominale. Au vu de la statistique disponible, il n'est pas évident d'affirmer que le nombre de γ obtenus par notre optimisation ne soit pas une fluctuation statistique. En revanche, la qualité du signal a été grandement améliorée, avec une augmentation du ratio signal sur bruit de +350%. Cette augmentation est due à la haute valeur choisie pour la *NSBGoodness* qui supprime les

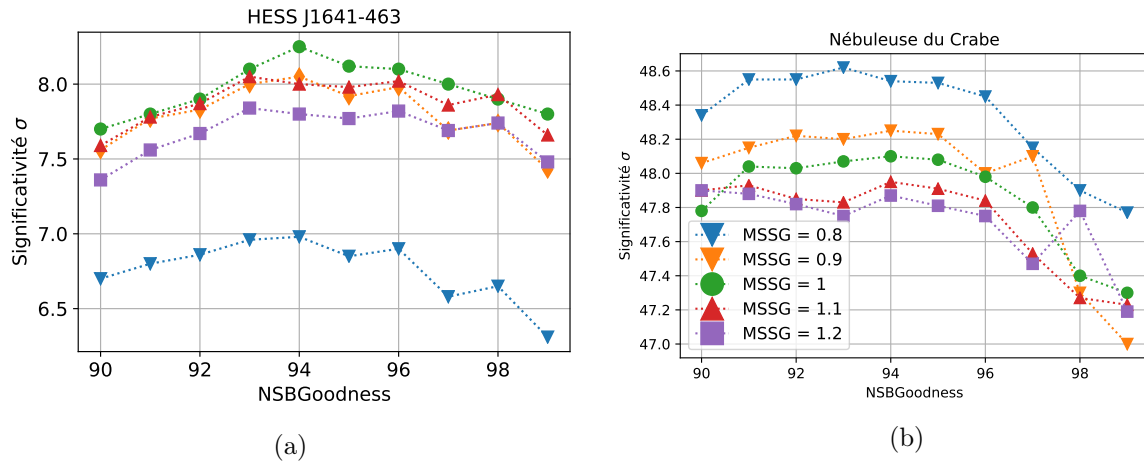


FIGURE VI.18 – Évolution de la significativité en fonction de la valeur de MSSG et de $NSBGoodness$ pour le candidat PeVatron HESS J1641–463 (a) et pour la nébuleuse du Crabe (b).

Nom	Min Charge (p.e)	MSSG _{max}	$NSBGoodness_{min}$	Direction error	θ^2
Faint	120	0.6	40	0.2°	$\leq 0.01^{o2}$
Faint _{opti}	120	0.6	35	0.1°	$\leq 0.01^{o2}$
Opti HE	120	1	94	0.2°	$\leq 0.01^{o2}$

Tableau VI.7 – Tableau récapitulatif des paramètres optimisés pour l’analyse HE au-dessus de 5 TeV. Seuls les paramètres dont la valeur change entre les profils sont indiqués dans ce tableau. Les paramètres en rouge sont ceux qui ont été modifiés pour l’optimisation.

derniers *gamma-like* du fond hadronique qui auraient passé la coupure en énergie. En effet, le nombre de *gamma-like* des régions OFF a été divisé par ~ 2.6 contre ~ 1.2 pour les *gamma-like* de la région ON. Grâce à ces coupures, on a donc un rejet maximal des événements du fond.

HESS J1641–463, $E > 5\text{TeV}$	ON	OFF	$1/\alpha$	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	63	411	12.06	4.2	28.9	0.8
Optimisation à haute énergie	54	161	13.28	8.5	42.2	3.6

Tableau VI.8 – Résultats de deux analyses réalisées au-dessus de 5 TeV avec le profil classique et le profil optimisé pour la haute énergie sur la source HESS J1641–463 ($\langle za \rangle = 25^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Concernant la nébuleuse du Crabe, cette dernière voit sa significativité augmenter de $\sim 7\%$. Son ratio signal sur bruit s’est aussi vu amélioré (+185%) mais en contrepartie d’une réduction de nombre de γ associés à la source (-10%). C’est une fois encore un effet de l’augmentation de la $NSBGoodness$ qui supprime les événements de faible intensité. En effet à grand angle zénithal, l’absorption subie par les photons de haute énergie par l’atmosphère réduit leur intensité dans les caméras. Ces photons sont alors rejetés par l’augmentation de la coupure en $NSBGoodness$.

L’application de ce profil optimisé sur les données réelles permet d’améliorer la détectabilité de sources situées à moyen et grand angle zénithal. Cette optimisation a été réalisée sur données réelles, il faut donc contrôler son impact sur des simulations MC de photons γ , notamment sur

Nébuleuse du Crabe, $E > 5$ TeV	ON	OFF	$1/\alpha$	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	648	418	13.4	45.7	616.8	16.9
Optimisation à haute énergie	563	133	13.49	48.5	560	55.9

Tableau VI.9 – Résultats de deux analyses réalisées au-dessus de 5 TeV avec le profil classique et le profil optimisé pour la haute énergie sur la nébuleuse du Crabe ($\langle z_a \rangle = 48^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples

la surface efficace et sur la résolution angulaire et en énergie. Les résultats qui suivent ont été obtenus sur des simulations d'un angle zénithal de 18° avec un angle hors axe de 0.5° .

La surface efficace de cette optimisation à haute énergie est montrée sur la figure VI.19a. Comme on peut le voir, ces nouvelles coupures permettent de gagner en surface efficace à haute énergie avec une amélioration de 85% à 80 TeV par rapport à ce qui est actuellement utilisé. Elle améliore de $\sim 15\%$ la surface efficace obtenue par le profil Faint optimisé discuté dans la section VI-3. Cette grande surface efficace est primordiale dans l'étude des PeVatrons car le moindre photon γ de haute énergie est essentiel afin de tester une coupure dans le spectre en énergie de ces sources et contraindre l'énergie maximale des particules qui y sont accélérées, mais aussi pour détecter de nouveaux candidats PeVatrons en profitant du faible fond hadronique à ces énergies. Étant étudiée pour être optimale au-dessus de 5 TeV, cette optimisation réduit considérablement la surface efficace en dessous de cette énergie en raison de la grande valeur de la *NSBGoodness* qui augmente le seuil en énergie de détection.

La résolution angulaire obtenue par cette optimisation reste meilleure que 0.1° jusqu'à 50 TeV (cf. figure VI.19b). À cette énergie, les risques de confusion entre sources sont rares, il n'est donc pas nécessaire d'avoir une excellente résolution angulaire. La résolution angulaire est très bonne à basse énergie car seuls les événements les mieux reconstruits sont encore présents.

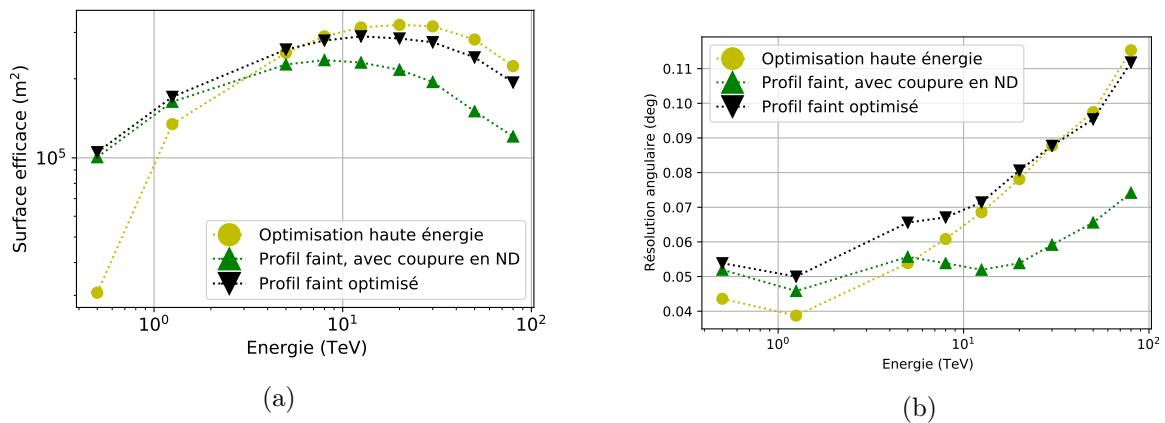


FIGURE VI.19 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint (en vert), optimisé (en noir) et pour le profil optimisé au-dessus de 5 TeV en jaune. Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° .

Pour contraindre la coupure exponentielle du spectre des sources γ , il est essentiel d'avoir de la statistique, mais aussi de pouvoir correctement reconstruire les événements des hautes énergies. Il est donc primordial que la résolution en énergie soit précise et que le biais de reconstruction

soit faible. Comme on peut le voir sur la figure VI.20a, cette optimisation conserve une très bonne résolution en énergie, avec une faible dégradation à très haute énergie par rapport à ce qui est actuellement obtenu par le profil Faint, sans augmentation importante du biais de reconstruction.

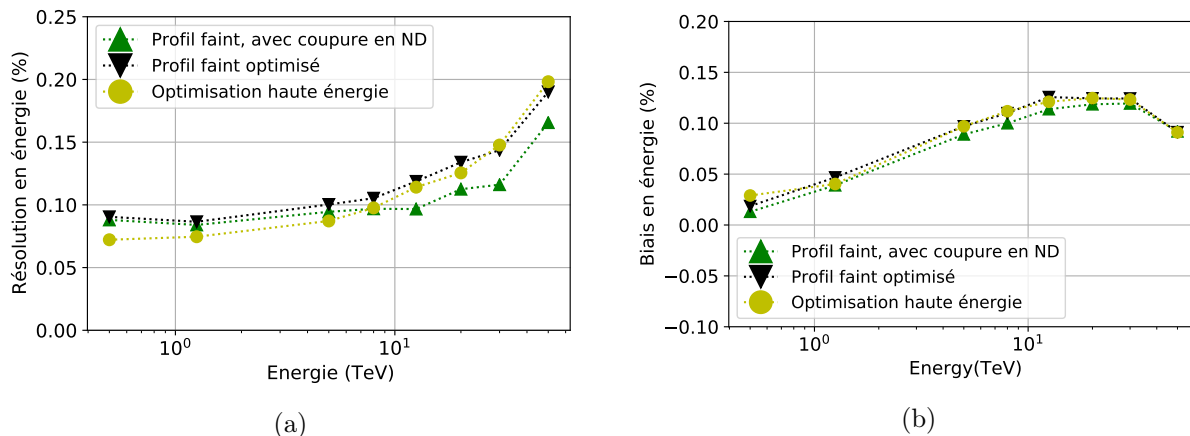


FIGURE VI.20 – Résolution (a) et biais (b) en énergie en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint (en vert), optimisé (en noir) et pour le profil optimisé au-dessus de 5 TeV en jaune. Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec un angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° .

5 Conclusions

L'étude des sources de très haute énergie est primordiale pour la compréhension des sources d'accélération des rayons cosmiques. Les observations de photons γ d'une centaine de TeV nous permet de contraindre les PeVatrons. Dans le but de préparer la science avec CTA, les observations de H.E.S.S. sont indispensables pour trouver de nouveaux candidats PeVatrons dans la galaxie et pour les contraindre en cherchant des coupures exponentielles dans le spectre des sources de très haute énergie.

Dans ce chapitre, j'ai montré que la méthode de reconstruction Model++ est à même de reconstruire correctement des événements qui étaient rejetés des analyses en raison de leur grande distance nominale dans les caméras de H.E.S.S. En levant la coupure de forme sur la distance nominale des images dans les caméras, j'ai montré qu'il est possible d'améliorer la surface efficace de tous les profils d'analyse de Model++ tout en gardant une résolution angulaire inférieure à 0.1° de 500 GeV à 50 TeV. Par l'ajout d'une priorité dans la reconstruction des événements, on s'assure de ne pas modifier les événements qui étaient reconstruits correctement. En changeant légèrement les valeurs des coupures de ces profils, la récupération de ces événements améliore la significativité, le nombre de photons γ et le ratio signal sur bruit quelque soit l'angle zénithal des sources observées. Les résolutions angulaire et énergétique obtenues par ces profils d'analyse ré-optimisés pour l'utilisation de ces événements assurent la précision des études morphologiques et de la reconstruction du spectre des sources étudiées.

En se basant sur cette première amélioration, je me suis concentré sur l'établissement de coupures permettant de maximiser la significativité de sources au-dessus de 5 TeV pour la recherche et l'étude de PeVatrons galactiques. Cette optimisation améliore la surface efficace de plus de 85% à 80 TeV à faible angle zénithal par rapport au profil Faint de H.E.S.S., tout en gardant

une résolution angulaire inférieure à 0.1° . L'ajout de statistique apporté par cette optimisation à très haute énergie, et la résolution énergétique inférieure à 20% peuvent aider à contraindre les coupures exponentielles dans le spectre des candidats PeVatrons détectés par H.E.S.S. et qui pourront être observés par CTA une fois l'observatoire mis en service. Cette optimisation va être très utile pour faire une recherche de sources de très haute énergie dans le plan galactique. Le gain de statistique qu'elle apporte va en effet permettre à certaines sources de passer au-dessus du seuil de détection minimal de H.E.S.S. Les sources ainsi détectées seront nécessairement des sources brillantes à haute énergie et donc autant de nouveaux candidats PeVatrons qu'il sera intéressant d'observer avec CTA.

En raison de la nécessité de créer des tables de simulation spécifiques à un profil d'analyse, il n'a pas été possible d'utiliser ces améliorations pour réaliser des études morphologiques et spectrales. En effet, la génération de ces tables est une lourde charge de calcul nécessitant de relancer l'ensemble des simulations en prenant en compte les modifications effectuées. Cependant, la possibilité de récupérer les événements lointains possédant des images coupées sera bel et bien incorporée dans le logiciel d'analyse de H.E.S.S. afin d'être utilisé par toute la collaboration. Il ne s'agira pas du seul changement qui sera implémenté, il sera donc probablement nécessaire de refaire les travaux d'optimisation que j'ai réalisés. Afin d'être le plus robuste possible, ces optimisations ne devront pas se faire sur données réelles comme je l'ai fait, mais en combinant les données réelles et les simulations MC de photons. En utilisant les simulations MC pour calculer l'efficacité gamma ϵ_γ ³ et des données réelles de régions sans source gamma pour quantifier le rejet hadronique des coupures ϵ_{hadron} , on reconstruit ce qu'on appelle le facteur de qualité :

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{hadron}}} \quad (\text{VI.3})$$

L'optimisation des coupures ne se fait donc pas en maximisant la significativité de sources spécifiques, mais en trouvant le facteur de qualité le plus élevé pour toutes conditions d'observations. L'étude du comportement des méthodes de reconstruction géométrique de Hillas et de vraisemblance de Model++ sur des images coupées est très intéressante pour optimiser les observations avec CTA. En effet, le grand nombre de télescopes et la sensibilité accrue de CTA à haute énergie va multiplier la détection d'événements lointains possédant des images coupées. Comprendre comment correctement prendre en compte ces événements est donc important pour maximiser la statistique disponible pour les analyses.

3. L'efficacité γ est le ratio entre le nombre final de photons reconstruits par une analyse et le nombre de photons simulés.

Chapitre VII

Analyse des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 à l’aide des données de H.E.S.S.

Les sources γ de haute énergie HESS J1640–465 et HESS J1641–63 ont fait l’objet d’une analyse *Fermi* dans le cadre de cette thèse (Mares et al. 2021). Cette nouvelle analyse a apporté de nombreuses contraintes concernant les processus et les objets astrophysiques à l’origine de l’émission multi-longueur d’onde observée. La gamme d’énergie accessible par H.E.S.S. est complémentaire à celle du *Fermi*-LAT. L’étude de ces sources à l’aide des données observationnelles de H.E.S.S. peut donc apporter des contraintes supplémentaires sur la nature de ces sources et modifier les scénarios discutés lors de l’analyse *Fermi* présentés dans le chapitre IV.

Ce chapitre présente une analyse des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 en utilisant toutes les observations effectuées avec les télescopes de la phase I de H.E.S.S.. Cette analyse a été effectuée à l’aide de *GammaPy*, une bibliothèque python dédiée à l’astronomie γ (Lefaucheur et al. 2020). Contrairement à une analyse effectuée par les outils de la collaboration H.E.S.S., *GammaPy* a la capacité d’analyser la morphologie et la forme spectrale de plusieurs sources en même temps, ce qui le rend particulièrement adéquat à l’étude de régions aussi complexes que celles qui nous intéressent. Ce chapitre se découpe en trois sections. La première décrira brièvement *GammaPy* et le principe de l’analyse utilisée. La deuxième section sera dédiée à l’analyse en elle-même, depuis la sélection des données utilisées jusqu’à l’analyse spectrale de nos sources en passant par leur analyse morphologique. Finalement, la dernière partie sera consacrée à la discussion des résultats obtenus et à leur impact sur les différents scénarios envisagés pour expliquer l’émission de ces deux sources.

1 Le logiciel d’analyse *GammaPy*

GammaPy est une librairie python *open source* dédiée à l’astronomie γ . Elle s’appuie sur des bibliothèques Python déjà existantes comme *numpy*, *scipy* et *astropy* pour les quantités et fonctions utilisées en astrophysique¹. Cette distribution peut réaliser des simulations et des analyses de données provenant d’autres instruments dédiés à l’astronomie γ , par exemple *Fermi* ou

1. Toute la documentation sur *GammaPy* peut être trouvée en suivant ce lien <https://docs.gammapy.org/0.18.2/>

H.E.S.S., si les IRFs adéquates lui sont fournies. Différents types d’analyse sont possibles avec *GammaPy*, comme une extraction du signal par des la soustraction de régions ON/OFF comme dans H.E.S.S. (analyse 1D) ou bien l’étude combinée de la morphologie et du spectre (analyse 3D). Dans le cadre de cette thèse, c’est cette dernière méthode que nous allons utiliser.

Dans une analyse 3D, les données observationnelles sont décrites et reproduites par la combinaison d’un modèle spatial (deux dimensions) et d’un modèle spectral (une dimension). L’utilisation de l’analyse 3D de *GammaPy* nécessite :

- un modèle de fond hadronique, qui prédit en fonction de l’exposition le taux d’évènements *gamma – like* associés aux gerbes hadroniques pour chaque observation utilisée ;
- les fonctions de réponses de l’instrument dont on souhaite analyser les données ;
- un modèle contenant les informations morphologiques et spectrales de chacune des sources de la région d’intérêt.
- une liste contenant la position et l’énergie de chaque événement. En effet, *GammaPy* utilise en entrée des données préalablement reconstruites. Cette bibliothèque ne permet la reconstruction des évènements.

Ces éléments doivent être fournis pour chacune des observations utilisées lors d’une analyse. Contrairement aux méthodes d’analyse classiques de H.E.S.S., le fond hadronique n’est pas estimé par mesures des *gamma – like* provenant de régions OFF choisies dans le champ de vue des mêmes observations. L’analyse 3D utilise un modèle de fond construit en amont et se basant sur une multitude de données observationnelles de H.E.S.S. Ce modèle dépend des différents paramètres d’observations tels que les angles azimutal et zénithal. Pour être le plus précis possible, il est construit individuellement pour chaque observation afin de prendre en compte les conditions d’observation propres à chacune d’entre elles. Ce modèle est paramétrisé par sa norme et la pente spectrale de son spectre (*tilt*). Le modèle hadronique de chaque observation est affiné itérativement en ajustant ses paramètres sur les données associées dans lesquelles les source γ connue ont été exclues afin d’être certain de n’ajuster que le fond hadronique. Cette approche est très puissante dans les régions complexes comme le centre galactique dans laquelle le nombre de sources γ est propice aux confusions multiples et pour lesquelles l’estimation du fond par les techniques classiques (cf. Chapitre V-7) est difficile.

Les IRFs de l’instrument sont utilisées au cours de l’analyse 3D pour déconvoluer le modèle d’émission de la région. La PSF, la surface efficace et la dispersion en énergie doivent donc être fournies pour chaque observation.

Afin de reproduire au mieux l’émission d’une région donnée, il faut connaître les caractéristiques morphologiques et spectrales de l’ensemble des sources présentes dans cette région. Le modèle de la région est une liste contenant la position, l’extension et la forme spectrale de chacune de ces sources. Au cours d’une analyse, chacun de ces paramètres peut être au choix fixé à une valeur donnée ou bien laissé libre. Les paramètres libres sont ajustés par une méthode de vraisemblance afin de reproduire au mieux l’ensemble de l’émission γ de la région d’intérêt. Ce modèle peut donc être modifié afin de tester la morphologie d’une source ou une nouvelle forme spectrale.

Les photons de chaque observation sont stockés dans des cartes de coups qui partagent une même géométrie. Cette géométrie définit le système de coordonnées utilisé, les coordonnées de son centre, sa taille et la taille de ses pixels. À cela s’ajoute un axe en énergie *reconstruite* contenant le nombre de sous-intervalles en énergie pour lesquels l’exposition est calculée. Lors

de la préparation d'une analyse, ces cartes sont combinées pour en former une unique contenant dans chaque pixel le nombre total de photons observés ainsi que les informations relatives à leur direction de provenance et leur énergie. De la même façon, les modèles de fond hadronique de chaque observation sont combinés pour générer une carte globale contenant le niveau de fond attendu dans chaque pixel.

En combinant le modèle de la région avec l'exposition totale des observations, une carte de coups *prédits* est générée. Cette carte contient en chacun de ses pixels le nombre de photons prédits par le modèle. Elle possède un axe en énergie *vraie* afin de stocker l'information relative à l'énergie réelle des événements. Les IRFs de chaque observation sont moyennées puis convoluées avec la carte de coups prédits afin de prendre en compte la PSF et la résolution énergétique de l'instrument. L'axe en énergie *reconstruite* et l'axe en énergie *vraie* peuvent différer aussi bien en énergie minimale et maximale qu'en nombre de sous intervalles, ce qui permet d'améliorer la précision de reconstruction énergétique. Cependant l'axe en énergie *reconstruite* doit être inclus dans l'axe en énergie *vraie*.

Au cours d'une analyse 3D, la norme et le *tilt* du modèle de fond hadronique et les différents paramètres morphologiques et spectraux du modèle de la région sont simultanément ajustés à l'aide d'un maximum de vraisemblance binné pour reproduire au mieux les données présentes dans chaque pixel de la carte de coups. L'ajustement fournit alors la valeur et l'incertitude des paramètres libres du modèle, ainsi que la valeur de vraisemblance obtenue. Lorsque différents modèles sont testés, la différence du logarithme de la vraisemblance, corrigée du nombre de degrés de liberté entre les modèles, permet de déterminer le modèle améliorant la qualité de l'ajustement statistique et donc le plus à même de reproduire les données. Cette méthode, nouvelle pour l'astronomie Tcherenkov, est très similaire à celle utilisée pour l'analyse des données *Fermi* (cf. section III-7.7). Pour rappel, dans H.E.S.S., le signal est extrait d'une région ON qui englobe la source, sans considération de son extension (cf. section V-7). Cette méthode est donc innovante car elle permet de véritablement considérer uniquement les événements associés à la source, en prenant en compte sa morphologie. Cette méthode est donc bien plus précise et évite les confusions de sources.

2 Préparation de l'analyse

Les données utilisées contiennent la liste des événements, la surface efficace, la dispersion de l'énergie, la PSF, et un modèle de fond hadronique pour chaque observation. L'analyse qui suit a été réalisée dans la version 0.18.2 de la distribution.

2.1 Sélection des données

Les données utilisées dans le cadre de cette analyse *GammaPy* sont les fichiers issus de HAP-Fr. Ces fichiers correspondent aux données de H.E.S.S. optimisées pour la haute énergie et reconstruites avec la méthode de Hillas, couplée avec des arbres de décisions boostés (BDT) pour combiner les variables et faire la discrimination². Contrairement à une analyse H.E.S.S. classique, l'utilisation d'un modèle de fond hadronique associé à chaque observation autorise l'emploi d'observations pour lesquelles ces sources sont situées à grand angle hors axe (cf. Section V-7.1). Les observations utilisées sont donc sélectionnées automatiquement une fois spécifiées les coordonnées de la source d'intérêt et la taille de la ROI choisie. Ces observations sont ensuite

2. Un arbre de décision est un algorithme de classification binaire à embranchements (ou noeuds) successifs. À chaque noeud, un critère de sélection permet de (ré-)orienter l'événement dans la catégorie *photon* ou *hadron*.

filtrées en fonction de leurs propriétés : seules les observations de 28 minutes possédant un angle zénithal d’observation inférieur à 60° et utilisant les télescopes de la phase I de H.E.S.S.³ sont gardées. La limitation sur l’angle zénithal est nécessaire pour éviter les biais de reconstruction présents à grand angle zénithal. La figure VII.1 montre la distribution en angle zénithal des 400 observations sélectionnées par cette première étape.

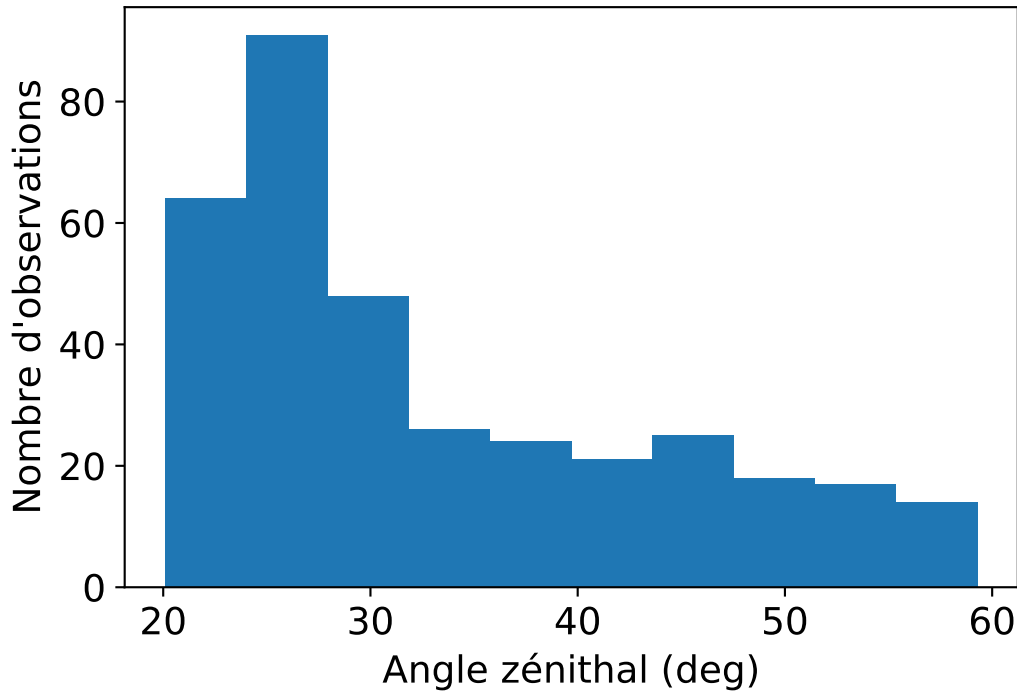


FIGURE VII.1 – Distribution de l’angle zénithal pour les 400 observations avec CT1-4. contenant les sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 dans leur champ de vue.

Une fois les observations de bonne qualité sélectionnées, la géométrie que l’on veut utiliser doit être spécifiée. La ROI choisie pour notre analyse est de $5^\circ \times 5^\circ$, centrée sur la position de HESS J1640–465 extraite de [Abramowski et al. \(2014b\)](#). La taille des pixels de la carte est de 0.02° . Cette taille est un compromis entre la grande précision requise pour une analyse morphologique et la taille des fichiers qui seront générés. L’axe en énergie *vraie* est défini entre 0.3 TeV et 250 TeV avec 30 sous-intervalles logarithmiquement espacés. L’axe en énergie *reconstruite* est défini avec 15 bins entre 0.5 TeV et 150 TeV. Le nombre de sous-intervalles en énergie est d’une grande importance pour la précision de la reconstruction du spectre en énergie des sources.

Pour chaque observation, on peut définir des masques caractérisant la plage de données pour laquelle les systématiques sont les plus faibles et où le modèle de fond est robuste. Le *safe mask* est utilisé pour déterminer l’énergie seuil en dessous de laquelle les systématiques sont élevées et son utilisation va donc contraindre le seuil en énergie minimale d’une analyse. Il est appliqué avant de combiner les cartes de chaque observation. Trois méthodes sont appliquées pour le *safe mask* de notre analyse. La première méthode rejette les événements dont l’énergie est inférieure à l’énergie correspondant à 10% de la surface efficace maximale de l’observation. On estime qu’en dessous de cette énergie, les biais de reconstruction sont élevés et les modèles de fond ne sont

3. Les données ne comprennent que CT1-4 car il n’existe pas de modèle de fond calculé pour la combinaison avec CT5.

plus correct. La deuxième méthode rejette tous les événements possédant un angle hors axe supérieur à celui spécifié. Dans notre analyse, l'angle hors axe maximal est de 2.3° , soit légèrement plus petit que la moitié du champ de vue des caméras de H.E.S.S.. Au-delà de cette distance, l'acceptance de la caméra chute brusquement. La troisième méthode se base sur le modèle de fond hadronique de la région. Lors d'une analyse, ce fond est ajusté aux données en excluant les sources d'émission γ connues de la région. En raison du spectre des rayons cosmiques, le taux de fond hadronique devrait augmenter avec la diminution de l'énergie. Cependant, à basse énergie, le taux de fond hadronique ne suit pas une loi de puissance. En effet, comme on peut le voir sur la figure VII.2, le taux de fond hadronique possède une cassure en dessous de laquelle il chute brusquement. Afin d'ajuster le modèle de fond avec une loi de puissance, on rejette les événements du fond dont l'énergie est inférieure à l'énergie de cassure, ce qui nous assure de correctement ajuster le fond uniquement grâce à la norme et au *tilt*. Cette troisième méthode applique donc une limite définie par l'énergie maximale pour laquelle le taux de fond prédit est le plus élevé. Cette méthode augmente significativement le seuil en énergie d'une analyse. Les détails sur le calcul du seuil et la génération du modèle de fond sont présentés dans à [Mohrmann et al. \(2019\)](#).

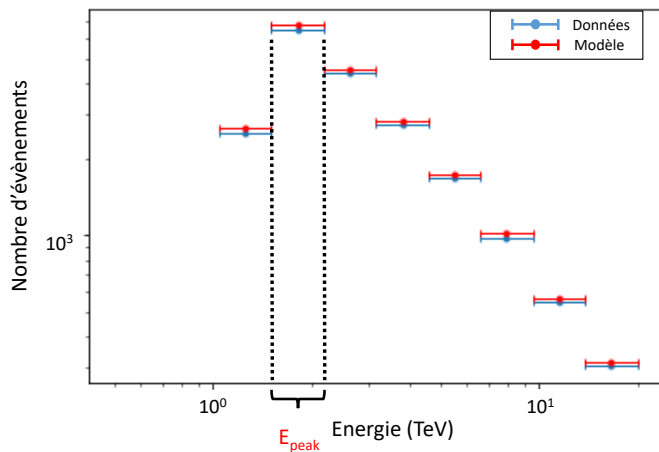


FIGURE VII.2 – Taux de fond hadronique en fonction de l'énergie. Dans ce graphique, E_{peak} correspond à l'énergie de cassure du spectre. Le *safe mask* ne conserve que les événements dont l'énergie est supérieure à E_{peak} , ce qui permet d'ajuster le modèle de fond hadronique par une loi de puissance.

Une fois la géométrie et le *safe mask* définis, ils sont appliqués sur chacune des observations. Les données réduites qui en résultent sont ensuite combinées en sommant leur temps d'exposition, leur taux de comptage et leur fond hadronique pour former un seul ensemble possédant les critères requis pour notre analyse. Les IRFs de toutes les observations sont moyennées afin d'obtenir la réponse instrumentale globale associée aux données combinées. Il est possible de ne pas combiner les observations et de réaliser une analyse pour chacune, que l'on combine à la fin (*joint analysis*), au profit d'une réduction des systématiques induites par la combinaison, mais pour un temps de calcul très long.

On a ainsi une sélection et une combinaison des données disponibles en fonction des paramètres géométriques et énergétiques choisis. Les informations contenues dans les fichiers générés vont servir pour l'ajustement du modèle de la région et pour la création de cartes (carte de photons, carte en excès, carte de résidus) utilisées pour contrôler la qualité de l'ajustement aux données.

Version de <i>GammaPy</i>	0.18.2
Taille de la carte	$5^\circ \times 5^\circ$
Taille d’un pixel	0.02°
Axe en énergie vraie, E_{vrai}	0.3-250 TeV, 30 intervalles
Axe en énergie reconstruite, E_{reco}	0.5-150 TeV, 15 intervalles
<i>Safe Mask</i>	10% surface efficace de H.E.S.S.
	Angle hors axe maximal 2.3°
	Taux de fond le plus élevé (cf. figure VII.2)

Tableau VII.1 – Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour l’analyse *GammaPy* des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463.

2.2 Ajustement du fond hadronique

Une fois les observations sélectionnées et préparées avec les configurations propres à notre analyse, il est nécessaire de faire un premier ajustement du fond hadronique. Deux paramètres du fond sont ajustables : sa norme et son *tilt*. Le modèle de fond est indépendamment ajusté au-dessus du seuil en énergie déterminé par le *safe mask* pour chaque observation afin de prendre en compte les spécificités observationnelles de chacune. Pour que l’ajustement soit le meilleur possible, il est nécessaire d’exclure toutes les sources d’émission γ présentes dans la géométrie choisie. En effet, si une source *gamma* n’est pas exclue, l’ajustement va artificiellement augmenter la norme du fond pour la prendre en compte. Dans la ROI choisie, cinq sources γ sont connues. Le nom, la nature, l’indice spectral et l’extension spatiale de ces sources, extraites du HGPS (H.E.S.S. Collaboration et al. 2018), sont explicitées dans le tableau VII.2.

Nom	Nature	Indice spectral $\Gamma/E_{coupure}$	Extension σ
HESS J1641–463	Non identifiée	$2.07 \pm 0.11 / -$	–
HESS J1640–465	Non identifiée	$2.11 \pm 0.09 / 6 \pm 2$ Tev	$0.072^\circ \pm 0.003^\circ$
HESS J1634–472	Non identifiée	$2.38 \pm 0.27 / -$	$0.11^\circ \pm 0.03^\circ$
HESS J1632–478	PWN	$2.12 \pm 0.2 / -$	$0.21^\circ \pm 0.05^\circ$
HESS J1646–458/Westerlund 1	Non identifiée	$2.18 \pm 0.08 / -$	Région complexe

Tableau VII.2 – Caractéristiques des sources présentes dans une région de $5^\circ \times 5^\circ$ centrée sur la source HESS J1640–465.

Pour les sources ponctuelles, des régions d’exclusion circulaires de 0.5° centrées sur les coordonnées extraite du *GammaCat*⁴ sont appliquées. Pour les sources étendues, la région d’exclusion sont appliquées au cas par cas.

HESS J1646–458 est une région d’émission complexe de grande taille située à proximité de l’amas stellaire Westerlund 1. Sa morphologie suggère qu’elle est constituée de multiples sources Mohrmann et al. (2021). Afin d’exclure du modèle toute émission susceptible de provenir de cette région, une région d’exclusion de 1.6° centrée sur la source la plus étendue⁵ a été appliquée. Les deux sources brillantes HESS J1640–465 et HESS J1641–463 sont très proches l’une

4. Le *GammaCat* est un catalogue ouvert répertoriant les informations des sources de rayons gamma à très haute énergie.

5. HESS J1646–458, $\sigma \sim 1.2^\circ$, Mohrmann et al. (2021)

de l'autre ($\sim 0.25^\circ$). Afin d'être certain d'exclure entièrement leur deux émissions, une région de 1.6° centrée sur HESS J1640–465 a également été appliquée. Les tailles des régions d'exclusion des sources HESS J1632–478 et HESS J1634–472 ont une taille de 0.8° .

La position et l'application des régions d'exclusion sont montrées sur la figure VII.3. La figure (a) représente la carte en significativité de la région associée à nos données. Les différents marqueurs présents sur cette carte montrent la position des sources γ répertoriées dans le tableau VII.2. La figure (b) est la même carte à laquelle les régions d'exclusion liées à ces sources ont été appliquées (zones grises circulaires). Comme on peut le voir, la très grande majorité des excès de $\sigma > 4$ associés à la présence d'une émission de photons γ est cachée par ce masque d'exclusion. Pour chaque observation, seuls les photons provenant de l'extérieur de ces zones sont pris en compte pour l'ajustement de la norme et du *tilt* du fond hadronique.

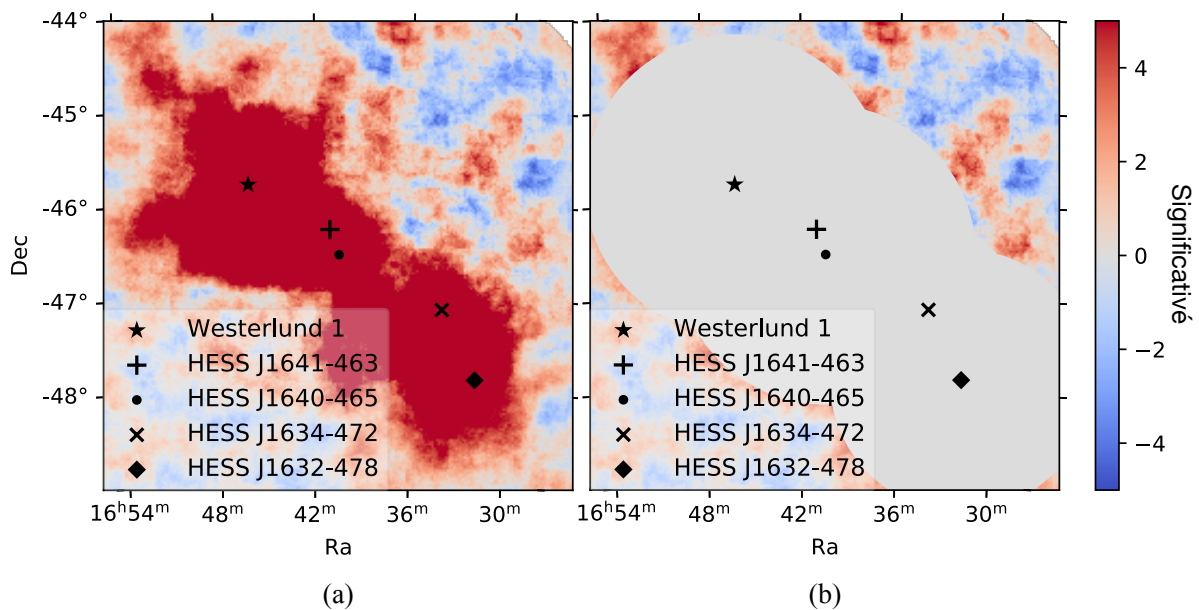


FIGURE VII.3 – (a) : Carte de significativité d'une région de $5^\circ \times 5^\circ$ centrée sur la source HESS J1640–465. (b) Même carte sur laquelle ont été placées les régions d'exclusion utilisées pour cacher les sources d'émission γ . La position des sources associées à ces régions d'exclusion sont indiquées par les différents marqueurs.

Pour éviter des biais lors de l'utilisation du modèle de fond combiné, les observations pour lesquelles l'ajustement de la norme est inférieure à 0.5 ou supérieure à 2.0 ne sont pas prises en compte. Les distributions de la norme et du *tilt* obtenues pour toutes les observations sont montrées sur la figure VII.4a. La valeur moyenne de la norme est proche de 1 avec une dispersion de 0.2. Pour une région sans source γ , on s'attend à une normalisation proche de 1 pour le fond. Notre masque d'exclusion semble donc assez bien défini pour que le fond soit correctement ajusté pour chaque observation. Pour vérifier cela, il est intéressant de regarder les caractéristiques de la distribution en significativité à l'extérieur du masque d'exclusion. La figure VII.4b montre cette distribution une fois les observations combinées. La distribution en rouge correspond au cas où le masque d'exclusion n'est pas appliqué i.e tous les photons de la région sont utilisés. Comme on peut le voir, elle s'étend jusqu'à 20σ , reflétant la présence des sources brillantes dans le champ de vue. La distribution violette représente la significativité à l'extérieur du masque d'exclusion. Son ajustement par une gaussienne (courbe noire) nous renvoie une valeur moyenne de 0.13 avec

une largeur $\sigma = 1.29$. Cette distribution possède une légère asymétrie vers les valeurs positives, ce qui montre que le masque d’exclusion n’est pas parfait. Ce dernier pourrait être amélioré en masquant l’émission des sources de manière itérative. Ce premier ajustement du fond hadronique sera utilisé pour la suite de l’analyse.

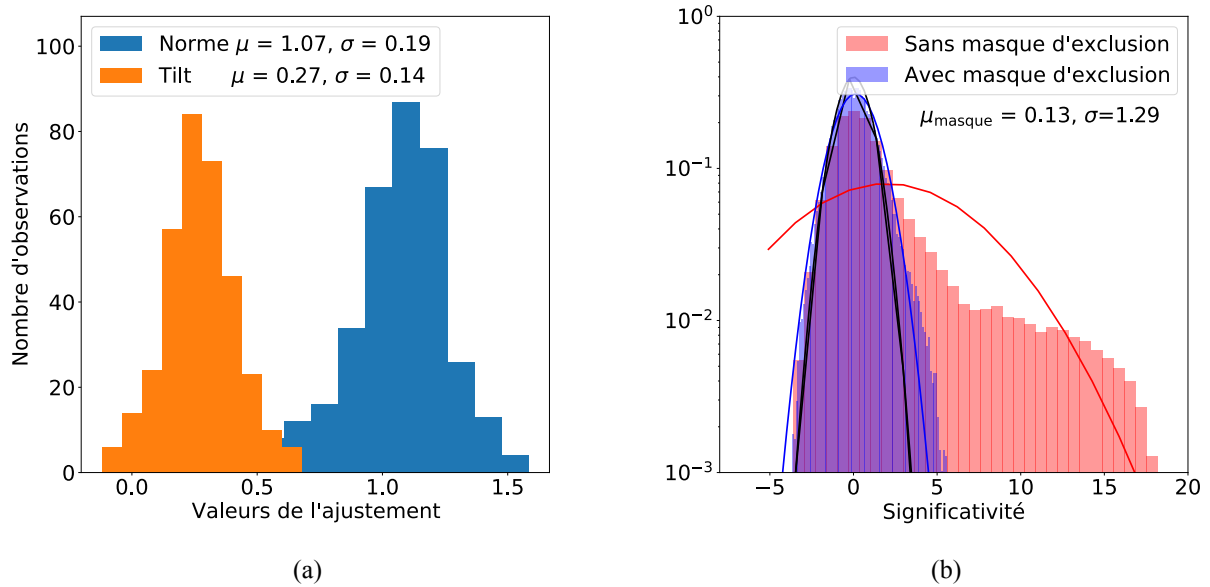


FIGURE VII.4 – (a) Distributions de la norme (en bleu) et du *tilt* (en orange) après ajustement. (b) Distribution de significativité sans (en rouge) et avec (en violet) le masque d’exclusion. L’ajustement par une gaussienne et les paramètres associés sont indiqués en noir. Pour une région sans source γ , on s’attend à une distribution centrée sur 0 et de largeur 1.

3 Analyse morphologique

Dans le but de reconstruire correctement le spectre en énergie des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463, il est essentiel d’identifier l’intégralité de l’émission γ liée à chacune d’entre elles. Pour cela, il faut connaître avec précision la morphologie de ces sources. La source HESS J1641–463 est détectée au-dessus d’une énergie de 4 TeV. Dans le but d’effectuer une analyse morphologique précise de HESS J1641–463 en limitant une contamination excessive de la part de HESS J1640–465, l’analyse morphologique a été réalisée au-dessus d’une énergie seuil de 5 TeV. Appliquer cette coupure en énergie permet de profiter d’une meilleure résolution angulaire et de réduire la contribution du fond hadronique tout en gardant une bonne statistique en provenance des sources observées.

Pour cette analyse, seuls les événements provenant d’une région de $2^\circ \times 2^\circ$ autour de nos sources ont été conservés dans le but de s’affranchir de l’ajustement des sources proches. En effet, dans cette configuration, les sources brillantes voisines ne font qu’affleurer dans la région d’intérêt. Afin d’éviter des divergences d’ajustement, les émissions résiduelle de ces sources sont retirées en appliquant le masque d’exclusion, ce qui permet de supprimer la fraction d’émission liée à ces sources qu’il aurait été difficile d’ajuster. En retirant ces sources, on s’assure d’une bonne normalisation du fond.

Dans un premier temps, les positions, l'extension et les paramètres spectraux des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 sont initialisés aux valeurs extraites de l'analyse H.E.S.S. de Abramowski et al. (2014b), c'est-à-dire une gaussienne avec un spectre en loi de puissance avec une coupure exponentielle⁶ pour HESS J1640–465 et une source ponctuelle avec un spectre en loi de puissance simple⁷ pour HESS J1641–463. Cette analyse a été préférée aux données du HGPS car il s'agit d'une étude dédiée et donc plus précise qu'une analyse systématique.

Ensuite, une méthode de maximum de vraisemblance est utilisée pour relocaliser puis tester différents modèles d'extension spatiale afin de caractériser la morphologie de ces sources. Au cours de l'ajustement, les paramètres spectraux des deux sources sont laissés libres pour s'assurer que leur spectre s'adapte à leur nouvelle position et au test de leur extension. L'utilisation de l'analyse 3D permet de simultanément ajuster la position, l'extension, les paramètres spectraux des deux sources ainsi que la norme et le *tilt* du modèle de fond hadronique de la région.

Ces deux sources semblent liées par un pont d'émission radio correspondant à la présence d'un nuage moléculaire (cf. Chapitre IV). Parmi les explications envisagées, l'émission détectée au TeV de HESS J1641–463 est attribuée à la diffusion et l'interaction de protons de hautes énergies provenant de HESS J1640–465 sur un nuage moléculaire coïncidant avec HESS J1641–463. Si cet échappement a bien lieu et si les sources sont bien reliées par un nuage moléculaire, alors il est possible que la diffusion de ces particules dans ce "pont" soit aussi à l'origine d'une émission γ . Pour vérifier cette hypothèse, l'ajout d'une troisième source dans le modèle de la région, localisée entre HESS J1640–465 et HESS J1641–463, a été testé. En l'absence de toute hypothèse sur le spectre d'émission de cette source putative, une loi de puissance simple d'indice spectral $\Gamma = 2$ a été utilisée. Dans la suite, cette source sera dénotée PNM⁸ 4041.

Les différents modèles morphologiques testés à l'aide de l'analyse 3D de *GammaPy* au-dessus de 5 TeV (les indices 40 et 41 faisant références aux sources J1640–465 et J1641–463 respectivement) :

- deux sources ponctuelles (P_{41}/P_{40}) ;
- une source ponctuelle et une gaussienne (P_{41}/G_{40} , $P_{41}/G_{40,er}$)⁹ ;
- deux gaussiennes G_{41}/G_{40} ;
- un modèle P_{41}/G_{40} avec une source ponctuelle supplémentaire P_{PNM} ;
- un modèle P_{41}/G_{40} avec une source étendue supplémentaire G_{PNM} .

Ces modèles, ajustés par une maximisation de vraisemblance, ont ensuite été comparés suivant l'équation :

$$\sigma = \sqrt{2} \times \text{Erf}(1 - P(2\Delta\text{Log}(L)|k))^{-1} \quad (\text{VII.1})$$

où *Erf* est la fonction erreur, $\Delta\text{Log}(L)$ la différence du logarithme de vraisemblance entre le modèle de référence et le modèle testé, k le nombre de degrés de liberté additionnels entre les deux modèles et P la probabilité que la vraisemblance du modèle testé dépasse d'une certaine valeur la vraisemblance du modèle de référence. Cette équation permet de comparer uniquement des modèles qui sont imbriqués en prenant en compte l'impact de l'ajout de degrés de liberté supplémentaires dans un modèle.

6. ECPL pour *Exponential Cutoff Power Law*.

7. PL pour *Power Law*.

8. *Pont Nuage Moléculaire*

9. l'attribut $G_{e,r}$ dénote un test sur l'élongation et l'orientation de la gaussienne.

Modèle	Nombre de degrés de liberté	TS	ΔTS	Amélioration σ
P ₄₁ /P ₄₀	9	34714	-	-
P ₄₁ /G ₄₀	10	34664	50	7
P ₄₁ /G _{e,r}	12	34647	67	7.6
G ₄₁ /G ₄₀	11	34652	62	7.5
P ₄₁ /G ₄₀ +P _{PNM}	14	34633	81	7.7
P ₄₁ /G ₄₀ +G _{PNM}	15	34633	81	6.6

Tableau VII.3 – Tableau comparatif des différents modèles spatiaux testés au-dessus de 5 TeV pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463. L’attribut P est pour ponctuelle, G pour gaussienne et G_{e,r} inique un test d’élongation et de rotation de la gaussienne. Les tests sur la présence d’une source supplémentaire (PNM) sont également montrés.

Le tableau VII.3 résume les résultats obtenus. Il indique le modèle testé, le nombre de degrés de liberté de ce modèle, le ΔTS et l’amélioration apportée exprimée en σ pour chaque modèle par rapport au modèle de deux sources ponctuelles. Au-dessus de 5 TeV le modèle morphologique fournissant l’amélioration en significativité la plus conséquente en fonction de son nombre de degrés de liberté est le modèle P₄₁/G₄₀ + P_{PNM} :

Source	Modèle	Ra (°)	Dec (°)	Extension σ (°)
HESS J1640–465	Gaussienne	250.157±0.006	-46.545±0.008	0.043± 0.006
HESS J1641–463	Ponctuelle	250.258±0.009	-46.316±0.001	-
PNM 4041	Ponctuelle	250.206±0.001	-46.417±0.001	-

Tableau VII.4 – Paramètres du meilleur modèle morphologique pour les sources HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041 estimés par *GammaPy* au-dessus de 5 TeV.

La source additionnelle PNM 4041 a été relocalisée entre les sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463. L’ajout de cette source dans le modèle de la région améliore la vraisemblance d’un $\Delta TS=31$ par rapport au modèle P₄₁/G₄₀. Cette source est donc détectée avec une significativité de 4.6 σ . Aucune extension significative n’a été mise en évidence pour cette source, ni pour la source HESS J1641–463 pour laquelle le modèle spatial favorisé reste donc le modèle de source ponctuelle. La source HESS J1640–465 est bien modélisée par une gaussienne de largeur $\sigma = 0.043^\circ \pm 0.006^\circ$. Cette nouvelle valeur est inférieure à celle rapportée par la collaboration H.E.S.S. de $\sigma = 0.072^\circ \pm 0.003^\circ$. Cependant, cette valeur avait été obtenue au-dessus d’une énergie de 600 GeV. Il est donc possible que sa position et son extension soient différentes en dessous de 5 TeV. Afin de suivre l’évolution de la position et l’extension de HESS J1640–465 avec l’énergie, le meilleur modèle morphologique déterminé au-dessus de 5 TeV a été appliqué à une énergie de 600 GeV pour servir de modèle de référence. Il a ensuite servi d’initialisation pour tester une relocalisation et une nouvelle estimation de l’extension de HESS J1640–465 en fixant les positions de HESS J1641–463 et de PNM 4041.

L’émission de basse énergie provenant de notre région est très importante et provient d’une multitude de sources. Pour éviter la contamination de la part des sources proches et faciliter l’ajustement, il est nécessaire d’inclure dans le modèle les sources Westerlund 1, HESS J1634–472

et HESS J1632–478. La caractérisation de la région Westerlund 1 utilisée dans cette analyse a été extraite de celle effectuée par [Mohrmann et al. \(2021\)](#). Dans cette analyse, l'émission de Westerlund 1 est représentée par la combinaison de 6 sources dont les caractéristiques sont données en annexe [A.9](#). Chacune de ces sources a été implémentée dans le modèle de la région et seule leur norme spectrale est laissée libre. Une analyse des sources HESS J1634–472 et HESS J1632–478 nous a donné les meilleures positions et morphologies de ces deux sources. Les caractéristiques de la morphologie utilisée pour ces deux sources sont montrées en annexe [A.10](#). Seule leur norme est laissée libre dans l'ajustement final.

Pour chacun des modèles morphologiques testés au dessus de 600 GeV, les positions des sources HESS J1641–463 et PNM 4041 sont laissées fixées aux valeurs déterminées au-dessus de 5 TeV.

Dans le modèle **A**, la position et l'extension de HESS J1640–465 sont également fixées aux valeurs déterminées à 5 TeV.

Dans les modèles **B** et **C**, la source HESS J1640–465 est relocalisée et un nouvel ajustement de son extension est réalisé. Le modèle **C** va de plus tester l'élongation de la gaussienne associée à HESS J1640–465.

Le modèle **D** relocalise HESS J1640–465, puis teste simultanément l'extension de nos trois sources.

Finalement le modèle **E** teste le meilleur modèle morphologique des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 extraites de [Abramowski et al. \(2014b\)](#). Il ne contient pas donc pas la source additionnelle PNM 4041.

Modèle	Degré de liberté	TS	ΔTS	Amélioration σ
A	7	640828.39	/	/
B	10	640773.91	54.5	6.9
C	12	640748.85	79.9	7.7
D	14	640773.75	54.6	6

Tableau VII.5 – Tableau comparatif des différents modèles spatiaux testés au-dessus de 600 GeV pour HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041. Dans ces tests, la position des sources HESS J1641–463 et PNM 4041 est fixée à leur meilleure estimation déterminée au dessus de 5 TeV.

Le tableau [VII.5](#) récapitule les résultats obtenus pour les tests morphologiques réalisés au-dessus de 600 GeV. Aucune extension significative n'a été mise en évidence pour les sources HESS J1641–463 et PNM 4041, leur morphologie ne change donc pas avec l'énergie. En revanche, le modèle est considérablement amélioré si l'on relocalise et si l'on réajuste l'extension de la source HESS J1640–465. Dans notre meilleur modèle (C), la source HESS J1640–465 est bien modélisée par une gaussienne elliptique relocalisée de largeur $\sigma = 0.062 \pm 0.002$, d'excentricité $e = 0.74 \pm 0.05$ et de rotation $\phi = 56.6^\circ \pm 5.9^\circ$. Cette morphologie est une fois encore différente de celle obtenue par l'analyse H.E.S.S.

L’équation VII.1 n’est applicable que si les deux modèles testés sont imbriqués. Par exemple, une extension gaussienne et une source ponctuelle sont imbriquées dans le sens où un point est assimilable à une gaussienne dont la largeur tend vers zéro. Dans le but de comparer notre meilleur modèle avec le template issu de la collaboration H.E.S.S, il est donc nécessaire de changer de méthode de comparaison. Le critère de Akaike (*Akaike Information Criterion* ou AIC) est un critère statistique permettant de comparer des modèles qui ne sont pas imbriqués (Akaike 1974). Ce critère s’exprime comme :

$$AIC = -2\log(\Delta\mathcal{L}) + 2k \tag{VII.2}$$

où $\Delta\mathcal{L}$ est la différence de vraisemblance entre les deux modèles et k la variation du nombre de degrés de liberté. Le modèle possédant l’AIC le plus bas est celui qui est statistiquement privilégié. Les résultats du test qui comparent le meilleur modèle de *GammaPy* au template de H.E.S.S. sont montrés dans le tableau VII.6.

Modèle	Degré de liberté	AIC
A	7	842
C	12	772
E	5	868

Tableau VII.6 – Tableau comparatif entre le meilleur modèle morphologique de H.E.S.S issu de Abramowski et al. (2014b) et le meilleur modèle morphologique déterminé à l’aide de *GammaPy* pour HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041 au-dessus de 600 GeV.

Comme on peut le voir, le modèle (C) possède l’AIC le plus faible. Il est significativement meilleur que le modèle utilisant les positions et extension de H.E.S.S extraites de Abramowski et al. (2014b) malgré 7 degrés de liberté supplémentaires.

		<i>GammaPy</i>	H.E.S.S.
HESS J1640–465	R.A. (°)	250.169 ± 0.003	250.180 ± 0.004
	Dec (°)	−46.538 ± 0.002	−46.530 ± 0.004
	σ (°)	0.062±0.002	0.072 ± 0.003
	e	0.74±0.05	0
	ϕ (°)	56.6±5.9	0
	TS	3397	–
HESS J1641–463	R.A. (°)	250.228±0.009	250.26 ± 0.01
	Dec (°)	−46.316±0.001	−46.30 ± 0.01
	TS	80	–
PNM 40401	R.A. (°)	250.206±0.001	–
	Dec (°)	−46.417±0.001	–
	TS	30	–

Tableau VII.7 – Paramètres morphologiques déterminés avec *GammaPy* au-dessus de 600 GeV pour les sources HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041. Les meilleurs paramètres issus de la collaboration H.E.S.S. sont indiqués à titre de comparaison.

Dans le but de vérifier que la variation de l’extension de HESS J1640–465 n’est pas dû à

l'émission diffuse de la région, l'analyse morphologique à 600 GeV a été refaite en implémentant un modèle de diffus. L'émission gamma diffuse galactique a été obtenues à l'aide du code de simulation Picard, qui utilise les modèles de propagation des rayons cosmiques galactiques et la connaissance de la distribution de gaz et de poussière pour calculer les spectres de rayons cosmiques et l'émission de rayons gamma qui en résulte (Kissmann et al. 2017).

Après l'ajout de cette composante d'émission diffuse, la meilleure extension obtenue pour HESS J1640–645 est de $\sigma = 0.058^\circ \pm 0.003^\circ$. Cette valeur nous permet d'obtenir l'erreur systématique associé à la variation d'extension de HESS J1640–465 et de confirmer que cette évolution de l'extension n'est pas un artéfact.

C'est donc le modèle (C) qui a été utilisé dans la suite de notre analyse afin d'ajuster les modèles spectraux de nos sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 ainsi que de la nouvelle source PNM 4041. Les valeurs du meilleur ajustement morphologique pour nos trois sources sont indiquées dans le tableau VII.7. L'évolution de la morphologie de HESS J1640–465 avec l'énergie peut seulement être expliquée par certains des scénarios discutés dans le chapitre IV. Cette nouvelle analyse morphologique va donc nous aider à contraindre la nature de la source à l'origine de l'émission γ observée.

4 Analyse spectrale

Dans le but de caractériser l'émission γ de nos sources, une étude spectrale a été réalisée au-dessus de 600 GeV et jusqu'à une énergie de 100 TeV. Cette analyse spectrale a été effectuée à l'aide de *GammaPy* en utilisant une méthode de maximum de vraisemblance. Les paramètres spectraux de nos sources (normalisation, indice spectral...) ainsi que norme et le *tilt* du modèle de fond hadronique ont été simultanément ajustés en utilisant le meilleur modèle de la région. Les caractéristiques morphologiques utilisées dans cette analyse sont fixées aux valeurs présentées dans le tableau VII.7.

Le spectre d'émission des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 a été initialisé aux valeurs extraites de Abramowski et al. (2014b). L'émission de la nouvelle source PNM 4041 a été dans un premier temps modélisée par une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2$. Différentes combinaisons de modèles spectraux ont été testées. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau VII.8.

HESS J1641–463	HESS J1640–465	PNM 4041	N_{DoF}	$\Delta TS_{model\ vs\ 3PL}$	Amélioration σ .
PL	PL	PL	6	–	–
PL	ECPL	PL	7	19.1	4.4
PL	PL	ECPL	7	0.2	0.4
ECPL	ECPL	PL	8	19.6	4
PL	ECPL	ECPL	8	20.34	4.1
ECPL	ECPL	ECPL	9	20.5	3.8
PL	ECPL	LP	8	19.1	4
ECPL	ECPL	LP	9	19.5	3.7

Tableau VII.8 – Comparaisons des différentes combinaisons de modèles spectraux au-dessus de 600 GeV pour HESS J1640–465, HESS J1640–463 et PNM 4041.

L’émission de HESS J1640–465 est bien décrite par un spectre en loi de puissance avec coupure exponentielle d’indice spectral $\Gamma = 2.4 \pm 0.1$ et une coupure exponentielle $E_{cut} = 9_{-1.3}^{+3.1}$ TeV. L’utilisation d’une loi de puissance avec coupure exponentielle pour représenter l’émission de HESS J1640–465 permet, pour l’ajout d’un seul degré de liberté supplémentaire, d’améliorer la vraisemblance de $\sim 4\sigma$ par rapport à l’utilisation d’un spectre en loi de puissance. En utilisant cette forme spectrale, le flux énergétique de la source calculé entre 1 TeV et 10 TeV est $\phi(1\text{ TeV}) = (7.52 \pm 0.2) \times 10^{-13}$ erg cm⁻² s⁻¹.

Le spectre d’émission de HESS J1641–463 est bien modélisé par une loi de puissance avec un indice spectral dur $\Gamma = 2.2 \pm 0.2$. Ce spectre ne montre aucune courbure significative (cf Tableau VII.8). Cet indice spectral est très similaire à celui trouvé par la collaboration H.E.S.S. ($\Gamma = 2.07 \pm 0.11$). En utilisant cette forme spectrale, le flux énergétique de la source calculé entre 1 TeV et 10 TeV est $\phi(1\text{ TeV}) = (6.4 \pm 0.1) \times 10^{-13}$ erg cm⁻² s⁻¹.

L’émission de la source PNM 4041 est bien décrite par un spectre en loi de puissance avec un indice spectral $\Gamma = 1.5 \pm 0.1$. Ce spectre ne montre aucune courbure significative (cf Tableau VII.8). En utilisant cette forme spectrale, son flux énergétique calculé entre 1 TeV et 10 TeV est $\phi(1\text{ TeV}) = (1.61 \pm 0.11) \times 10^{-13}$ erg cm⁻² s⁻¹.

Pour chaque source, une distribution spectrale en énergie a ensuite été calculée en appliquant une maximisation de la vraisemblance dans des intervalles en énergie logarithmiquement espacés entre 600 GeV et 100 TeV. Seules les normes des sources présentes dans la région et celle du modèle de fond hadronique sont ajustées. Si la valeur du TS est supérieure à 3 dans un des intervalles en énergie, un flux est estimé. Dans le cas contraire, une limite supérieure à 95% de niveau de confiance (2σ) sur le flux est calculée. Les Figures VII.5, VII.6 et VII.7 représentent respectivement les SED obtenues pour HESS J1640–465, la nouvelle source PNM 4041 et HESS J1641–463. Les points noirs sur la SED de HESS J1640–465 et de HESS J1641–463 proviennent de la dernière analyse dédiée de la collaboration H.E.S.S. (Abramowski et al. 2014b). Dans les trois figures, la courbe et la zone orangée correspondent respectivement au meilleur ajustement et l’enveloppe du modèle en tenant compte des incertitudes des paramètres spectraux. La SED obtenue pour HESS J1640–465 est légèrement différente de celle obtenue par la collaboration. En effet, le flux intégré est 2 fois supérieur à celui obtenu par H.E.S.S. et le flux obtenu pour chaque intervalle en énergie est supérieur à ce qu’il était. Cependant, la valeur de l’énergie de coupure exponentielle est très proche dans les deux cas (~ 6 TeV en 2014 pour ~ 9 TeV ici).

Le spectre de la source PNM 4041 est très dur. La SED associée à cette source est partielle avec seulement 3 sous-intervalles avec une émission significative, dont deux à très haute énergie ($E > 20$ TeV). Les points restants sont cependant des limites supérieures sur le flux très contraignantes pour le spectre. Ce dernier est très spécifique, et va donc être très utile pour identifier la nature de l’émission γ observée.

La SED obtenue pour HESS J1641–463 est similaire à celle obtenue par la collaboration. La limite supérieure sur le flux sur le dernier intervalle en énergie n’est pas contraignante. Les informations spectrales apportées par cette analyse ne pourront donc pas directement servir à contraindre l’origine de l’émission γ de cette source.

Les Figure VII.8 (a) et (b) sont des cartes de résidus obtenue à 600 GeV en utilisant les meilleurs modèles morphologiques et spectraux de la région. Une telle carte permet de contrôler la qualité de l’ajustement du modèle de la région. Elle est obtenue suivant l’opération :

$$Res = \frac{Donnée - Mod\grave{e}le}{\sqrt{Mod\grave{e}le}} \quad (VII.3)$$

Dans cette équation Donnée correspond à la carte de coups en photons associée aux observations choisies et contenant l’ensemble des photons sélectionnés pour notre analyse, et Modèle à la carte en coups prédits associée au meilleur modèle de la région convoluée par les IRFs de

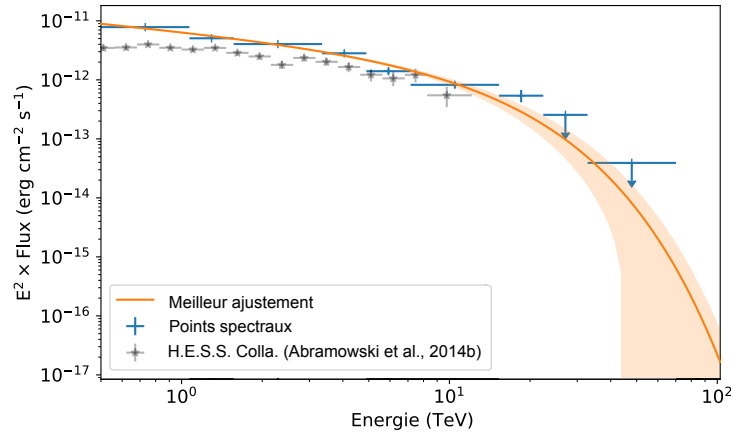


FIGURE VII.5 – SED de HESS J1640–465 entre 600 GeV et 100 TeV, utilisant la position et l’extension déterminées à l’aide *GammaPy*. La ligne et la zone en orange représentent respectivement le meilleur ajustement et son intervalle de confiance à 68% (1σ). Les points bleus sont les flux estimés dans chacun des sous-intervalles en énergie, combinés avec les erreurs statistiques. Les points noirs représentent le spectre obtenu par H.E.S.S. (Abramowski et al. 2014b).

l’instrument. Comme on peut le voir, la très grande majorité de l’émission γ de la région est très bien représentée dans le modèle. Le cercle rouge délimite une région de 0.5° centrée sur la source PNM 4041 localisée entre les sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463.

5 Discussion sur la nature des sources

Les différentes hypothèses proposées pour expliquer l’émission γ des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 ont longuement été discutées lors de l’analyse *Fermi* de ces sources (cf. Chapitre IV). Cependant, l’analyse des données H.E.S.S. présentée dans ce chapitre apporte de nouvelles contraintes sur ces différentes hypothèses, que ce soit par la variation de l’extension de HESS J1640–465 ou par la découverte d’une nouvelle source dans la région. Dans cette section, nous allons revenir sur certains modèles en considérant ces nouvelles informations pour tenter de conclure sur la nature de ces sources.

5.1 Le couple PNM 4041 et HESS J1641–643

L’analyse morphologique du candidat PeVatron HESS J1641–465 avec les données de H.E.S.S. n’a pas pu mettre en évidence une extension significative pour cette source malgré sa relocalisation. Son spectre au TeV est toujours bien représenté par une loi de puissance avec un indice spectral dur ($\Gamma \sim 2.2$), similaire à l’indice spectral obtenu par Abramowski et al. (2014b) ($\Gamma \sim 2.1$). Les tests effectués sur le spectre γ de cette source nous ont montré qu’un spectre avec une coupure exponentielle n’est pas statistiquement privilégié. Cependant, l’utilisation d’un tel spectre peut nous aider à estimer une limite inférieure sur l’énergie maximale de la population de particules à l’origine de l’émission γ . Ainsi, en utilisant un spectre avec coupure exponentielle, une limite inférieure à 95% de niveau de confiance sur l’énergie de coupure a été calculée. L’ajustement par maximum de vraisemblance nous indique que si une coupure est présente dans le spectre d’émission γ de HESS J1641–463, alors elle est au-delà de 30 TeV. L’énergie des photons γ est environ ~ 10 fois inférieure à l’énergie des particules qui les ont produits. L’énergie de la

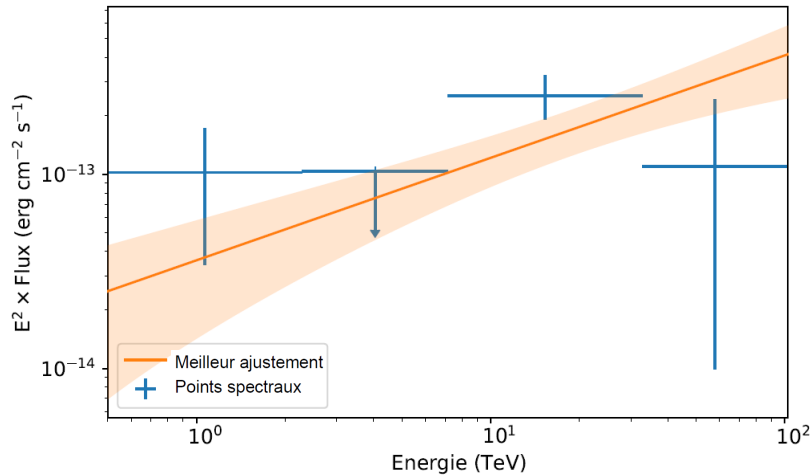


FIGURE VII.6 – SED de la nouvelle source PNM 4041 entre 600 GeV et 100 TeV utilisant la position estimée via *GammaPy* au-dessus de 5 TeV. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure VII.5.

population de particules à l’origine de l’émission au TeV de HESS J1641–463 est donc d’au moins 300 TeV. Notre analyse semble donc confirmer cette source comme un bon candidat PeVatron galactique. La nature de ce PeVatron reste cependant indéterminée. En effet, deux hypothèses sont principalement évoquées pour expliquer l’émission de cette source. Si l’on considère son spectre courbe au GeV ne connectant pas avec le spectre dur au TeV, alors l’émission observée pourrait provenir d’un système pulsar/PWN (cf. Section IV-7.2). Dans ce scénario, l’émission au TeV de HESS J1641–463 proviendrait de leptons accélérés par l’intense champ magnétique d’une PWN. Cette source serait alors un PeVatron d’électrons au même titre que la nébuleuse du Crabe. Dans ce cas, les hypothèses et les conclusions discutées dans la section IV-7 restent inchangées par les résultats obtenus par notre nouvelle analyse. En effet, le flux et la luminosité au TeV que nous avons obtenus sont très semblables à ceux extraits du HGPS et de Abramowski et al. (2014b), utilisés dans l’analyse *Fermi*. Les caractéristiques du pulsar putatif déterminés grâce au spectre courbe au GeV sont donc toujours suffisantes pour alimenter cette PWN et expliquer sa luminosité. Ce modèle reste donc plausible du point de vue énergétique et spectral mais possède toujours les problèmes suivants : le manque d’émission dans le domaine des rayons X et la nature ponctuelle de cette source, confirmée par notre analyse. L’absence d’émission X peut éventuellement s’expliquer par la très grande quantité de matière dans cette région, à l’origine d’une très forte absorption.

La seconde hypothèse concerne le scénario hadronique d’échappement de protons, présenté dans la section IV-7.1. Dans ce scénario, les protons de très hautes énergies, accélérés et échappés du SNR G338.3–0.0 en coïncidence avec la source proche HESS J1640–465, auraient diffusés et seraient en interaction avec le nuage moléculaire coïncidant avec la position de la source HESS J1641–463 (à gauche sur la Figure IV.4). Ce scénario hadronique serait à même d’expliquer la luminosité relativement élevée de l’émission γ de HESS J1641–463 par rapport à celle de HESS J1640–465 au-dessus de 4 TeV, ainsi que son indice spectral dur à cette énergie : en raison de l’âge fini du SNR, seuls les protons de haute énergie ont eu le temps de diffuser dans le nuage moléculaire et d’interagir avec lui. L’absence d’interaction par les protons de plus faible énergie donne lieu à un spectre γ très dur (Gabici & Aharonian 2014; Celli et al. 2019).

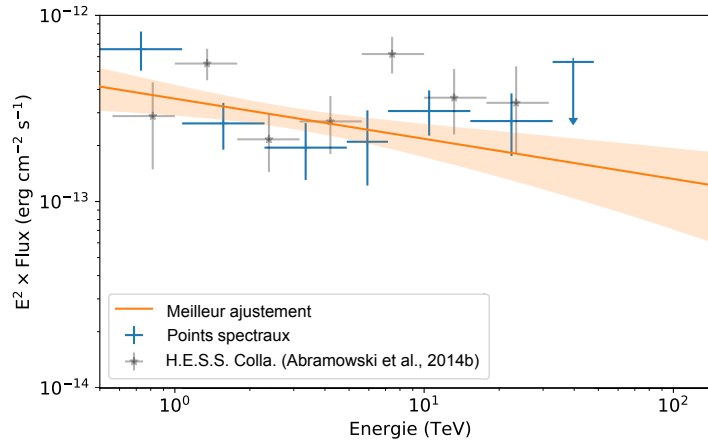


FIGURE VII.7 – SED de HESS J1641–463 entre 600 GeV et 100 TeV utilisant la position estimée via *GammaPy* au-dessus de 5 TeV. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure VII.5.

Les conclusions qui ont été établies dans la section IV-7.1 restent inchangées. En effet, le spectre en énergie de la source HESS J1640–465 obtenu par notre analyse est très similaire à celui obtenu par Abramowski et al. (2014b). De ce fait, les calculs effectués lors de l’analyse *Fermi* sont toujours valables. De plus, la nouvelle position de HESS J1641–463 est très similaire à celle estimée par Abramowski et al. (2014b) et son flux intégré au-dessus de 1 TeV est légèrement plus faible : $(3.63 \pm 0.11) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ contre $(7.2 \pm 0.4) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. On sait donc que son flux au TeV peut être reproduit par des protons s’échappant de HESS J1640–465 et interagissant avec un nuage moléculaire. La détection de la nouvelle source PNM 4041 par notre analyse *GammaPy* apporte des contraintes supplémentaires sur ce scénario.

Cette source ponctuelle, d’un TS=31 au-dessus de 5 TeV, est localisée entre les sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463 (cf. Figure VII.9). Comme on peut le voir sur la carte radio de MOST de la figure VII.9, cette source est en coïncidence spatiale avec le pont d’émission radio provenant de régions HII qui semble lier ces deux sources.

De la même façon que pour le spectre de HESS J1641–463, le spectre très dur ($\Gamma \sim 1.5$) de PNM 4041 pourrait être expliqué par la diffusion et l’interaction de protons de très hautes énergies avec un nuage moléculaire. Comme nous l’avons calculé dans la section IV-7.1, le flux γ en provenance d’un nuage moléculaire bombardé par des protons de haute énergie en provenance du SNR G338.3–0.0, localisé à moins de 100 pc, est attendu comme étant compris entre :

$$2 \times 10^{-13} < \phi_{\gamma} \lesssim 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{VII.4})$$

dans le cas respectivement d’une diffusion isotrope et d’une diffusion à une dimension, en considérant une distance de 10 kpc, une énergie d’échappement de 10^{49} erg, une longueur de diffusion des particules de 100 pc et un nuage moléculaire d’une masse de $10^5 M_{\odot}$ (cf. équation IV.11 de la section IV-7.1.2). Le flux en énergie de PNM 4041 entre 1 et 10 TeV est $\phi(1 \text{ TeV}) = (1.61 \pm 0.11) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce flux est $\sim 20 \%$ plus faible que le flux minimal prédit ce qui est peu en comparaison à l’erreur sur la masse du nuage moléculaire. On ne peut donc pas exclure cette possibilité. De plus, si l’on suppose que l’émission au TeV de PNM 4041 et de HESS J1641–463 provient d’une même population de protons échappée du SNR G338.3–0.0 et qui interagirait avec des nuages moléculaires environnants, alors rien ne permet d’expliquer que le spectre de PNM 4041 soit plus dur que le spectre de HESS J1641–463. En

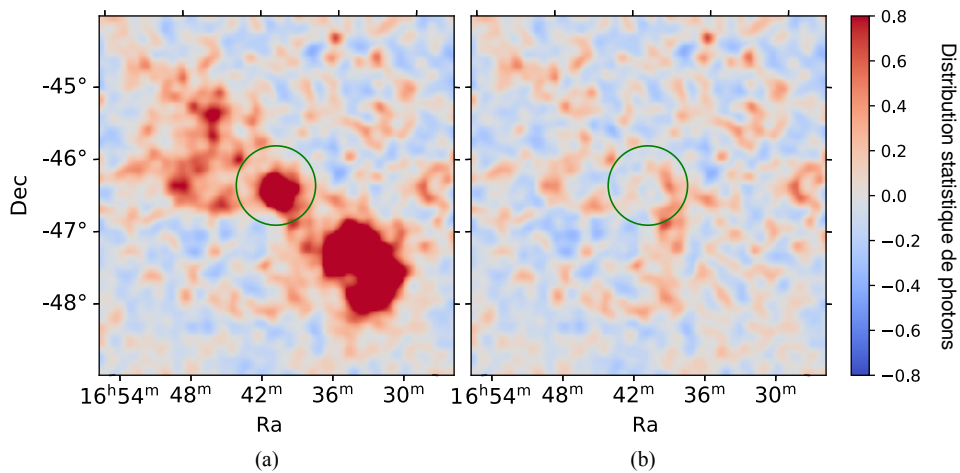


FIGURE VII.8 – Cartes de résidus de la région de $5^\circ \times 5^\circ$ centrée sur PNM 4041. Les cartes ont été lissées en appliquant un rayon de corrélation de 0.07° . Le cercle rouge correspond à une région de 0.5° autour des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463. La carte (a) représente la carte de résidus sans aucune source dans le modèle. La carte (b) est la carte de résidu après ajustement des sources de la région.

HESS J1641–463	PNM 4041	TS	Dégradation σ
$\Gamma = 2.2$	$\Gamma = 1.5$	48.86	–
$\Gamma = 2.2$	$\Gamma = 2.2$	57.49	2.5
$\Gamma = 2.1$	$\Gamma = 2.1$	55.24	2
$\Gamma = 2.0$	$\Gamma = 2.0$	54.8	1.9
$\Gamma = 1.9$	$\Gamma = 1.9$	56.4	2.3
$\Gamma = 1.8$	$\Gamma = 1.8$	59.9	2.9

Tableau VII.9 – Comparaisons des différents couples d’indices spectraux utilisés pour représenter l’émission γ de PNM 4041 et HESS J1641–463. La dégradation correspond à la comparaison entre la vraisemblance du meilleur modèle (première ligne) avec la vraisemblance obtenue par les modèles d’indices fixés.

effet, en raison de leurs positions respectives par rapport au SNR, on s’attendrait à ce que leurs spectres soient identiques ou que le spectre de la source la plus éloignée soit le plus dur, car les protons les moins énergétiques auraient déjà interagi au niveau de PNM 4041, ne laissant que les protons de plus hautes énergies interagir au niveau de HESS J1641–463.

Pour vérifier si les deux indices spectraux sont statistiquement différents, nous avons effectué une analyse dans laquelle ils sont contraints d’évoluer de la même manière. L’idée est de voir si les meilleurs indices spectraux obtenus par notre analyse sont significativement meilleurs que dans un cas où les indices de HESS J1641–463 et PNM 4041 ont la même valeur.

Pour ce faire, une méthode de vraisemblance a été utilisée pour ajuster la norme de ces deux sources lorsque leurs indices sont fixés à la même valeur, puis comparés au résultat obtenu quand ils sont libres de s’ajuster. Dans ces tests, seule la norme de la source HESS J1640–465 a également été laissée libre. Le tableau VII.9 présente les résultats obtenus par ces tests et indique la dégradation de l’ajustement par rapport au meilleur modèle. Comme on peut le voir, un indice spectral de 2.0 pour la source HESS J1641–463 et PNM 4041 ne dégrade pas de

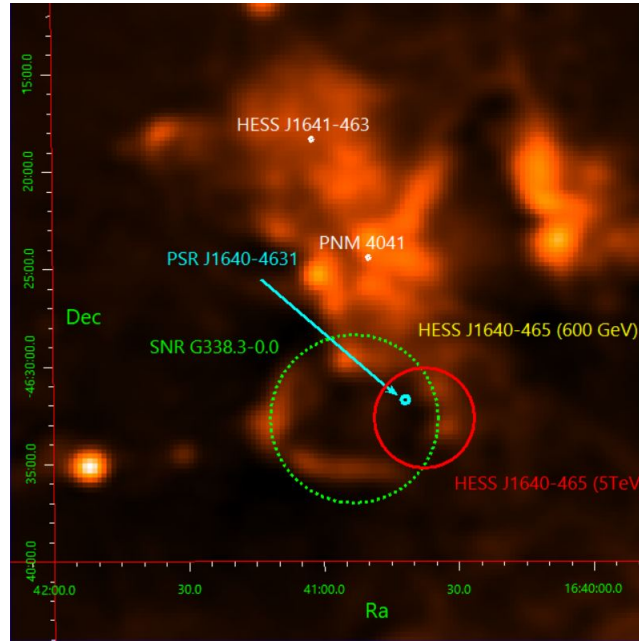


FIGURE VII.9 – Carte radio de MOST à 843 MHz d’une région centrée sur PNM 4041. La position et l’extension des sources HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041 sont représentées en blanc. La position du SNR radio associé à HESS J1640–465, et celle du pulsar X sont également montrées. Les sources PNM 4041 et HESS J1641–463 sont ponctuelles, même si elles semblent visuellement étendues sur la carte.

manière significative le meilleur ajustement spectral de ces sources (moins de 2σ). Cela nous indique que le meilleur ajustement statistique obtenu au cours de l’analyse spectrale n’est pas significativement privilégié par rapport au modèle d’indices spectraux liés.

En imposant cet indice spectral, le flux de PNM 4041 entre 1 et 10 TeV devient : $\phi_\gamma = (3.1 \pm 0.3) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et celui de HESS J1641–463 : $\phi_\gamma = (5.8 \pm 0.2) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces deux valeurs sont supérieures au flux minimal calculé par l’équation ???. Les flux observés et les indices identiques sont donc explicables par l’interaction de protons de hautes énergies dans des nuages moléculaires.

Les SED obtenues lorsque les indices spectraux de HESS J1641–463 et PNM 4041 sont fixés à cette valeur sont montrées sur la figure VII.10. Comme on peut le voir, un spectre d’indice 2.0 permet de correctement représenter les points des deux SED, malgré les limites supérieures assez contraignantes de PNM 4041. Le flux en énergie des deux sources est légèrement différent. Cela peut s’expliquer par la distribution de la matière présente dans la région. En effet, la densité de la région proche de ces sources a été calculée par Abramowski et al. (2014a) comme comprise entre ~ 50 et $\simeq 600 \text{ cm}^{-3}$. La production de pions à l’origine de l’émission γ étant dépendante de l’énergie des protons et de la densité de matière, seules certaines parties des nuages sont sources d’une émission γ . Il est probable que la densité de matière varie brutalement d’une région à une autre, ce qui explique l’obtention de flux différents.

Malgré ces arguments forts en faveur d’un scénario hadronique, ce dernier est sensible à deux problèmes. Tout d’abord, il faut que les trois sources HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041 soient situées à la même distance par rapport à la Terre. Or, rien ne permet de l’affirmer car les distances estimées pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463 varient de 8 à 13

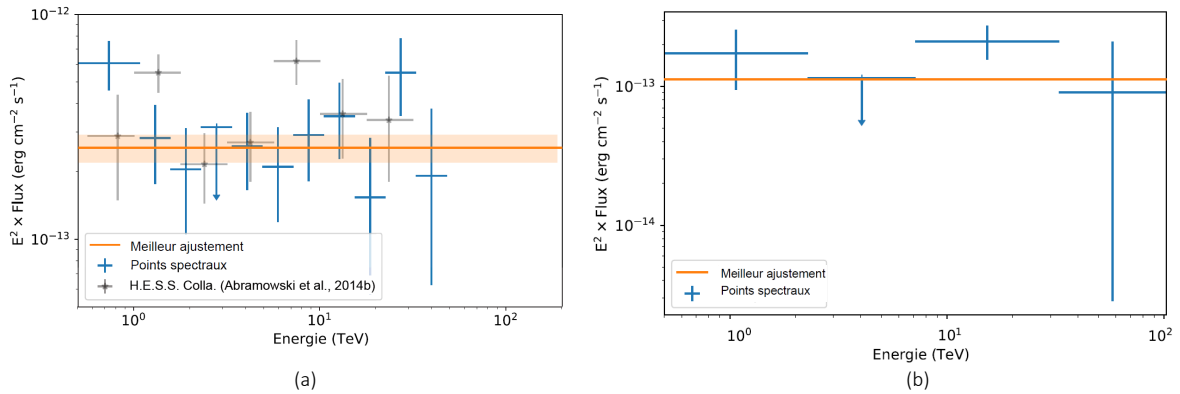


FIGURE VII.10 – SED de HESS J1641–463 (a) et de PNM 4041 (b) entre 600 GeV et 100 TeV, en utilisant un indice spectral de 2.0 pour chacune des deux sources. La ligne et la zone en orange représentent respectivement le meilleur ajustement et son intervalle de confiance à 68% (1σ). Les points bleus sont les flux estimés dans chacun des sous-intervalles en énergie, combinés avec les erreurs statistiques.

kpc. L’hypothèse de corrélation ne provient qu’en grande partie de la présence d’un pont radio qui semble lier les deux sources par projection sur la ligne de visée. La présence de la source PNM 4041 pourrait être un argument supplémentaire en faveur d’une interaction entre ces trois sources. Mais il n’est pas impossible que seules deux des trois sources soient en interaction, la troisième pouvant simplement être située sur la ligne de visée. Le second problème provient de la distribution de matière au sein des nuages moléculaires. Dans le cas d’une interaction de protons avec ce nuage, le pic d’émission γ associé à la désintégration des pions est attendu comme étant corrélé au pic de plus forte densité du nuage, ce qui ne semble pas être le cas. En effet, de Wilt et al. (2017) ont réalisé une étude précise de divers traceurs gazeux pour contraindre la distribution de gaz dans ce nuage. Dans leur étude, le pic de l’émission au TeV n’est pas corrélé avec le pic de densité de la distribution du gaz. Cependant, la complexité de la région rend toute estimation de la distribution de matière difficile.

5.2 HESS J1640–465

L’analyse morphologique de la source HESS J1640–465 avec *GammaPy* a révélé une évolution de son extension avec l’énergie. Au-dessus d’une énergie de 600 GeV, la géométrie de HESS J1640–465 est bien modélisée par une gaussienne possédant une largeur $\sigma=0.062\pm 0.02^\circ$ avec une excentricité de 0.75 et une inclinaison de 56.6° (ellipse jaune sur la figure VII.11). En revanche au-dessus de 5 TeV, sa morphologie est bien représentée par une gaussienne de largeur $\sigma=0.043^\circ \pm 0.006^\circ$ (cercle rouge sur la figure VII.11).

Cette dépendance de la morphologie avec l’énergie peut être d’origine diverse. Elle peut être expliquée par chacun des deux principaux scénarios visant à expliquer l’émission γ de HESS J1640–465 : l’accélération de leptons dans une PWN ou l’échappement de protons depuis le choc d’un SNR. En effet, comme on peut le voir sur la carte radio VII.11, la position et l’extension de HESS J1640–465 semblent très bien correspondre à un endroit où la coquille du SNR radio G338.3–0.0 est en interaction avec un nuage moléculaire, mais aussi avec la position du pulsar X PSR 1640–4631 et donc de sa PWN associée.

5.2.1 Scénario hadronique

Si l'on considère le scénario hadronique, capable de reproduire l'émission au TeV et l'indice spectral des sources HESS J1641–463 et PNM 4041, alors l'émission γ de HESS J160–465 pourrait provenir des protons accélérés dans la coquille du SNR radio G338.3–0.0, en interaction avec le milieu interstellaire de forte densité. Ce scénario a longuement été examiné dans la section IV-6.2.2 de l'analyse *Fermi*, en utilisant les résultats de H.E.S.S. extraits de Abramowski et al. (2014b). Les résultats obtenus par notre analyse spectrale sont très proches de ceux obtenus alors. De ce fait, les considérations énergétiques et spectrales qui y ont été calculées sont toujours valides. Si le SNR radio G338.3-0.0 est bien en interaction avec de la matière interstellaire dense comme le suggère les observations radio de la région, alors la variation de l'extension de la source HESS J1640–465 avec l'énergie est fortement liée à la distribution de matière en interaction avec le SNR. En effet, si la densité de matière interstellaire n'est pas assez importante, les protons du SNR vont diffuser sans interagir avec elle. Si la densité de matière est inhomogène, seules les zones les plus denses vont être à l'origine d'une émission de haute énergie, le reste de l'émission étant en dessous du seuil de détection de H.E.S.S.

5.2.2 Scénario leptonique

L'émission multi-longueur d'onde de la source HESS J1640–465 est très bien représentée par un modèle de PWN (cf. section IV-6.1.2). Dans ce contexte, l'émission γ proviendrait de la diffusion Compton inverse et du rayonnement de leptons. Le résultat de l'analyse morphologique et spectrale de *GammaPy* ne modifie pas de manière significative cette modélisation. Dans ce cadre théorique, la variation d'extension observée avec l'énergie peut être liée aux différentes populations de particules au sein de la PWN.

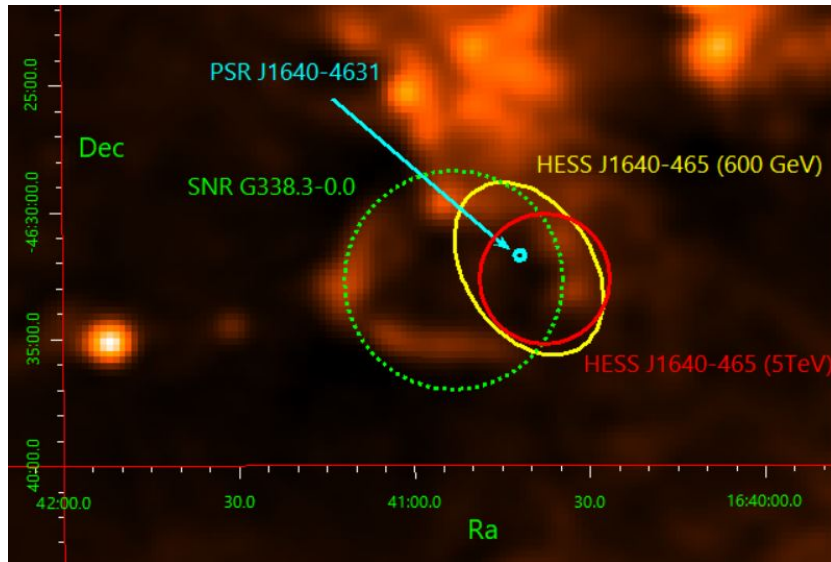


FIGURE VII.11 – Carte radio de MOST à 843 MHz d'une région centrée sur HESS J1640–465. La position du SNR radio G338.3–0.0 associé à HESS J1640–465 est indiquée par le cercle en pointillés vert, et celle du pulsar X par le point bleu. La meilleure morphologie de la source HESS J1640–465 au-dessus de 600 GeV est indiquée par l'ellipse jaune, et celle au-dessus de 5 TeV est montrée par le cercle rouge.

Les PWNs γ se décomposent généralement en deux zones : une zone proche du pulsar en mouvement, où des particules de haute énergie sont fraîchement injectées par ce dernier, et une

zone associée aux particules plus âgées et moins énergétiques ayant eu le temps de refroidir. La variation de l’extension de HESS J1640–465 avec l’énergie correspondrait donc à deux populations de particules différentes : une de haute énergie, fraîchement injectée dans l’environnement proche du pulsar et une de basse énergie correspond aux électrons ayant eu le temps de diffuser loin du pulsar et de refroidir. Cette description est en accord avec la position du pulsar par rapport aux extension mesurées. A 5 TeV, l’extension de HESS J1640–465 est compacte et plus proche du pulsar (cercle rouge sur la figure VII.11) qu’à 600 GeV ou elle est légèrement plus étendue (ellipse jaune).

6 Conclusions

La distribution *GammaPy* permet de réaliser une analyse 3D des données issues des observations Tcherenkov à l’aide d’une méthode de maximum de vraisemblance. L’analyse 3D, semblable à celle utilisée dans *Fermi*, permet d’ajuster la morphologie et la forme spectrale de plusieurs sources en même temps, ainsi qu’un modèle de fond hadronique qui prédit le taux de *gamma-like* associé aux gerbes hadroniques dans le champ de vue.

L’analyse 3D des sources HESS J1640–465 et du candidat PeVatron HESS J1641–463 en utilisant les données du réseau de télescopes H.E.S.S. a permis d’apporter des contraintes supplémentaires sur l’origine de leur émission γ de haute énergie. Deux origines à l’émission multi-longueur d’onde de HESS J1640–465 ont été étudiées : une émission leptonique d’une nébuleuse à vent de pulsar, associée au pulsar X PSR J1640–4631 ; et un scénario dans lequel des protons seraient accélérés dans le choc du SNR radio G338.3–0.0. Cette analyse 3D a mis en évidence la variation de l’extension de la source HESS J1640–465 avec l’énergie. Au-dessus de 5 TeV, cette source est bien représentée par une gaussienne de largeur $\sigma = 0.043^\circ \pm 0.006^\circ$. Au-dessus de 600 GeV, elle est bien représentée par une gaussienne elliptique de largeur $\sigma = 0.062^\circ \pm 0.002^\circ$, d’excentricité $e = 0.74 \pm 0.05$ et de rotation $\phi = 56.6^\circ \pm 5.9^\circ$. La variation de l’extension avec l’énergie est justifiable par chacun de ces scénarios : soit par la présence de deux populations de leptons dans une PWN, soit par l’inhomogénéité de la matière en interaction avec le SNR coïncidant avec HESS J1640–465.

Le candidat PeVatron HESS J1641–463 est toujours détecté comme une source ponctuelle et son spectre au TeV est similaire à celui trouvé lors de la précédente analyse dédiée de la collaboration H.E.S.S. La limite inférieure sur l’énergie de coupure de son spectre de 30 TeV conforte cette source comme un candidat PeVatron. Les éléments apportés par cette analyse *GammaPy* fournissent des indices sur la nature de ce PeVatron. En effet, la découverte de la nouvelle source ponctuelle PNM 4041, localisée en coïncidence avec le pont de matière moléculaire semblant lier HESS J1640–465 et HESS J1641–463, apporte de fort arguments en faveur d’une origine hadronique de l’émission observée. Le spectre dur des deux sources et leurs flux respectifs peuvent être expliqués par la diffusion de protons de très haute énergie à l’intérieur de nuages moléculaires. Cependant, l’origine de l’émission au GeV de HESS J1641–463 demeure inexplicée dans le cadre de ce scénario hadronique.

Dans l’état actuel, il est difficile de conclure sur la nature de ces trois sources. Seules des observations menées par des instruments de nouvelles générations seront capables de contraindre suffisamment les différents scénarios. Ainsi, la résolution angulaire de CTA Sud (inférieure à 0.05° au-delà du TeV (Maier 2019)) sera suffisante pour confirmer et préciser la variation de l’extension de HESS J1640–465 avec l’énergie. En comparant sa taille observée en γ avec celle de la PWN vue en rayons X et celle du SNR en radio, CTA pourra déterminer quelle contribution, hadronique par le SNR ou leptonique par la PWN, est dominante. La sensibilité de CTA-SUD

sera dix fois supérieure à celle du réseau de télescope H.E.S.S., ce qui lui permettra de détecter la source PNM 4041 après un faible temps d'observation de la région. La localisation précise de cette source et le gain de statistique qui sera apporté par CTA permettra de contraindre son spectre et son flux, données cruciales pour la modélisation de cette nouvelle source. Cette grande sensibilité permettra également de déterminer l'origine hadronique ou leptonique de la source HESS J1641–463. La détection possible d'une pulsation de cette source serait un argument décisif en faveur d'un système pulsar/PWN.

Conclusions et perspectives

Les nébuleuses de pulsars et les vestiges de supernovæ sont les principaux candidats à l'accélération des rayons cosmiques. De nombreuses preuves observationnelles ont montré que ces sources sont des accélérateurs de leptons très efficaces, pouvant même les accélérer jusqu'au PeV dans le cas des nébuleuses de pulsars. Bien que la théorie nous indique que les jeunes SNRs sont les meilleurs candidats à l'accélération des protons, les traces observationnelles de cette accélération sont rares. L'accélération de protons peut s'identifier de deux manières : soit par la détection du spectre caractéristique de la désintégration du pion neutre dans les données au MeV du satellite *Fermi*, soit par l'identification de PeVatrons hadroniques dont l'émission proviendrait de l'interaction de protons de très haute énergie avec un nuage moléculaire très dense à l'aide des données à très haute énergie telle que celle du réseau de télescope à imagerie Tcherenkov H.E.S.S. L'étude des sources γ de haute énergie avec les données du *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. est donc essentielle pour rechercher et comprendre les sources astrophysiques à l'origine de l'accélération des protons.

L'analyse des sources de haute énergie HESS J1640-465 et HESS J1641-463 à l'aide des données *Pass 8* du *Fermi*-LAT réalisée dans cette thèse a apporté des contraintes sur leur nature. Grâce à l'utilisation de 8 ans de données du *Fermi*-LAT, l'extension de la source HESS J1640-465 dans le domaine en énergie du GeV a été mise en évidence pour la première fois. Son émission multi-longueur d'onde est très bien modélisée par un modèle de PWN dynamique en interaction avec son SNR, dont l'intense champ magnétique est à l'origine de l'accélération de leptons. Cependant, ses propriétés morphologiques et spectrales ne permettent pas d'invalider l'hypothèse de l'accélération de hadrons au sein du SNR coïncidant, bien que cela nécessite un ratio électron/proton nettement plus important que ce qui est généralement supposé dans la modélisation des SNRs.

Malgré l'utilisation de près de 8 ans de données, aucune extension significative n'a pu être mise en évidence pour la source HESS J1641-463. Son spectre au GeV, similaire à celui des pulsars γ détectés par *Fermi*, ne connecte pas avec son spectre très dur au TeV. Les contraintes imposées sur le flux X et radio de cette source impliquent que seul un modèle impliquant l'émission d'un pulsar et de sa nébuleuse permet d'expliquer à la fois le spectre au GeV et au TeV. Cependant, aucune pulsation γ , X, ou radio n'a pu être mise en évidence en provenance de cette source. Des observations complémentaires en radio et X durs seraient nécessaires pour passer outre la forte absorption liée à l'environnement très dense de cette région. Si l'on considère uniquement l'émission au TeV, alors le flux mesuré et l'indice spectral dur de cette source sont explicables par la diffusion de protons de hautes énergies dans un nuage moléculaire coïncidant, provenant du SNR associé à HESS J1640-465.

De plus, l'analyse des données de H.E.S.S avec *GammaPy* apporte des arguments supplémentaires en faveur du scénario hadronique d'interaction de protons de haute énergie avec des nuages moléculaires. Dans ce contexte, la mise en évidence par notre analyse de la variation de l'extension de HESS J1640–465 avec l'énergie serait due à la distribution inhomogène de la densité de matière interstellaire en contact avec le SNR G338.3–0.0. L'émission γ au TeV des sources HESS J1641–463 et de la source PNM 4041 nouvellement découverte par cette analyse serait alors produite par la diffusion et à l'interaction des protons de plus haute énergie avec des nuages moléculaires. Le fait que seules les particules les plus énergétiques sont à même de diffuser dans ces nuages explique le spectre dur de ces sources, les protons de plus faible énergie étant toujours confiné au niveau du choc du SNR G338.3–0.0.

Les données de haute énergie du réseau de télescope H.E.S.S. sont primordiales pour la recherche et l'étude des PeVatrons. Cependant, la surface efficace de H.E.S.S. n'est pas optimale vers les très hautes énergies, car une très grande surface effective de collection est nécessaire pour détecter les très rares événements possédant des énergies très élevées. Les méthodes de reconstruction utilisées dans H.E.S.S. rejettent les images possédant une distance nominale supérieure à 2° , c'est-à-dire situées sur le bord des caméras, pour éviter une mauvaise reconstruction géométrique de la direction de provenance des photons et de leur énergie. Or, les images coupées sont très présentes à haute énergie car les gerbes atmosphériques associées à des photons de hautes énergies sont susceptibles d'éclairer le réseau de télescopes depuis des distances d'impact de plus en plus éloignées du centre du réseau la surface. Ces images vont donc être caractérisées par une distance nominale élevée dans les caméras. En récupérant ces images, en supprimant la sélection sur la distance nominale et en autorisant leur analyse, j'ai montré sur la base de simulations MC de photons γ qu'un nombre conséquent d'événements utiles sont récupérables, notamment au-delà de 1 TeV. Ces événements sont suffisamment bien reconstruits par la méthode Model++ pour que des modifications mineures des coupures des différents profils d'analyses conduisent à une amélioration de la surface efficace de 14% à 5 TeV jusqu'à 60% à 80 TeV tout en gardant une résolution angulaire inférieure à 0.1° . L'application de ce nouveau profil d'analyse sur les données observationnelles de sources situées à différents angles zénithaux améliore leur significativité, leur ratio signal sur bruit et parfois même le nombre de γ qui leur sont attribués. En se basant sur cette amélioration, j'ai développé un profil d'analyse spécifique à la haute énergie. Cette optimisation améliore la détection du candidat PeVatron HESS J1641–463 au-dessus de 5 TeV en doublant sa significativité de 4.2 à 8.5σ , tout en conservant une bonne statistique pour les analyses spectrales. Ce profil va être utilisé pour la recherche de nouveaux candidats PeVatrons dans le plan galactique, et pour leur caractérisation en attendant l'émergence de CTA.

Les observations effectuées dans le domaine du rayonnement γ par *Fermi*, H.E.S.S. et par le futur réseau de télescopes Tcherenkov CTA ne sont, seules, pas suffisantes pour entièrement caractériser les sources de hautes énergies. La combinaison des autres longueurs d'onde est indispensable pour contraindre leur nature et identifier les sites d'accélération de rayons cosmiques. Avec une surface de collection des ondes radio d'une ampleur sans précédent, les futurs radiotélescopes SKA (*Square Kilometre Array*) seront 50 fois plus sensibles et pourront étudier le ciel 100 fois plus vite que n'importe quel réseau de radiotélescopes déjà existant. Ces observations vont amener à l'étude des structures magnétiques de la Galaxie ainsi qu'en l'identification de nombreuses sources radio et de pulsars, jusque dans les zones les plus profondes du plan galactique. Dans le domaine des rayons X, la mission spatiale ATHENA (*Advanced Telescope for High Energy Astrophysics*) consistera en un seul télescope à rayons X à grand champ de vue utilisant une nouvelle technologie développée en Europe appelée *Silicon Pore Optics* qui permettra d'étudier des phénomènes cruciaux pour la compréhension de la structure et de l'évolution des étoiles,

des galaxies et de l'ensemble de l'Univers. Cet observatoire spatial, dont le lancement est prévu en 2034, pourra sonder le cosmos 10 à 100 fois plus profondément que les précédentes missions dans le domaine des rayons X. Sa sensibilité et sa résolution angulaire de 5" vont permettre l'étude des émissions Compton inverse et synchrotron, notamment présentes dans les nébuleuses à vents de pulsars et dans les SNRs. En accédant à une énergie de 10 keV, ATHENA s'affranchit de la forte absorption présente dans le plan galactique en deçà de cette énergie. Finalement, l'émergence de l'astronomie des neutrinos dans les prochaines décennies permettra de mieux étudier les phénomènes les plus énergétiques et les plus éloignés de l'Univers. En effet, les neutrinos sont abondamment produits au sein des étoiles, des supernovæ, et des disques d'accrétion autour des trous noirs. La détection d'une source de neutrinos en coïncidence avec une source γ de haute énergie est une assurance d'être en présence de l'interaction de protons avec de la matière inter-stellaire ou avec des photons γ . La combinaison des données de CTA avec les différents projets d'observatoires de neutrinos est donc une des clefs pour déterminer les sources d'accélération de protons.

Annexe **A**

1 Modélisation de la source HESS J1640–463 par une PWN

Le tableau [A.1](#) montre les différents paramètres que l'on cherche à reproduire avec le modèle de PWN appliqué à la source HESS J1640–465 et discuté dans la section [IV-6.1.2](#). Dans ce tableau sont indiqués la taille du SNR G338.3–0.0, les caractéristiques du pulsar PSR J1640–4631 associé à la PWN ainsi que les flux de la SED multi-longueur d'onde. Pour chaque paramètre sont indiquées la valeur des observations et la valeur prédite par le modèle après ajustement.

PARAMÈTRES	OBSERVATION	PRÉDICTION	CITATION
	<i>PSR J1640–4631</i>		
\dot{E} actuelle	4.4×10^{36} erg s ⁻¹	...	Gotthelf et al. (2014)
Age caractéristique t_{ch}	3350 ans	...	Gotthelf et al. (2014)
Indice de freinage p	3.15 ± 0.03	$\equiv 3.15$	Archibald et al. (2016)
	<i>SNR G338.3–0.0</i>		
Rayon θ_{snr}	$4'45 \pm 0'5$	4'2	Shaver & Goss (1970)
	<i>PWN J1640–465</i>		
Rayon θ_{pwn}	$3'3 \pm 0'2$	3'5	Lemiere et al. (2009)
Densité de flux 660 MHz S_{660}	$< 690 \pm 300$ mJy	70 mJy	Castelletti et al. (2011)
Flux non-absorbé 2 – 25 keV	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-12}$ *	1.67×10^{-12} *	Gotthelf et al. (2014)
Indice spectral photon 2 – 25 keV	$2.2^{+0.7}_{-0.4}$	2.58	Gotthelf et al. (2014)
νF_{ν} (0.35 GeV)	$(1.32 \pm 1.57) \times 10^{-12}$	$*0.76 \times 10^{-13}$ *	...
νF_{ν} (0.785 GeV)	$1.38^{+2.19}_{-2.24} \times 10^{-12}$ *	1.27×10^{-12} *	...
νF_{ν} (1.68 GeV)	$3.22^{+1.46}_{-1.48} \times 10^{-12}$ *	1.99×10^{-12} *	...
νF_{ν} (3.59 GeV)	$3.64^{+1.02}_{-1.02} \times 10^{-12}$ *	2.96×10^{-12} *	...
νF_{ν} (7.67 GeV)	$3.01^{+1.02}_{-1.02} \times 10^{-12}$ *	4.15×10^{-12} *	...
νF_{ν} (16.4 GeV)	$3.54^{+1.03}_{-1.03} \times 10^{-12}$ *	5.49×10^{-12} *	...
νF_{ν} (35 GeV)	$6.31^{+1.61}_{-1.61} \times 10^{-12}$ *	6.77×10^{-12} *	...
νF_{ν} (75 GeV)	$8.81^{+2.75}_{-2.75} \times 10^{-12}$ *	6.98×10^{-12} *	...
νF_{ν} (160 GeV)	$5.65^{+2.71}_{-2.71} \times 10^{-12}$ *	7.15×10^{-12} *	...
νF_{ν} (289 GeV)	$5.34^{+2.27}_{-2.42} \times 10^{-12}$ *	7.05×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (340 GeV)	$< 6.47 \times 10^{-12}$ *	6.38×10^{-12} *	...
νF_{ν} (350 GeV)	$5.92^{+1.01}_{-1.04} \times 10^{-12}$ *	6.50×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (424 GeV)	$6.99^{+0.78}_{-0.80} \times 10^{-12}$ *	6.10×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (513 GeV)	$5.57^{+0.60}_{-0.62} \times 10^{-12}$ *	5.52×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (622 GeV)	$5.66^{+0.57}_{-0.59} \times 10^{-12}$ *	5.95×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (734 GeV)	$5.08^{+6.36}_{-6.36} \times 10^{-12}$ *	5.20×10^{-12} *	...
νF_{ν} (753 GeV)	$6.37^{+0.55}_{-0.57} \times 10^{-12}$ *	5.34×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (913 GeV)	$5.60^{+0.50}_{-0.52} \times 10^{-12}$ *	5.04×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (1.11 TeV)	$5.22^{+0.49}_{-0.50} \times 10^{-12}$ *	4.38×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (1.34 TeV)	$5.57^{+0.49}_{-0.51} \times 10^{-12}$ *	4.20×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (1.62 TeV)	$4.59^{+0.47}_{-0.49} \times 10^{-12}$ *	4.28×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (1.97 TeV)	$3.99^{+0.46}_{-0.48} \times 10^{-12}$ *	3.91×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (2.38 TeV)	$2.87^{+0.43}_{-0.45} \times 10^{-12}$ *	3.44×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (2.89 TeV)	$3.77^{+0.48}_{-0.50} \times 10^{-12}$ *	3.20×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (3.50 GeV)	$3.24^{+0.48}_{-0.50} \times 10^{-12}$ *	2.73×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (4.24 TeV)	$2.65^{+0.48}_{-0.51} \times 10^{-12}$ *	2.56×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (5.13 TeV)	$1.96^{+0.45}_{-0.48} \times 10^{-12}$ *	2.63×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (6.22 TeV)	$1.70^{+0.45}_{-0.49} \times 10^{-12}$ *	2.14×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (7.53 TeV)	$1.95^{+0.50}_{-0.55} \times 10^{-12}$ *	2.04×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)
νF_{ν} (10.2 TeV)	$8.77^{+3.21}_{-3.53} \times 10^{-13}$ *	1.55×10^{-12} *	*Abramowski et al. (2014a)

Tableau A.1 – Valeurs observée et prédite par notre modèle de HESS J1640–465. Les valeurs prédites sont obtenues pour la combinaison des paramètres donnés dans le tableau IV.5. Les erreurs pour les valeurs de νF_{ν} dans le régime des rayons γ sont la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques. Les ... indiquent les quantités dont les valeurs ont été fixées pendant la modélisation et les * indiquent que les unités sont en erg cm⁻² s⁻¹.

2 Performance de l'optimisation des profils d'analyse de H.E.S.S.

2.1 Performance sur données réelles

La levée de la distance nominale dans le but de récupérer les événements possédant des images coupées dégrade légèrement les résultats obtenus par les différents profils d'analyse de H.E.S.S. à grand angle zénithal. La section VI-3 présente une modification des valeurs des coupures permettant d'améliorer les performances de tous les profils d'analyse, quelque soit l'angle zénithal d'observation. Les trois profils ont été modifiés de la même façon. Les modifications apportées aux coupures des profils sont montrées dans le tableau A.2.

Nom	Min Charge (p.e)	MSSG _{max}	NSBGoodness _{min}	Direction error	θ^2
Standard _{opti}	60	0.9	20 → 15	0.2 ° → 0.1 °	≤ 0.01°
Faint _{opti}	120	0.6	40 → 35	0.2 ° → 0.1 °	≤ 0.01°
Loose _{opti}	40	0.9	15 → 10	0.2 ° → 0.1 °	≤ 0.015°

Tableau A.2 – Tableau des paramètres des différents profils d'analyse de Model++. Seuls les paramètres dont la valeur change entre les profils sont indiqués dans ce tableau. Les paramètres en rouge sont ceux qui ont été modifiés pour l'optimisation.

Les tableaux ci-dessous présentent les résultats obtenus pour une analyse de la nébuleuse du Crabe et de HESS J1640–465 en utilisant les trois profils d'analyse de H.E.S.S. Standard, Faint et Loose, réalisée avec et sans la coupure en distance nominale sur les mêmes observations. Comme décrit dans la section VI-3.1, les valeurs ont été obtenues à l'aide de la méthode des régions OFF multiples.

HESS J1640–465	σ	γ	S/B
profil Faint, avec coupure en ND	54.5	1565	4.7
Profil Faint, sans coupure en ND	58.4	1727	4.9
Profil Faint optimisé	60.1	1881	4.6

Tableau A.3 – Résultats d'une analyse Faint réalisée avec et sans la coupure en ND sur la source HESS J1640–465 ($\langle za \rangle = 15^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

HESS J1640–465	σ	γ	S/B
profil Standard, avec coupure en ND	60.3	2627	4.9
Profil Standard, sans coupure en ND	62.2	2883	2.4
Profil Standard optimisé	63.9	3210	2.2

Tableau A.4 – Résultats d'une analyse Standard réalisée avec et sans la coupure en ND sur la source HESS J1640–465 ($\langle za \rangle = 15^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

HESS J1640–465	σ	γ	S/B
Profil Loose, avec coupure en ND	58.2	3305	1.7
Profil Loose, sans coupure en ND	60	3631	1.6
Profil Loose optimisé	60.2	4042	1.4

Tableau A.5 – Résultats d'une analyse Loose réalisée avec et sans la coupure en ND sur la source HESS J1640–465 ($\langle z_a \rangle = 15^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Nébuleuse du Crabe	σ	γ	S/B
Profil Faint, avec coupure en ND	157.3	5765	48
Profil Faint, sans coupure en ND	152.8	5507	45.1
Profil Faint optimisé	160.2	6092	49.8

Tableau A.6 – Résultats d'une analyse Faint réalisée avec et sans la coupure en ND sur la Nébuleuse du Crabe ($\langle z_a \rangle = 48^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Nébuleuse du Crabe	σ	γ	S/B
Profil Standard, avec coupure en ND	190.8	9930	23.3
Profil Standard, sans coupure en ND	186	9615	21.7
Profil Standard optimisé	196.4	10385	26.3

Tableau A.7 – Résultats d'une analyse Standard réalisée avec et sans la coupure en ND sur la Nébuleuse du Crabe ($\langle z_a \rangle = 48^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Nébuleuse du Crabe	σ	γ	S/B
Profil Loose, avec coupure en ND	201.6	11641	19.5
Profil Loose, sans coupure en ND	196.6	11314	18.1
Profil Loose optimisé	205.6	13441	16.9

Tableau A.8 – Résultats d’une analyse Loose réalisée avec et sans la coupure en ND sur la Nébuleuse du Crabe ($\langle z_a \rangle = 48^\circ$). Les chiffres sont obtenus en utilisant la méthode des régions OFF multiples.

Comme on peut le voir, l’effet de la levée de la distance nominale est similaire pour les trois profils d’analyse. Les effets de l’angle zénithal sont également les mêmes que ceux décrits dans la section VI-2.2. On peut constater que l’optimisation des coupures permet d’améliorer l’efficacité de tous les profils d’analyse, que ce soit à faible (HESS J1640–465) ou grand (nébuleuse du Crabe) angle zénithal.

2.2 Performance sur simulations MC à petit et grand angle zénithal

Les figures ci-après montrent la surface efficace et la résolution angulaire des trois profils d’analyse de H.E.S.S., avant et après optimisation, pour un angle zénithal de 18° et 52° obtenues sur la base de simulations MC à énergie fixe.

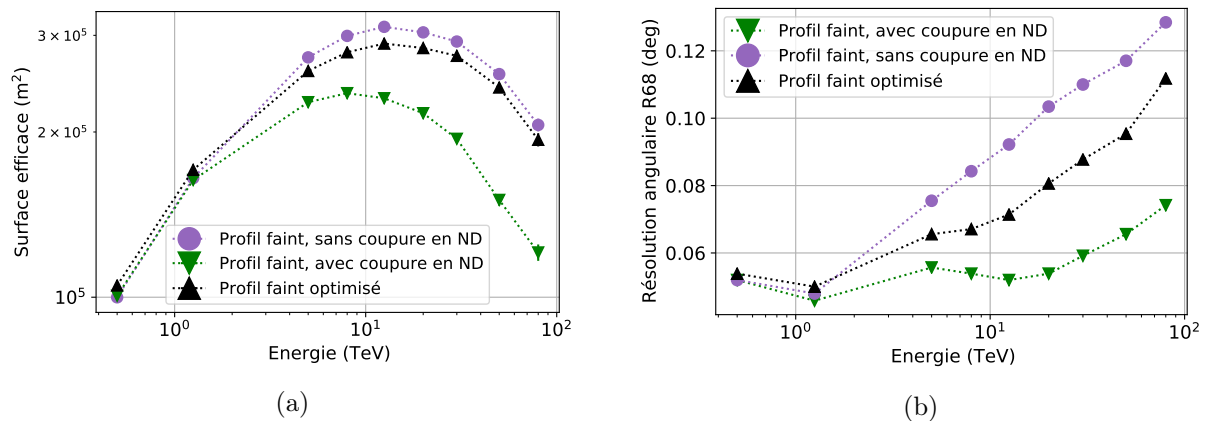


FIGURE A.1 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l’énergie pour le profil d’analyse Faint (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l’aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° .

Comme on peut le voir, l’utilisation de la levée en distance nominale combinée aux profils optimisés permet de considérablement augmenter la surface efficace tout en conservant une bonne résolution angulaire à faible et grand angle zénithal.

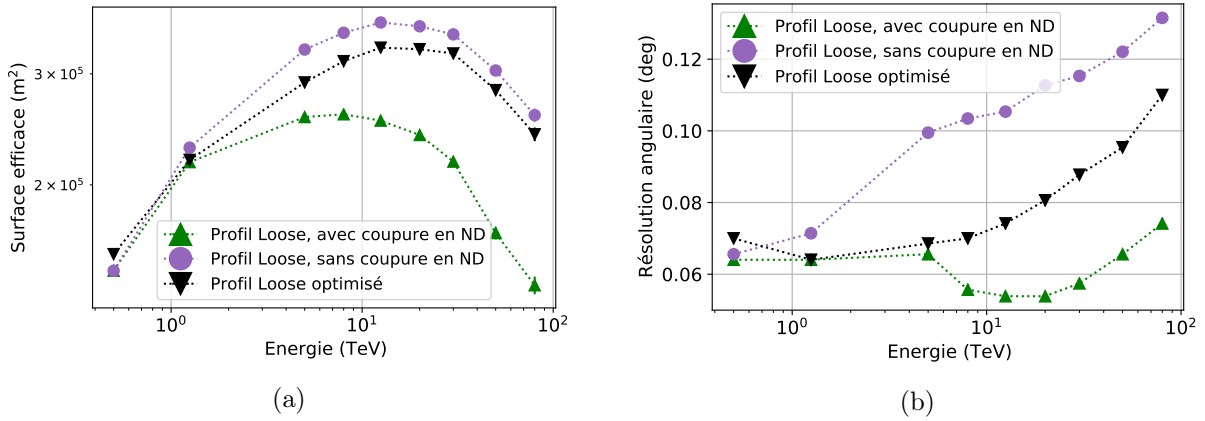


FIGURE A.2 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Loose (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° .

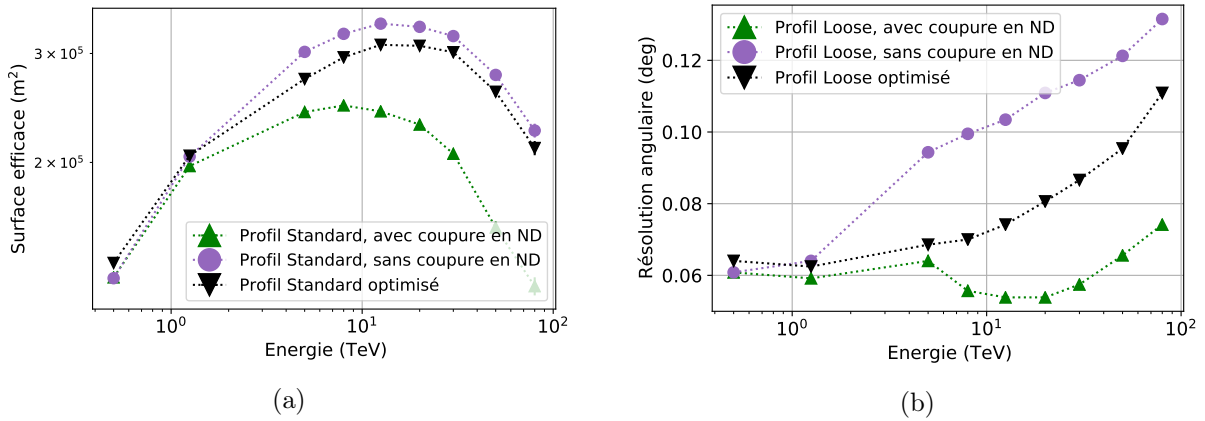


FIGURE A.3 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Standard (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 18° et un angle hors axe de 0.5° .

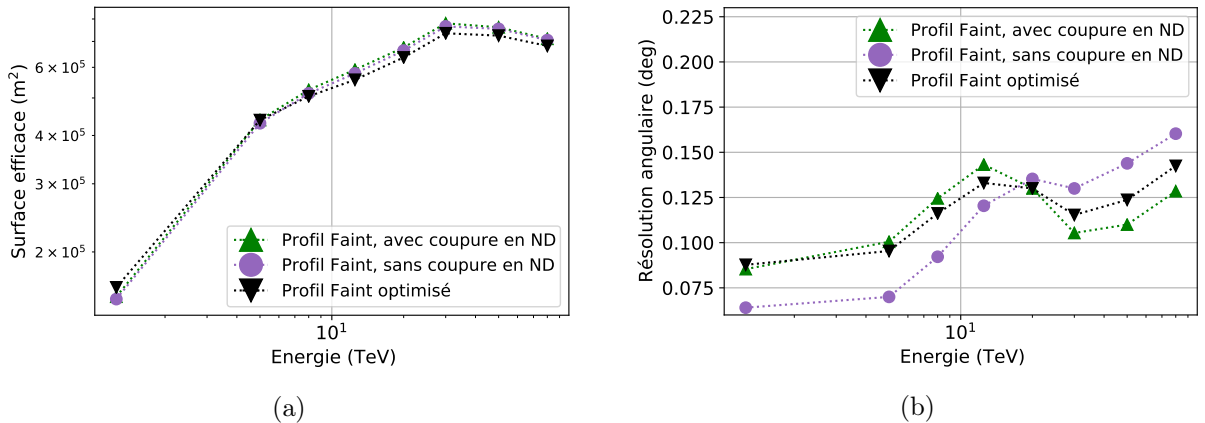


FIGURE A.4 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Faint (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 52° et un angle hors axe de 0.5° .

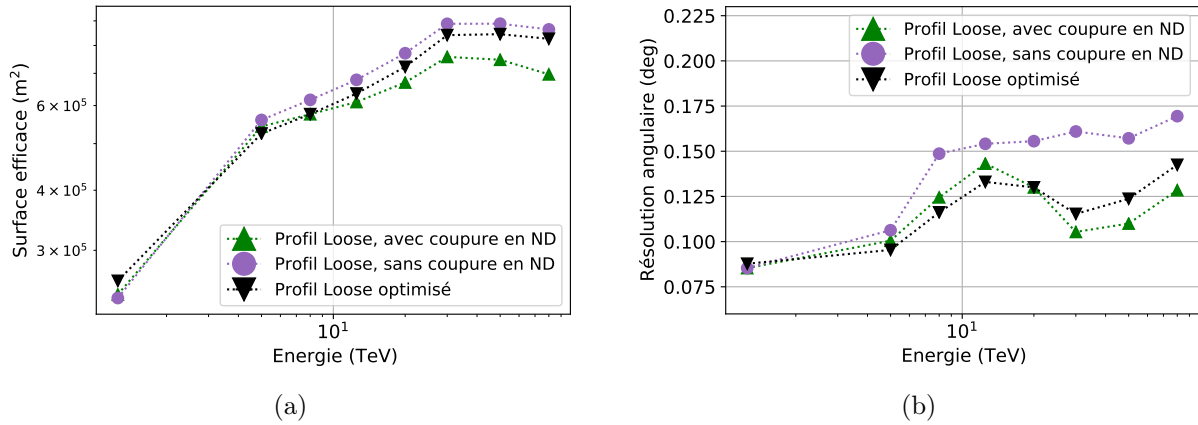


FIGURE A.5 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Loose (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 52° et un angle hors axe de 0.5° .

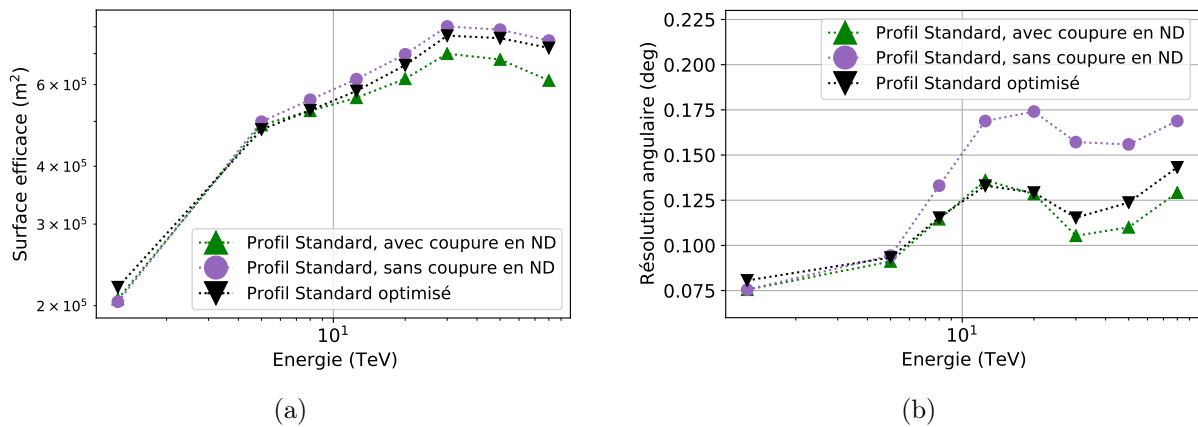


FIGURE A.6 – Surface efficace (a), résolution angulaire (b) en fonction de l'énergie pour le profil d'analyse Standard (en vert) et optimisé (en noir). Ces courbes ont été obtenues à l'aide de simulations MC à énergie fixe avec angle zénithal de 52° et un angle hors axe de 0.5° .

3 Analyse 3D de *GammaPy*

Westerlund 1 est une région d'émission γ très complexe localisée à proximité des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463. Afin de correctement prendre en compte son émission lors de l'analyse morphologique et spectrale de HESS J1640–465 et HESS J1641–463, nous avons utilisé la caractérisation de cette région effectuée par [Mohrmann et al. \(2021\)](#). Dans cette modélisation, l'émission de Westerlund I est décomposée en 6 sources possédant des morphologies et des spectres distincts. Les caractéristiques de ces sources sont explicitées dans le tableau A.9.

Source	Modèle	Ra ($^{\circ}$)	Dec ($^{\circ}$)	Extension σ/r_0 ($^{\circ}$)
A	Gaussienne	251.409 ± 0.016	-45.504 ± 0.012	0.094 ± 0.009
B	Gaussienne	251.769 ± 0.049	-46.405 ± 0.031	0.481 ± 0.019
C	Gaussienne asym	251.661 ± 0.008	-45.860 ± 0.012	0.985 ± 0.011
D	Disque	253.163 ± 0.017	-46.296 ± 0.013	0.414 ± 0.009
E	Disque	250.112 ± 0.018	-46.701 ± 0.020	0.424 ± 0.007
F	Gaussienne	252.267 ± 0.030	-46.035 ± 0.022	0.069 ± 0.015

Tableau A.9 – Noms, positions et extensions des multiples sources associées à l'émission de Westerlund I. Ces paramètres sont ceux utilisés pour prendre en compte l'émission de Westerlund I lors de l'analyse morphologique et spectrale au dessus de 600 GeV.

La carte en significativité ci-dessous montre la position et l'extension des différentes composantes de Westerlund I [Mohrmann et al. \(2021\)](#) :

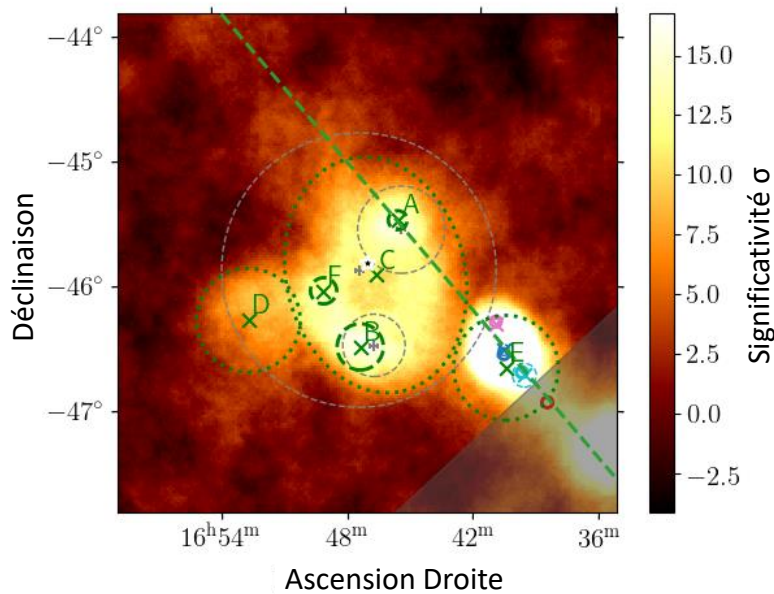


FIGURE A.7 – Carte en significativité illustrant la position et l'extension des différentes composantes de Westerlund I utilisées pour l'analyse *GammaPy* de cette région.

Les sources HESS J1634–472 et HESS J1632–478 sont deux sources étendues très brillantes localisées à proximité de HESS J1640–465 et HESS J1641–463. Le tableau A.10 présente la meilleure morphologie et le meilleur spectre de ces sources obtenue par *GammaPy*, utilisées lors de l’analyse des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463.

Source	Modèle	Ra (°)	Dec (°)	Extension σ/r_0 (°)
HESS J1634–472	Gaussienne	248.731 ± 0.020	-47.271 ± 0.015	0.274 ± 0.011
HESS J1632–478	Gaussienne asym.	248.132 ± 0.011	-47.772 ± 0.012	0.366 ± 0.008

Tableau A.10 – Meilleur ajustement de la position et de l’extension des sources HESS J1634–472 et HESS J1632–478. Ces paramètres sont ceux utilisés pour rendre compte de leur émission lors de l’analyse morphologique et spectrale au-dessus de 600 GeV.

Table des figures

I.1	Spectre en énergie des rayons cosmiques	12
I.2	Illustration du mécanisme de Fermi du second ordre.	14
I.3	Illustration du mécanisme de Fermi du premier ordre	17
I.4	Représentation schématique du rayonnement Bremsstrahlung.	19
I.5	Représentation schématique du rayonnement synchrotron	20
I.6	Représentation schématique de la diffusion Compton inverse.	21
II.1	Schéma d'un vestige de supernova	25
II.2	Schéma représentant la magnétosphère d'un pulsar	31
II.3	Echappement et formation des gerbes électromagnétiques au pôle d'un pulsar. . .	33
II.4	Schéma d'un système pulsar/PWN	36
II.5	Dynamique d'une PWN en interaction avec son SNR hôte	37
III.1	Le satellite GLAST lors de sa construction	42
III.2	Schéma de la structure du Large Area Telescope	44
III.3	Tour du trajectographe et schéma de la structure interne du trajectographe	45
III.4	Vue éclatée d'un module du calorimètre	46
III.5	Présentation de l'ACD et de ces tuiles	47
III.6	Surface efficace du <i>Fermi</i> -LAT	50
III.7	Dispersion en énergie et résolution angulaire du <i>Fermi</i> -LAT	52
III.8	Description d'une source dans le fichier XML	54
III.9	Incertitude sur la surface efficace du LAT en fonction de l'énergie	60
IV.1	Carte radio à 843 MHz de la source HESS J1640–465	64
IV.2	Carte radio à 843 MHz de la source HESS J1641–463	66
IV.3	Scénario leptonique d'accélération d'électrons/positrons dans une PWN	67
IV.4	Scénario hadronique d'accélération de rayons cosmiques dans un SNR	68
IV.5	Carte en TS résiduelle au-dessus de 1 GeV centrée sur HESS J1640–465	70
IV.6	Carte en TS au dessus 1 GeV et 10 GeV centrée sur HESS J1640–465	72
IV.7	Distribution spectrale en énergie de HESS J1640–465 entre 200 MeV et 1 TeV . .	75
IV.8	Distribution spectrale en énergie de HESS J1641–463 entre 200 MeV et 1 TeV . .	76
IV.9	Carte de photons X de <i>Chandra</i> entre 0.5 et 6 keV	77
IV.10	SED de HESS J1640–465 modélisée par un modèle de PWN dynamique	82
IV.11	Carte radio de la source HESS J1640–465 et du SNR G338.3–0.0	84
IV.12	Comparaison du spectre γ de la source HESS J1640–465 et RX J1713.7–3946 . .	85
IV.13	SED multi-longueur d'onde de HESS J1641–463	89
IV.14	Luminosité γ en fonction de l'énergie rotationnelle pour les pulsars de <i>Fermi</i> . . .	92
V.1	Représentation schématique du modèle de Heitler	99
V.2	Modélisation de gerbes atmosphériques initiées par un photon γ et un proton . .	102
V.3	Schéma du principe du rayonnement Tcherenkov	103

V.4	Formation de la tache Tcherenkov au sol	104
V.5	Seuil en énergie du réseau de télescope H.E.S.S. en fonction de l'angle zénithal . .	105
V.6	Évolution du nombre de particules dans des gerbes atmosphériques	106
V.7	Densité de lumière Tcherenkov de gerbes atmosphériques initiées après une longueur de radiation par un photon γ de 1 TeV au zénith	107
V.8	Télescope de la phase I de H.E.S.S. et schéma de l'optique Davies-Cotton	110
V.9	Caméra des petits télescopes et schéma d'un cône de Winston	112
V.10	Photo de CT5 et de sa caméra	113
V.11	Définition des paramètres géométriques de Hillas.	115
V.12	Principe de reconstruction par stéréoscopie	116
V.13	Image dans une caméra d'une gerbe engendrée par un γ et son ajustement par Model++	119
V.14	Profil de vraisemblance pour l'ajustement des paramètres fournis par Model++ .	119
V.15	Distribution des valeurs de MSSG sur des simulations de photons γ et de hadrons.	121
V.16	Distribution de significativité sur une région centrée sur la nébuleuse du Crabe . .	125
V.17	Schémas des différentes méthodes d'extraction du signal dans H.E.S.S.	128
V.18	Surface efficace en fonction de l'énergie de Model++ et de Hillas	129
V.19	Comparaison des résolutions angulaires et énergétique de Model++ et de Hillas .	131
VI.1	Distance du pied de gerbe et distance nominale en fonction de l'énergie	134
VI.2	Application de la reconstruction géométrique de Hillas	135
VI.3	Caractéristique des reconstructions d'un photon de 500 GeV	137
VI.4	Caractéristique des reconstructions d'un photon de 20 TeV	138
VI.5	Diagramme de sélection des événements.	139
VI.6	Gain de statistique sur MC apporté par l'ajout des événements possédant une grande ND	139
VI.7	Caractéristique des reconstructions d'un photon de 20 TeV sans coupure en ND .	140
VI.8	Performance du profil Faint avec et sans coupure en ND pour $z_a=18^\circ$	141
VI.9	Distribution de <i>direction error</i> pour les γ pour des photons de 0.5 TeV et 20 TeV	142
VI.10	Performance du profil Faint avec et sans coupure en ND pour $z_a=52^\circ$	142
VI.11	Distribution de la MSSG pour $E=1.25, 20$ TeV avec et sans coupure en ND	145
VI.12	Distribution de l'amplitude des images pour des photons de 20 TeV, $z_a=18^\circ$ avec et sans coupure en ND	146
VI.13	Histogramme en θ^2 des <i>gamma-like</i> de la source HESS J1640–465	147
VI.14	Surface efficace et résolution angulaire du profil Faint optimisé	149
VI.15	Résolution en énergie et biais du profil Faint optimisé	150
VI.16	Cartes de significativité et de γ obtenues à l'aide de l'ACM	152
VI.17	Cartes de significativité et de γ obtenues à l'aide de l'ACM	152
VI.18	Évolution de la significativité en fonction de la MSSG et de <i>NSBGoodness</i> pour HESS J1641–463 et pour la nébuleuse du Crabe.	154
VI.19	Surface efficace et résolution angulaire pour le profil optimisé pour $E>5$ TeV . . .	155
VI.20	Résolution et biais en énergie pour le profil optimisé pour $E>5$ TeV	156
VII.1	Distribution de l'angle zénithal pour les 400 observations contenant HESS J1640–465	162
VII.2	Taux de fond hadronique en fonction de l'énergie	163
VII.3	Carte de significativité et d'exclusion centrée sur la source HESS J1640–465 . . .	165
VII.4	Distributions de la norme et du <i>tilt</i> après ajustement. Distribution de significativité sans et avec le masque d'exclusion	166
VII.5	SED de HESS J1640–465 entre 600 GeV et 100 TeV	173

VII.6	SED de la nouvelle source PNM 4041 entre 600 GeV et 100 TeV	174
VII.7	SED de HESS J1641–463 entre 600 GeV et 100 TeV	175
VII.8	Cartes de résidus de la région de $5^\circ \times 5^\circ$ centrée sur PNM 4041	176
VII.9	Carte radio de MOST centrée sur PNM 4041	177
VII.10	SED de HESS J1641–463 (a) et de PNM 4041 (b) en utilisant une indice spectral de 2.0.	178
VII.11	Carte radio de MOST centrée sur HESS J1640–465	179
A.1	Surface efficace et résolution angulaire pour les profils Faint et optimisé, $z_a=18^\circ$	iv
A.2	Surface efficace et résolution angulaire pour le profil Loose et optimisé, $z_a=18^\circ$	v
A.3	Surface efficace et résolution angulaire pour le profil Standard et optimisé, $z_a=18^\circ$	v
A.4	Surface efficace et résolution angulaire pour le profil Faint et optimisé, $z_a=52^\circ$	v
A.5	Surface efficace et résolution angulaire pour le profil Loose et optimisé, $z_a=52^\circ$	vi
A.6	Surface efficace et résolution angulaire pour le profil Standard et optimisé, $z_a=52^\circ$	vi
A.7	Carte en significativité illustrant la position et l’extension des différentes composantes de Westerlund I	vii

Liste des tableaux

IV.1	Paramètres utilisés pour l’analyse des sources HESS J1640–465 et HESS J16401–463.	69
IV.2	Caractéristique des sources trouvées par <i>Fermipy</i> dans la région de HESS J1640–465	71
IV.3	Modèles spatiaux pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463, $E>1$ GeV	73
IV.4	Comparaisons des différentes combinaisons de modèles spectraux	74
IV.5	Valeurs des paramètres du modèle de PWN pour HESS J1640–465	81
IV.6	Propriétés physique de HESS J1640–465 prédites par le modèle de PWN	81
V.1	Paramètres des différents profils d’analyse de Model++	123
VI.1	Analyse Faint avec et sans la coupure en ND de la source HESS J1640–465	143
VI.2	Analyse Faint avec et sans la coupure en ND de la nébuleuse du Crabe	143
VI.3	Paramètres modifiés pour l’optimisation des profils d’analyse de Model++.	148
VI.4	Analyse Faint optimisé de la source HESS J1640–465	149
VI.5	Analyse Faint optimisé de la nébuleuse du Crabe	149
VI.6	Intervalles des paramètres explorés pour l’optimisation $E>5$ TeV	153
VI.7	Valeurs des paramètres optimisés pour l’analyse HE au-dessus de 5 TeV	154
VI.8	Analyse réalisée au-dessus de 5 TeV avec le profil optimisé de HESS J1641–463	154
VI.9	Analyse réalisée au-dessus de 5 TeV avec le profil optimisé de la nébuleuse du Crabe	155
VII.1	Paramètres utilisés pour l’analyse <i>GammaPy</i> des sources HESS J1640–465 et HESS J1641–463	164
VII.2	Caractéristiques des sources présentes à 5° la source HESS J1641–463	164
VII.3	Comparatif des différents modèles spatiaux testés au-dessus de 5 TeV pour HESS J1640–465 et HESS J1641–463	168
VII.4	Modèle morphologique des sources HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041, $E>5$ TeV	168

VII.5	Comparatif des différents modèles spatiaux testés pour $E > 600$ GeV pour HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041	169
VII.6	Comparatif entre le meilleur modèle morphologique de H.E.S.S et le meilleur modèle morphologique déterminé à l’aide de <i>GammaPy</i> pour HESS J1640–465, HESS J1641–463 et PNM 4041 pour $E > 600$ GeV	170
VII.7	Paramètres morphologiques déterminés avec <i>GammaPy</i> , $E > 600$ GeV	170
VII.8	Comparaisons des différentes modèles spectraux au-dessus de 600 GeV	171
VII.9	Comparaisons des différents couples d’indices spectraux utilisés pour représenter l’émission γ de PNM 4041 et HESS J1641–463.	176
A.1	Valeurs observée et prédite par le modèle de PWN pour HESS J1640–465	i
A.2	Tableau des paramètres des différents profils d’analyse de Model++	ii
A.3	Analyse Faint avec et sans la coupure en ND sur HESS J1640–465	ii
A.4	Analyse Standard avec et sans la coupure en ND sur HESS J1640–465	ii
A.5	Analyse Loose avec et sans la coupure en ND sur HESS J1640–465	iii
A.6	Analyse Faint avec et sans la coupure en ND sur la Nébuleuse du Crabe	iii
A.7	Analyse Standard avec et sans la coupure en ND sur la Nébuleuse du Crabe	iii
A.8	Analyse Loose avec et sans la coupure en ND sur la Nébuleuse du Crabe	iv
A.9	Caractéristiques morphologiques de la région Westerlund I	vii
A.10	Position et extension de HESS J1634–472 et HESS J1632–478	viii

Bibliographie

- Abdalla, H., Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2018, *A&A*, 612, A6, doi : [10.1051/0004-6361/201629790](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629790)
- Abdalla, H., Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2018, *A&A*, 612, A2, doi : [10.1051/0004-6361/201629377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629377)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 193, doi : [10.1016/j.astropartphys.2009.08.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.08.002)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *apJ*, 720, 435, doi : [10.1088/0004-637X/720/1/435](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/435)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *apJ*, 734, 28, doi : [10.1088/0004-637X/734/1/28](https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/1/28)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *apJ*, 734, 28, doi : [10.1088/0004-637X/734/1/28](https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/1/28)
- Abdo, A. A., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *apJ Supplement Series*, 208, 17, doi : [10.1088/0067-0049/208/2/17](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/17)
- Abdollahi, S., Acero, F., Ackermann, M., et al. 2020, *apJ Supplement Series*, 247, 33, doi : [10.3847/1538-4365/ab6bcb](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6bcb)
- Abramowski, A., Aharonian, F., Benkhali, F. A., et al. 2014a, *MNRAS*, 439, 2828, doi : [10.1093/mnras/stu139](https://doi.org/10.1093/mnras/stu139)
- Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., et al. 2014b, *apJ*, 794, L1, doi : [10.1088/2041-8205/794/1/L1](https://doi.org/10.1088/2041-8205/794/1/L1)
- Abramowski, A., Aharonian, F., Benkhali, F. A., et al. 2016, *Nature*, 531, 476, doi : [10.1038/nature17147](https://doi.org/10.1038/nature17147)
- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, *apJs*, 218, 23, doi : [10.1088/0067-0049/218/2/23](https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/23)
- . 2016, *apJs*, 223, 26, doi : [10.3847/0067-0049/223/2/26](https://doi.org/10.3847/0067-0049/223/2/26)
- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016, *apJ Supplement Series*, 224, 8, doi : [10.3847/0067-0049/224/1/8](https://doi.org/10.3847/0067-0049/224/1/8)

- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, *apJs*, 203, 4, doi : [10.1088/0067-0049/203/1/4](https://doi.org/10.1088/0067-0049/203/1/4)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *apJ*, 636, 777, doi : [10.1086/498013](https://doi.org/10.1086/498013)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 457, 899, doi : [10.1051/0004-6361:20065351](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065351)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *apJ*, 636, 777, doi : [10.1086/498013](https://doi.org/10.1086/498013)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., de Almeida, U. B., et al. 2009, *apJ*, 692, 1500, doi : [10.1088/0004-637X/692/2/1500](https://doi.org/10.1088/0004-637X/692/2/1500)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2011, *A&A*, 531, C1, doi : [10.1051/0004-6361/20066381e](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20066381e)
- Ahnen, M. L., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2017, *MNRAS*, 472, 2956, doi : [10.1093/mnras/stx2079](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2079)
- Ajello, M., Angioni, R., Axelsson, M., et al. 2020, *apJ*, 892, 105, doi : [10.3847/1538-4357/ab791e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab791e)
- Akaike, H. 1974, *IEEE Transactions on Automatic Control*, 19, 716
- Archibald, R. F., Gotthelf, E. V., Ferdman, R. D., et al. 2016, *apJ*, 819, L16, doi : [10.3847/2041-8205/819/1/L16](https://doi.org/10.3847/2041-8205/819/1/L16)
- Ashton, T., Backes, M., Balzer, A., et al. 2020, *Astroparticle Physics*, 118, 102425, doi : [10.1016/j.astropartphys.2019.102425](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.102425)
- Atwood, W., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, arXiv e-prints, arXiv :1303.3514. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1303.3514A/abstract>
- Atwood, W. B., & GLAST Collaboration. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 342, 302, doi : [10.1016/0168-9002\(94\)91444-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91444-3)
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *apJ*, 697, 1071, doi : [10.1088/0004-637X/697/2/1071](https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1071)
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1977, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 11, *International Cosmic Ray Conference*, 132
- Baade, W., & Zwicky, F. 1934, *Physical Review*, 46, 76, doi : [10.1103/PhysRev.46.76.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.46.76.2)
- Ballet, J., Burnett, T. H., Digel, S. W., & Lott, B. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2005.11208. <https://arxiv.org/abs/2005.11208>
- Balzer, A., Fülling, M., Hofverberg, P., & Parsons, R. D. 2015, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 664, *Journal of Physics Conference Series*, 082002, doi : [10.1088/1742-6596/664/8/082002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/664/8/082002)
- Beilicke, M., de Naurois, M., Raue, M., Rowell, G., & Schlenker, S. 2005, 4, 147. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ICRC....4..147B>
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147, doi : [10.1093/mnras/182.2.147](https://doi.org/10.1093/mnras/182.2.147)

- Benbow, W. 2005
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219, doi : [10.1051/0004-6361:20066674](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066674)
- Blandford, R. D., & Romani, R. W. 1988, *MNRAS*, 234, 57P, doi : [10.1093/mnras/234.1.57P](https://doi.org/10.1093/mnras/234.1.57P)
- Blondin, J. M., Chevalier, R. A., & Frierson, D. M. 2001, *apJ*, 563, 806, doi : [10.1086/324042](https://doi.org/10.1086/324042)
- Bolmont, J., Corona, P., Gauron, P., et al. 2014, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 761, 46, doi : [10.1016/j.nima.2014.05.093](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.093)
- Bothe, W., & Kolhörster, W. 1929, *Zeitschrift für Physik*, 56, 751, doi : [10.1007/BF01340137](https://doi.org/10.1007/BF01340137)
- Bregeon, J., Compin, M., Rivoire, S., Sanguillon, M., & Vasileiadis, G. 2016, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 819, 60, doi : [10.1016/j.nima.2016.02.087](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.087)
- Briggs, M. S., Paciesas, W. S., Pendleton, G. N., et al. 1996, *apJ*, 459, 40, doi : [10.1086/176867](https://doi.org/10.1086/176867)
- Bruel, P., & Fermi-LAT Collaboration. 2012, 404, 012033, doi : [10.1088/1742-6596/404/1/012033](https://doi.org/10.1088/1742-6596/404/1/012033)
- Bucciantini, N., Arons, J., & Amato, E. 2011, *MNRAS*, 410, 381, doi : [10.1111/j.1365-2966.2010.17449.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17449.x)
- Casandjian, J.-M., & Grenier, I. 2009, arXiv e-prints, 0912, arXiv :0912.3478. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009arXiv0912.3478C>
- Castelletti, G., Giacani, E., Dubner, G., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 536, A98, doi : [10.1051/0004-6361/201117516](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117516)
- Celli, S., Morlino, G., Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2019, *MNRAS*, 487, 3199, doi : [10.1093/mnras/stz1425](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1425)
- Cerutti, B., & Beloborodov, A. M. 2017, *Space Sci. Rev.*, 207, 111, doi : [10.1007/s11214-016-0315-7](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0315-7)
- Chandrasekhar, S. 1935, *MNRAS*, 95, 207, doi : [10.1093/mnras/95.3.207](https://doi.org/10.1093/mnras/95.3.207)
- Chevalier, R. A. 1977, *ARA&A*, 15, 175, doi : [10.1146/annurev.aa.15.090177.001135](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.15.090177.001135)
- Chevalier, R. A. 2005, *apJ*, 619, 839, doi : [10.1086/426584](https://doi.org/10.1086/426584)
- Chevalier, R. A., & Klein, R. I. 1977, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 9, 317
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, *apJ*, 334, 252, doi : [10.1086/166834](https://doi.org/10.1086/166834)
- Clark, C. J., Wu, J., Pletsch, H. J., et al. 2017, *apJ*, 834, 106, doi : [10.3847/1538-4357/834/2/106](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/106)
- Commichau, S. C., Biland, A., Contreras, J. L., et al. 2008, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 595, 572, doi : [10.1016/j.nima.2008.07.144](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.144)
- Conrad, J., Cohen-Tanugi, J., & Strigari, L. E. 2015, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 121, 1104, doi : [10.1134/S1063776115130099](https://doi.org/10.1134/S1063776115130099)

- Cornils, R., Bernlöhner, K., Heinzemann, G., Hofmann, W., & Panter, M. 2005, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC29), Volume 5, 171
- Cornils, R., Gillessen, S., Jung, I., et al. 2003, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, International Cosmic Ray Conference, 2875
- Cox, D. P., & Franco, J. 1981, *apJ*, 251, 687, doi : [10.1086/159514](https://doi.org/10.1086/159514)
- Cristofari, P., Gabici, S., Casanova, S., Terrier, R., & Parizot, E. 2013, *MNRAS*, 434, 2748, doi : [10.1093/mnras/stt1096](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1096)
- Davies, B., de La Fuente, D., Najarro, F., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 1860, doi : [10.1111/j.1365-2966.2011.19840.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19840.x)
- Davies, J. M., & Cotton, E. S. 1957, *Solar Energy*, 1, 16, doi : [10.1016/0038-092X\(57\)90116-0](https://doi.org/10.1016/0038-092X(57)90116-0)
- De Naurois, M. 2000, Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004261>
- . 2012, Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00687872>
- de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231, doi : [10.1016/j.astropartphys.2009.09.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.09.001)
- de Palma, F., Brandt, T. J., Johannesson, G., & Tibaldo, L. 2013, arXiv e-prints, 1304, arXiv :1304.1395. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1304.1395D>
- de Wilt, P., Rowell, G., Walsh, A. J., et al. 2017, *MNRAS*, 468, 2093, doi : [10.1093/mnras/stx369](https://doi.org/10.1093/mnras/stx369)
- Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., et al. 2006, *Nature*, 439, 45, doi : [10.1038/nature04364](https://doi.org/10.1038/nature04364)
- Elder, F. R., Gurewitsch, A. M., Langmuir, R. V., & Pollock, H. C. 1947, *Physical Review*, 71, 829, doi : [10.1103/PhysRev.71.829.5](https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.829.5)
- Esposito, J. A., Bertsch, D. L., Chen, A. W., et al. 1999, *apJ Supplement Series*, 123, 203, doi : [10.1086/313227](https://doi.org/10.1086/313227)
- Fazio, G. G., Helmken, H. F., O'Mongain, E., & Weekes, T. C. 1972, *apJ*, 175, L117, doi : [10.1086/180998](https://doi.org/10.1086/180998)
- Feenberg, E., & Primakoff, H. 1948, *Physical Review*, 73, 449, doi : [10.1103/PhysRev.73.449](https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.449)
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169, doi : [10.1103/PhysRev.75.1169](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169)
- Fichtel, C. E., Bertsch, D. L., Dings, B., et al. 1993, *Advances in Space Research*, 13, 637, doi : [10.1016/0273-1177\(93\)90175-B](https://doi.org/10.1016/0273-1177(93)90175-B)
- Fixsen, D. J. 2009, *apJ*, 707, 916, doi : [10.1088/0004-637X/707/2/916](https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916)
- Funk, S., Hinton, J. A., Pühlhofer, G., et al. 2007, *apJ*, 662, 517, doi : [10.1086/516567](https://doi.org/10.1086/516567)
- Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., et al. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 285, doi : [10.1016/j.astropartphys.2004.08.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.08.001)
- Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2014, *MNRAS*, 445, L70, doi : [10.1093/mnrasl/slu132](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slu132)

- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Casanova, S. 2009, MNRAS, 396, 1629, doi : [10.1111/j.1365-2966.2009.14832.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14832.x)
- Gaensler, B. M., & Slane, P. O. 2006, ARA&A, 44, 17, doi : [10.1146/annurev.astro.44.051905.092528](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092528)
- Gaensler, B. M., & Slane, P. O. 2006, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 44, 17, doi : [10.1146/annurev.astro.44.051905.092528](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092528)
- Geiger, H., & Müller, W. 1928, Naturwissenschaften, 16, 617, doi : [10.1007/BF01494093](https://doi.org/10.1007/BF01494093)
- Gelfand, J. D. 2017, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 446, Modelling Pulsar Wind Nebulae, ed. D. F. Torres, 161, doi : [10.1007/978-3-319-63031-1_8](https://doi.org/10.1007/978-3-319-63031-1_8)
- Gelfand, J. D., Slane, P. O., & Temim, T. 2015, apJ, 807, 30, doi : [10.1088/0004-637X/807/1/30](https://doi.org/10.1088/0004-637X/807/1/30)
- Gelfand, J. D., Slane, P. O., & Zhang, W. 2009, apJ, 703, 2051, doi : [10.1088/0004-637X/703/2/2051](https://doi.org/10.1088/0004-637X/703/2/2051)
- Giavitto, G., Bonnefoy, S., Ashton, T., et al. 2017, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 301, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), 805, doi : [10.22323/1.301.0805](https://doi.org/10.22323/1.301.0805)
- Giebels, B., Bazer-Bachi, R., Bergeret, H., et al. 1998, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 412, 329, doi : [10.1016/S0168-9002\(98\)00463-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00463-X)
- Gillessen, S. 2002, Note interne de la collaboration H.E.S.S.
- Ginzburg, V. L., & Syrovatskii, S. I. 1964, Soviet Ast., 8, 342
- Goldreich, P., & Julian, W. H. 1969, apJ, 157, 869, doi : [10.1086/150119](https://doi.org/10.1086/150119)
- Gotthelf, E. V., Tomsick, J. A., Halpern, J. P., et al. 2014, apJ, 788, 155, doi : [10.1088/0004-637X/788/2/155](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/2/155)
- Greisen, K. 1966, Phys. Rev. Lett., 16, 748, doi : [10.1103/PhysRevLett.16.748](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748)
- Grondin, M.-H., Funk, S., Lemoine-Goumard, M., et al. 2011, apJ, 738, 42, doi : [10.1088/0004-637X/738/1/42](https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/1/42)
- Guy, J. 2003, Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003488>
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, apJ, 622, 759, doi : [10.1086/427976](https://doi.org/10.1086/427976)
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, A&A, 612, A2, doi : [10.1051/0004-6361/201629377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629377)
- Harding, A. K., Contopoulos, I., & Kazanas, D. 1999, apJl, 525, L125, doi : [10.1086/312339](https://doi.org/10.1086/312339)
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., et al. 1992, 3137. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1992NASCP3137..116H>
- Haverkorn, M., Gaensler, B. M., McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., & Green, A. J. 2006, apJ Supplement Series, 167, 230, doi : [10.1086/508467](https://doi.org/10.1086/508467)
- Hayakawa, S. 1952, Progress of Theoretical Physics, 8, 571, doi : [10.1143/ptp/8.5.571](https://doi.org/10.1143/ptp/8.5.571)

- Heitler, W. 1954, Quantum theory of radiation
- Helene, O. 1983, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 212, 319, doi : [10.1016/0167-5087\(83\)90709-3](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90709-3)
- Hess, V. 1912, arXiv e-prints, arXiv :1808.02927. <https://arxiv.org/abs/1808.02927>
- H.E.S.S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, A&A, 612, A2, doi : [10.1051/0004-6361/201629377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629377)
- Hillas, A. M. 1985, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, 19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 3, 445
- Hinton, J. A., & HESS Collaboration. 2004, New A Rev., 48, 331, doi : [10.1016/j.newar.2003.12.004](https://doi.org/10.1016/j.newar.2003.12.004)
- Hofmann, W. 1997, Davies-Cotton vs Parabolic Mirrors for H.E.S.S. and the Influence of Title Size, Note interne de la collaboration H.E.S.S.
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2012, apJ, 744, 71, doi : [10.1088/0004-637X/744/1/71](https://doi.org/10.1088/0004-637X/744/1/71)
- James, F., & Roos, M. 1975, Computer Physics Communications, 10, 343, doi : [10.1016/0010-4655\(75\)90039-9](https://doi.org/10.1016/0010-4655(75)90039-9)
- Johnston, S., Smith, D. A., Karastergiou, A., & Kramer, M. 2020, MNRAS, 497, 1957, doi : [10.1093/mnras/staa2110](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2110)
- Katz, B., & Waxman, E. 2008, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 01, 018, doi : [10.1088/1475-7516/2008/01/018](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2008/01/018)
- Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, apJ, 283, 694, doi : [10.1086/162356](https://doi.org/10.1086/162356)
- Kerr, M. 2011, apJ, 732, 38, doi : [10.1088/0004-637X/732/1/38](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/1/38)
- Kissmann, R., Reimer, O., & Niederwanger, F. 2017, in Proceedings of the 7th International Fermi Symposium, 146
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, apJl, 182, L85, doi : [10.1086/181225](https://doi.org/10.1086/181225)
- Klepser, S., Carrigan, S., de Oña Wilhelmi, E., et al. 2013, arXiv e-prints, arXiv :1307.7905. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1307.7905K/abstract>
- Lau, J. C., Rowell, G., Burton, M. G., et al. 2017, MNRAS, 464, 3757, doi : [10.1093/mnras/stw2692](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2692)
- Le Bohec, S., Degrange, B., Punch, M., et al. 1998a, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416, 425, doi : [10.1016/S0168-9002\(98\)00750-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00750-5)
- . 1998b, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416, 425, doi : [10.1016/S0168-9002\(98\)00750-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00750-5)
- Lefaucheur, J., Deil, C., Donath, A., et al. 2020, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 522, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVII, ed. P. Ballester, J. Ibsen, M. Solar, & K. Shortridge, 525

- Lemiere, A., Slane, P., Gaensler, B. M., & Murray, S. 2009, *apJ*, 706, 1269, doi : [10.1088/0004-637X/706/2/1269](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/2/1269)
- Lemoine-Goumard, M., Grondin, M.-H., Acero, F., et al. 2014, *apJ*, 794, L16, doi : [10.1088/2041-8205/794/1/L16](https://doi.org/10.1088/2041-8205/794/1/L16)
- Levenberg, K. 1944, *Quart. Appl. Math.*, 2, 164
- Li, T. P., & Ma, Y. Q. 1983, *apJ*, 272, 317, doi : [10.1086/161295](https://doi.org/10.1086/161295)
- Linsley, J. 1985, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, 19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 7, 163–166
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*
- Lorimer, D. R., & Kramer, M. 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy*, Vol. 4
- Lyne, A., Graham-Smith, F., Weltevrede, P., et al. 2013, *Science*, 342, 598, doi : [10.1126/science.1243254](https://doi.org/10.1126/science.1243254)
- Maier, G. 2019, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 36, 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019), 733. <https://arxiv.org/abs/1907.08171>
- Malkov, M. A., & Drury, L. O. 2001, *Reports on Progress in Physics*, 64, 429, doi : [10.1088/0034-4885/64/4/201](https://doi.org/10.1088/0034-4885/64/4/201)
- Manchester, R. N., & Taylor, J. H. 1977, *Pulsars*
- Mares, A., Lemoine-Goumard, M., Acero, F., et al. 2021, *apJ*, 912, 158, doi : [10.3847/1538-4357/abef62](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abef62)
- Marquardt, D. 1963, *SIAM J. Appl. Math*
- Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1996, *apJ*, 461, 396, doi : [10.1086/177068](https://doi.org/10.1086/177068)
- Melatos, A. 1997, *MNRAS*, 288, 1049, doi : [10.1093/mnras/288.4.1049](https://doi.org/10.1093/mnras/288.4.1049)
- Millikan, R. A. 1925, *Nature*, 116, 823, doi : [10.1038/116823a0](https://doi.org/10.1038/116823a0)
- Mohrmann, L., Specovius, A., Rauth, R., et al. 2021, *arXiv e-prints*, arXiv :2108.03003. <https://arxiv.org/abs/2108.03003>
- Mohrmann, L., Specovius, A., Tiziani, D., et al. 2019, *A&A*, 632, A72, doi : [10.1051/0004-6361/201936452](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936452)
- Moiseev, A. A., Ormes, J. F., Hartman, R. C., et al. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 275, doi : [10.1016/j.astropartphys.2004.07.008](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.07.008)
- Molière, G. 1947, *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 2, 133, doi : [10.1515/zna-1947-0302](https://doi.org/10.1515/zna-1947-0302)
- Moskalenko, I., Johannesson, G., Orlando, E., Porter, T., & Strong, A. W. 2017, 35, 279. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017ICRC...35..279M>
- Oppenheimer, J. R., & Volkoff, G. M. 1939, *Physical Review*, 55, 374, doi : [10.1103/PhysRev.55.374](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.374)
- Pacini, F., & Salvati, M. 1973, *apJ*, 186, 249, doi : [10.1086/152495](https://doi.org/10.1086/152495)

- Pedaletti, G., de Oña Wilhelmi, E., Torres, D. F., & Natale, G. 2015, *Journal of High Energy Astrophysics*, 5, 15, doi : [10.1016/j.jheap.2014.12.001](https://doi.org/10.1016/j.jheap.2014.12.001)
- Pletsch, H. J., & Clark, C. J. 2014, *apJ*, 795, 75
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., & Strong, A. W. 2006, *apJ*, 648, L29, doi : [10.1086/507770](https://doi.org/10.1086/507770)
- Porter, T. A., & Strong, A. W. 2005, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 4, 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC29), Volume 4, 77. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507119>
- Reynolds, S. P., & Chevalier, R. A. 1984, *apJ*, 278, 630, doi : [10.1086/161831](https://doi.org/10.1086/161831)
- Rochester, L., Usher, T., Johnson, R. P., & Atwood, B. 2010, arXiv e-prints, arXiv :1001.5005. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010arXiv1001.5005R/abstract>
- Rolke, W. A., López, A. M., & Conrad, J. 2005, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551, 493, doi : [10.1016/j.nima.2005.05.068](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.068)
- Romani, R. W., & Watters, K. P. 2010, *apJ*, 714, 810, doi : [10.1088/0004-637X/714/1/810](https://doi.org/10.1088/0004-637X/714/1/810)
- Rudak, B., Dyks, J., & Bulik, T. 2002, in *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, ed. W. Becker, H. Lesch, & J. Trümper, 142. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206101>
- Saz Parkinson, P. M. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1112, *Science with the New Generation of High Energy Gamma-ray Experiments*, ed. D. Bastieri & R. Rando, 79–88, doi : [10.1063/1.3125794](https://doi.org/10.1063/1.3125794)
- Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*
- Shaver, P. A., & Goss, W. M. 1970, *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 14, 77
- Slane, P., Castro, D., Funk, S., et al. 2010, *apJ*, 720, 266, doi : [10.1088/0004-637X/720/1/266](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/266)
- Slane, P., Gaensler, B., Helfand, D., Reynolds, S., & Temim, T. 2008, *Probing the Spectral Breaks in 3C 58*, Spitzer Proposal
- Smith, D. A., Bruel, P., Cognard, I., et al. 2019, *apJ*, 871, 78, doi : [10.3847/1538-4357/aaf57d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf57d)
- Strong, A. W., Porter, T. A., Digel, S. W., et al. 2010, *apJL*, 722, L58, doi : [10.1088/2041-8205/722/1/L58](https://doi.org/10.1088/2041-8205/722/1/L58)
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *apJ*, 724, 1044, doi : [10.1088/0004-637X/724/2/1044](https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/2/1044)
- Supan, L., Supanitsky, A. D., & Castelletti, G. 2016, *A&A*, 589, A51, doi : [10.1051/0004-6361/201527962](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527962)
- Swordy, S. P. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 85, doi : [10.1023/A:1013828611730](https://doi.org/10.1023/A:1013828611730)
- Tanaka, S. J., & Takahara, F. 2011, *apJ*, 741, 40, doi : [10.1088/0004-637X/741/1/40](https://doi.org/10.1088/0004-637X/741/1/40)
- Tang, Y., Yang, C., Zhang, L., & Wang, J. 2015, *apJ*, 812, 32, doi : [10.1088/0004-637X/812/1/32](https://doi.org/10.1088/0004-637X/812/1/32)

- Taylor, G. 1950, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 201, 159, doi : [10.1098/rspa.1950.0049](https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0049)
- Torres, D. F., Cillis, A., Martín, J., & de Oña Wilhelmi, E. 2014, Journal of High Energy Astrophysics, 1, 31, doi : [10.1016/j.jheap.2014.02.001](https://doi.org/10.1016/j.jheap.2014.02.001)
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, apJs, 120, 299, doi : [10.1086/313176](https://doi.org/10.1086/313176)
- Uchiyama, Y., Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H., & Tanaka, T. 2010, apJ, 723, L122, doi : [10.1088/2041-8205/723/1/L122](https://doi.org/10.1088/2041-8205/723/1/L122)
- van der Swaluw, E. 2004, in 35th COSPAR Scientific Assembly, Vol. 35, 2787
- Vincent, P., Denanca, J. P., Huppert, J. F., et al. 2003, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, International Cosmic Ray Conference, 2887
- Weekes, T., Cawley, M. F., Fegan, D., et al. 1989a, apJ, 342, 379, doi : [10.1086/167599](https://doi.org/10.1086/167599)
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989b, apJ, 342, 379, doi : [10.1086/167599](https://doi.org/10.1086/167599)
- Whiteoak, J. B. Z., & Green, A. J. 1996, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 118, 329. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996A%26AS..118..329W/abstract>
- Wood, M., Caputo, R., Charles, E., et al. 2017, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), 301, 824. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ICRC...35..824W/abstract>
- Xin, Y.-L., Liao, N.-H., Guo, X.-L., et al. 2018, apJ, 867, 55, doi : [10.3847/1538-4357/aae313](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae313)
- Zabalza, V. 2015, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 922. <https://arxiv.org/abs/1509.03319>
- Zatsepin, G. T., & Kuz'min, V. A. 1966, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 4, 78
- Zhu, B.-T., Zhang, L., & Fang, J. 2018, A&A, 609, A110, doi : [10.1051/0004-6361/201629108](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629108)
- Zirakashvili, V., & Ptuskin, V. 2008, apJ, 678, 939, doi : [10.1086/529580](https://doi.org/10.1086/529580)
- Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F. A. 2010, apJ, 708, 965, doi : [10.1088/0004-637X/708/2/965](https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/2/965)
- Čerenkov, P. A. 1934, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 2, 451

Résumé : L'émergence de l'astronomie γ a permis d'approfondir nos connaissances sur l'origine des rayons cosmiques et sur les mécanismes responsables de leur accélération. Malgré les preuves observationnelles qui montrent que les vestiges de supernovæ et les nébuleuses à vent de pulsars sont des accélérateurs d'électrons efficaces, les traces de l'accélération des protons, composant 90% des rayons cosmiques, se font beaucoup plus rares.

Cette thèse présente l'analyse des sources HESS J1640–465 et du candidat PeVatron HESS J1641–463 en utilisant les données au GeV du satellite *Fermi* afin de contraindre les processus d'émission et la nature de ces sources. Cette analyse a révélé que leurs émissions multi-longueur d'onde sont très bien modélisées par des systèmes composés d'un pulsar et de sa nébuleuse, dans lesquels des électrons de haute énergie diffusent sur les champs de photons ambiants par diffusion Compton inverse. En revanche, l'analyse complémentaire des données du réseau de télescopes Tcherenkov H.E.S.S. fournit des arguments en faveur d'un scénario auto-consistant dans lequel l'émission au TeV des deux sources est produite par l'interaction de protons de haute énergie avec des nuages moléculaires. Ce scénario explique à lui seul le spectre γ très dur de HESS J1641–463 au TeV, ainsi que celui d'une nouvelle source détectée en coïncidence avec un nuage moléculaire liant ces sources : PNM 4041.

Dans le cadre de l'étude du candidat PeVatron HESS J1641–463, une amélioration de la chaîne d'analyse Model++ de H.E.S.S a également été développée. La récupération des images de gerbes électromagnétiques coupées, non considérées jusqu'à présent, permet d'améliorer la surface efficace de tous les profils d'analyse de Model++ tout en conservant une résolution angulaire inférieure à 0.1° jusqu'à 50 TeV. En modifiant légèrement les valeurs des paramètres utilisés dans Model++, la récupération de ces événements améliore la significativité, le nombre de photons γ et le ratio signal sur bruit quel que soit l'angle zénithal des sources observées. Une optimisation dédiée à la haute énergie a été réalisée dans le but de maximiser la significativité de sources au-dessus de 5 TeV pour la recherche et l'étude de PeVatrons galactiques. Cette optimisation améliore la surface efficace de plus de 85% à 80 TeV à faible angle zénithal par rapport au profil Faint de H.E.S.S., tout en conservant une très bonne résolution angulaire et énergétique.

Mots-clés : Astronomie γ , *Fermi*, H.E.S.S., vestiges de supernovæ, HESS J1640–465, HESS J1641–463.

Abstract: The emergence of γ -ray astronomy has deepened our understanding of the origin of cosmic rays and the mechanisms responsible for their acceleration. Despite observational evidences that supernova remnants and pulsar wind nebulae are efficient electrons accelerators, evidences for the acceleration of protons, which represent 90% of the cosmic rays, are much more scarce.

This thesis presents the analysis of HESS J1640–465 and the PeVatron candidate HESS J1641–463 using GeV data from the *Fermi* satellite to constrain the emission processes and the nature of these sources. This analysis revealed that their multi-wavelength emissions are very well modelled by systems composed of a pulsar and its nebula, in which high-energy electrons scatter on the ambient photon fields by inverse Compton scattering. On the other hand, the complementary analysis of data of the H.E.S.S. Cherenkov telescope array provides arguments in favour of a self-consistent scenario in which the TeV emission from both sources is produced by the interaction of high energy protons with molecular clouds. This scenario explains by itself the very hard γ -ray spectrum of HESS J1641–463 at TeV, as well as that of a new source in coincidence with a molecular cloud linking these sources: PNM 4041.

In the context of the study of the PeVatron candidate HESS J1641–463, an improvement of Model++ analysis chain of H.E.S.S was also developed. The recovery of cut images of electromagnetic showers, not considered until now, improves the effective area of all Model++ analysis profiles while keeping an angular resolution lower than 0.1° up to 50 TeV. By slightly modifying the values of the parameters used in Model++, the recovery of these events improves the significance, the number of γ -ray photons and the signal-to-noise ratio whatever the zenith angle of the observed sources. A dedicated high-energy optimisation has been performed in order to maximize the significance of sources above 5 TeV for the search and study of Galactic PeVatrons. This optimisation improves the effective area by more than 85% at 80 TeV at low zenith angles compared to the H.E.S.S. Faint profile, while maintaining a very good angular and energy resolution.

Keywords: γ -ray Astronomy, *Fermi*, H.E.S.S., supernova remnants, HESS J1640–465, HESS J1641–463.

Unité de recherche

UMR 5797 Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux–Gradignan, 33170 Gradignan, France.